

**Die Messung der spinabhängigen  
Strukturfunktion  
 $g_1$  des Deuteriums mit dem SMC  
Experiment**

---

Dissertation

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Jens Vogt

aus Dortmund

betreut von

Prof. Dr. Arnold Staude

München, den 10. September 2002



**Die Messung der spinabhängigen  
Strukturfunktion  
 $g_1$  des Deuteriums mit dem SMC  
Experiment**

---

Dissertation

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Jens Vogt

aus Dortmund

München, den 10. September 2002

Erstgutachter: Prof.Dr. Arnold Staude

Zweitgutachter: Prof.Dr. Christian Kiesling

Tag der mündlichen Prüfung: 22 November 2002

**Für Alexander**



# Kurzfassung

Die tiefinelastische Streuung von Leptonen an Nukleonen stellt eine gute Methode dar, die Struktur der Nukleonen zu erforschen. Erste Messungen der Strukturfunktionen des Protons wurden bereits in den 60er Jahren am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) vorgenommen. Es wurde hier ein 20 GeV Elektronstrahl benutzt. Diese Messungen zeigten, daß die Wirkungsquerschnitte einem Skalenverhalten genügen, welches charakteristisch ist für eine Streuung an punktförmigen Konstituenten. Dies war vom Quark-Parton-Modell (QPM) vorhergesagt worden.

Die spinabhängigen Strukturfunktionen des Protons wurden am SLAC in den 70er Jahren erstmals gemessen. Die Messungen wurden dann am CERN<sup>1</sup> durch die European Muon Collaboration (EMC) in den Jahren 1984 und 1985 mit einem Myonstrahl höherer Energie fortgesetzt. Der CERN Myonstrahl hatte eine Strahlenergie von 280 GeV und wurde aus dem Beschuß von Protonen aus dem Super-Proton-Synchrotron (SPS) auf ein Berylliumtarget und anschließendem Zerfall der dabei entstehenden Pionen in ein Myon und ein Neutrino erzeugt. Die Myonen sind aufgrund der Paritätsverletzung beim Pionzerfall natürlich polarisiert. Anders als bei den SLAC-Experimenten mit Elektronenstrahlen kann allerdings die Polarisation nicht so leicht invertiert werden. Die EMC arbeitete deshalb mit zwei entgegengesetzt polarisierten Targethälften.

Die Nachfolger der EMC, die Spin-Muon-Collaboration (SMC), verwendet im wesentlichen denselben experimentellen Aufbau, der schon von der EMC und der New-Muon-Collaboration (NMC) genutzt worden war. Sie benutzte für die erste Datennahme im Jahre 1992 das von EMC konstruierte Target, welches im Jahre 1993 durch ein größeres und verbessertes Target ersetzt wurde. Als Targetmaterial wurde Butanol und mit Deuterium versetztes Butanol verwendet. Dadurch konnte im Jahre 1992 die Strukturfunktion des Deuterium  $g_1^d$  gemessen werden. Zusammen mit der Messung der spinabhängigen Protonstrukturfunktion  $g_1^p$  konnte dann die Neutronenstrukturfunktion  $g_1^n$  bestimmt werden. Die Strahlenergie lag 1992 bei 100 GeV und in den darauffolgenden Jahren bei 190 GeV.

Die aus diesen Messungen resultierenden ersten Momente  $\Gamma_1^p$ ,  $\Gamma_1^d$  und  $\Gamma_1^n$  sind im Quark-Parton-Modell mit dem Spinanteil der Quarks am Nukleonenspin verbunden. Die von der EMC gefundene Abweichung von der Ellis-Jaffe Summenregel, die eine theoretische Vorhersage über den Wert dieser ersten Momente unter bestimmten Annahmen macht, wurde bestätigt. Die fundamentalere Bjorken Summenregel hingegen, die eine Aussage über die Differenz der ersten Momente von Proton und Neutron macht, konnte mit sehr großer Genauigkeit bestätigt werden.

In dieser Arbeit wird der gesamte Deuterium-Datensatz, der von der SMC aufgezeichnet wurde, verwendet. Es werden neue Methoden zur Berechnung der Asymmetrie und zu der aus den Schwankungen im Ansprechverhalten des Spektrometers resultierenden scheinbaren Asymmetrie vorgestellt. Aus der Analyse der Deuterium-Daten der Jahre 1992, 1994 und 1995 wird das erste Moment der spinabhängigen Strukturfunktion  $\Gamma_1^d$  berechnet. Zusammen mit der Messung der Protonstrukturfunktion  $g_1^p$  wird das erste Moment der Neutronstrukturfunktion  $\Gamma_1^n$  ermittelt. Abschließend werden diese Werte mit den theoretischen Vorhersagen von Bjorken und Ellis-Jaffe verglichen.

---

<sup>1</sup>Europäisches Zentrum für Elementarteilchenphysik



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1	Tiefinelastische Streuung von polarisierten Leptonen an polarisierten Nukleonen .	1
1.2	Tiefinelastische Streuung im Quark-Parton-Modell . . . . .	4
1.3	Asymmetrien . . . . .	6
1.4	Extrapolationen bei kleinen und großen $x_{\text{Bj}}$ . . . . .	8
1.5	Summenregeln . . . . .	8
1.6	QCD-Korrekturen . . . . .	9
1.7	$Q^2$ -Abhängigkeit von $g_1^{\text{d}}$ . . . . .	10
1.8	Messungen der Strukturfunktion $g_1^{\text{d}}$ . . . . .	11
1.9	Berechnung der Asymmetrie . . . . .	12
1.9.1	Zählraten-Methode . . . . .	13
1.9.2	$fD$ -Methode . . . . .	14
1.9.3	Likelihoodmethode . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>19</b>
2.1	Genereller Überblick . . . . .	19
2.2	Das Triggersystem . . . . .	21
2.2.1	Trigger 1 . . . . .	21
2.2.2	Trigger 2 . . . . .	22
2.2.3	Trigger 12 . . . . .	24
2.2.4	Trigger 14 . . . . .	25
2.2.5	Andere Trigger . . . . .	26
2.3	Myonidentifizierung . . . . .	26
2.3.1	ST67 . . . . .	27
2.3.2	P67 . . . . .	27

2.4	Impulsbestimmung des gestreuten Myons . . . . .	31
2.5	Das polarisierte Target . . . . .	33
2.6	Der Myonstrahl . . . . .	36
2.6.1	Der CERN Myonstrahl . . . . .	36
2.6.2	Orts- und Impulsbestimmung der einlaufenden Myonen . . . . .	37
2.7	Polarimeter . . . . .	39
2.7.1	Genereller Aufbau . . . . .	40
2.7.2	Bestimmung der Myonpolarisation . . . . .	41
2.8	Datenakquisition . . . . .	41
2.9	Einteilung der Datennahme . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Zeitliche Stabilität der Daten</b>	<b>43</b>
3.1	Effizienzen . . . . .	43
3.2	Rekonstruktionseffizienz . . . . .	46
3.3	Falsche Asymmetrien aus den Akzeptanzunterschieden . . . . .	49
3.3.1	Standardmethode zur Berechnung der falschen Asymmetrie . . . . .	50
3.3.2	Wichtungsmethode zur Berechnung der falschen Asymmetrien . . . . .	52
3.3.3	Falsche Asymmetrien aus der Likelihoodmethode . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>56</b>
4.1	Datenschnitte . . . . .	56
4.2	Auswahl der Konfigurationen . . . . .	57
4.3	Interne Eingangsgrößen zur Berechnung von $A_1^d$ . . . . .	59
4.3.1	Die Strahlpolarisierung . . . . .	59
4.3.2	Die Targetpolarisierung . . . . .	59
4.3.3	Der Verdünnungsfaktor . . . . .	59
4.4	Physikalische Asymmetrien . . . . .	60
4.4.1	$Q^2$ Abhängigkeit von $A_1^d$ . . . . .	61
4.5	Korrekturen zur Asymmetrie . . . . .	63
4.5.1	Strahlungskorrekturen . . . . .	63
4.5.2	Hintergrundpolarisierung . . . . .	64
4.6	Systematische Fehler von $A_1^d(x_{Bj})$ . . . . .	65
4.6.1	Systematischer Fehler aufgrund der Vernachlässigung von $A_2^d(x_{Bj})$ . . . . .	66

4.6.2	Systematischer Fehler aufgrund von Akzeptanzvariationen . . . . .	67
4.6.3	Systematischer Fehler aufgrund der Strahlungskorrekturen . . . . .	67
4.6.4	Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $R(x_{Bj})$ . . . . .	68
4.7	Externe Eingangsgrößen für die Berechnung von $g_1^d$ . . . . .	68
4.7.1	Die Strukturfunktion $R(x_{Bj}, Q^2)$ . . . . .	68
4.7.2	Die Strukturfunktion $F_2(x_{Bj}, Q^2)$ . . . . .	68
4.8	Die spinabhängige Strukturfunktion $g_1^d$ des Deuteriums . . . . .	69
4.9	Systematische Fehlerbeiträge zu $g_1^d$ . . . . .	70
4.9.1	Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $F_2(x_{Bj})$ . . . . .	71
4.9.2	Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $R(x_{Bj})$ . . . . .	71
4.10	$Q^2$ -Entwicklung von $g_1^d$ . . . . .	72
4.11	Das Integral der Strukturfunktion $\Gamma_1^d$ . . . . .	74
4.12	Systematische Fehler von $\Gamma_1^d$ . . . . .	75
4.13	Die Summenregeln . . . . .	75
4.13.1	Die Bjorken Summenregel . . . . .	77
4.13.2	Die Ellis-Jaffe Summenregel . . . . .	78
4.14	Spinanteile am Nukleonenspin . . . . .	78
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>80</b>
	<b>Anhang</b>	<b>82</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>95</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>98</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>101</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>102</b>

# Kapitel 1

## Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel soll eine Einführung in die theoretischen Grundlagen geben, die zur Analyse der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung benötigt werden. Zuerst wird eine Einführung in die Theorie der tiefinelastischen Streuung gegeben. Der zweite Abschnitt befaßt sich mit der Berechnung der Asymmetrie und den dazu benötigten kinematischen Variablen. Die zur Berechnung des ersten Moments von  $g_1^d$  benötigten Extrapolation bei kleinem und großem  $x_{Bj}$  werden in Abschnitt 3 behandelt. Der nächste Abschnitt stellt die Summenregeln von Bjorken und Ellis-Jaffe vor. Die beiden nächsten Unterkapitel beschreiben die tiefinelastische Streuung im Quark-Parton-Modell zusammen mit den Korrekturtermen höherer Ordnung aus QCD-Rechnungen. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $g_1^d$  wird im Abschnitt 7 behandelt. Abschnitt 8 faßt die bisher zur polarisierten Lepton-Nukleon-Streuung gemachten Experimente zusammen. Zum Schluß werden die theoretischen Grundlagen der einzelnen Methoden beschrieben, mit denen in dieser Arbeit die Asymmetrie  $A_1^d$  aus den Daten extrahiert wird.

### 1.1 Tiefinelastische Streuung von polarisierten Leptonen an polarisierten Nukleonen

Die tiefinelastische Streuung von polarisierten Myonen an polarisierten Nukleonen läßt sich in der Näherung der ersten Ordnung der Störungsrechnung durch den Austausch eines virtuellen Bosons beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt dieses neutralen, elektroschwachen Prozesses hat zwei Anteile, einen resultierend aus dem Austausch eines Photons und einen anderen resultierend aus dem Austausch eines neutralen  $Z_0$ -Bosons. In der Näherung der führenden Ordnung können die Feynman-Diagramme wie in Abb. 1.1 dargestellt werden.

Das einlaufende Myon streut an dem Nukleon durch den Austausch eines virtuellen Photons oder eines  $Z_0$ -Bosons. Der Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt resultierend aus dem Austausch eines  $Z_0$ -Bosons ist aufgrund der großen  $Z_0$ -Masse in der Größenordnung  $\sim q^2/M_{Z_0}^2$  unterdrückt. Im kinematischen Bereich, der durch die experimentelle Anordnung des SMC-Experimentes gegeben ist, ist ihr relativer Anteil kleiner als 1%. In dieser Arbeit wird er deshalb vernachlässigt.

In Abb. 1.2 ist der verbleibende Anteil aus dem Austausch eines virtuellen Photons nochmals mit den in dieser Arbeit verwendeten kinematischen Variablen vergrößert dargestellt.

$$\sigma(\mu^+ + p, n \longrightarrow \mu^+ + X) \sim$$

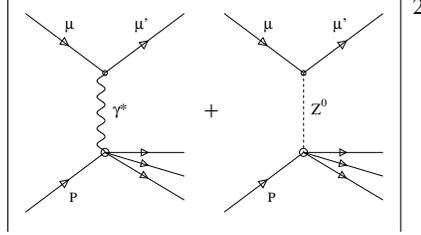


Abbildung 1.1: Anteile am totalen Wirkungsquerschnitt bei der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung durch Austausch eines Vektorbosons.

Das einlaufende Lepton  $\mu$  hat den Viererimpuls  $p_\mu$  und den Spin  $s_l$ . Nach der Streuung am Nukleon hat es den Impuls  $p'_\mu$ . Das Nukleon  $P$  hat den Impuls  $p$ , den Spin  $s_N$  und die Masse  $M$ . Das ausgetauschte virtuelle Photon  $\gamma^*$  hat den Viererimpuls  $q = p_\mu - p'_\mu$ .

Bei der tiefinelastischen Streuung wird das Nukleon aufgebrochen und geht in den hadronischen Endzustand  $X$  mit Masse  $M_x$  und Impuls  $p_x$  über. Zur Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnittes ist der hadronische Endzustand  $X$  nicht von Interesse und bleibt daher unberücksichtigt.

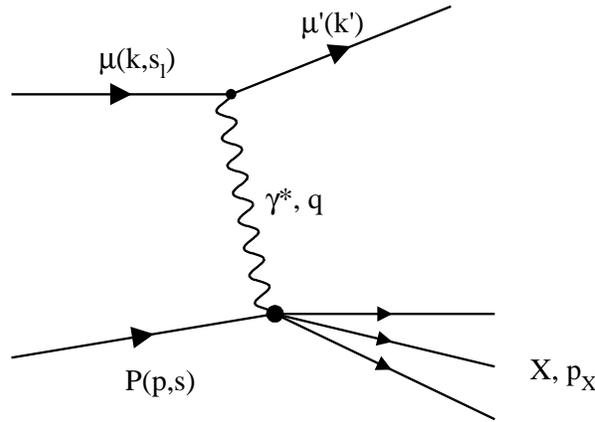


Abbildung 1.2: Feynmangraph der tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung im Ein-Photon-Austausch.

Die Reaktion ist durch die beiden physikalischen Größen Energieübertrag  $\nu$  und negatives Quadrat des Impulsübertrages  $Q^2 = -q^2$  vollständig beschreibbar, wobei

$$Q^2 = -(p_\mu - p_{\mu'})^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\Theta_\mu}{2} \quad , \quad (1.1)$$

$$\nu = E - E'. \quad (1.2)$$

ist.  $\Theta_\mu$  ist hierbei der Streuwinkel im Laborsystem, und  $E$  bzw.  $E'$  sind die Energien des einlaufenden bzw. auslaufenden Myons. Alternativ dazu läßt sich der Prozess auch durch die beiden dimensionslosen Skalierungsvariablen  $x_{Bj}$  und  $y_{Bj}$  beschreiben, mit

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad , \quad (1.3)$$

$$y_{Bj} = \frac{\nu}{E}. \quad (1.4)$$

Dabei ist  $y_{\text{Bj}}$  der relative Energieübertrag auf das Photon. Wie später noch näher erläutert wird, läßt sich  $x_{\text{Bj}}$  im Rahmen des Quark-Parton-Modells als Impulsanteil des Quarks, an dem die Streuung erfolgt, am Nukleonimpuls auffassen. Man spricht von tiefinelastischer Streuung, wenn der Impulsübertrag auf das Nukleon so groß ist, daß keine angeregten Nukleonresonanzen erzeugt werden. Dies ist der Fall, wenn die Masse des hadronischen Endzustandes sehr viel größer ist als die Nukleonmasse ( $M^2 \ll M_x^2$ ).

Die allgemeinste Form der Beschreibung der tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuung teilt den Prozess in einen rein leptonischen und einen rein hadronischen Arm, beschrieben durch  $L_{\mu\nu}$  und  $W^{\mu\nu}$  auf. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch:

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

$\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante. Der leptonische Arm beschreibt den Myonvertex und ist identisch zum entsprechenden Term bei der Myon-Elektron Streuung. Er kann unter Zuhilfenahme der Feynman-Regeln der Quantenelektrodynamik berechnet werden [42]. Der hadronische Term  $W^{\mu\nu}$  beschreibt den Photon-Nukleon Vertex und ist etwas komplizierter aufgebaut, da er die unbekannte Struktur des Nukleon enthält. Er beinhaltet die beiden invarianten Tensoren  $g_{\mu\nu}$  und  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ , sowie die Vierervektoren die den Prozess am Hadronvertex beschreiben. Dies sind der Impuls des Nukleons  $p_\mu$ , dessen Spin  $s_h$  sowie, der Impuls des virtuellen Photons  $q_\mu$ . Es kann gezeigt werden, daß der Hadrontensor folgende Form hat [40]:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} = & \frac{1}{M} F_1 \left( -g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{1}{M} \frac{F_2}{p \cdot q} \left( p_\mu - \frac{(p \cdot q) q_\mu}{q^2} \right) \left( p_\nu - \frac{(p \cdot q) q_\nu}{q^2} \right) \\ & + g_1 \frac{i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha s^\beta}{p \cdot q} + g_2 \frac{i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha}{(p \cdot q)^2} \left( p \cdot q s_h^\beta - s_h \cdot q p^\beta \right). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die Funktionen  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $g_1$  und  $g_2$  beinhalten dabei die unbekannte Struktur des Nukleons. Sie sind abhängig von der Kinematik des Prozesses und werden auch Strukturfunktionen genannt.

Der Leptontensor kann geschrieben werden als [42]:

$$L^{\mu\nu} = 2 \left[ m^2 g^{\mu\nu} + p_\mu^\mu p_\nu^\nu + p_\mu^\nu p_\nu^\mu - (p_\mu p_\nu^\mu) g^{\mu\nu} + i m \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha s_{l,\beta} \right], \quad (1.7)$$

wobei  $s_l$  den Spinvektor des einlaufenden Myons und  $p_\mu$  bzw.  $p_\mu'$  den Impuls des einlaufenden bzw. auslaufenden Myons darstellt.

Beide Tensoren  $L^{\mu\nu}$  und  $W_{\mu\nu}$  können in einen rein symmetrischen und einen rein antisymmetrischen Anteil aufgeteilt werden. Da die Zusammenfassung eines rein symmetrischen mit einem rein antisymmetrischen Tensors Null ergibt, läßt sich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt schreiben als

$$\frac{d^2\sigma^{1\gamma}}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{Q^4 E} \left[ L^{\mu\nu(S)} W_{\mu\nu}^{(S)} + L^{\mu\nu(A)} W_{\mu\nu}^{(A)} \right], \quad (1.8)$$

wobei die beiden oberen Indizes ( $A$ ) und ( $S$ ) den antisymmetrischen bzw. den symmetrischen Anteil bezeichnen. Wie aus Gl. (1.6) ersichtlich, beinhalten nur die beiden letzten Terme den Hadronspin  $s_h$ .

Für longitudinal polarisierte Leptonen und Hadronen (d. h.  $s_l \cdot s_h = \pm 1$ ) kommt man zu den folgenden Gleichungen:

$$\frac{d^2\sigma^{(1\gamma)}}{dQ^2 dx_{\text{Bj}}} = \left[ \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x_{\text{Bj}}} \right] \{ W_0(x_{\text{Bj}}) \pm G_0(x_{\text{Bj}}) \}. \quad (1.9)$$

Substituierung der Gl. (1.6) und Gl. (1.7) in experimentell zugängliche Größen führt zu:

$$\begin{aligned}
W_0(x_{\text{Bj}}) &= F_2(x_{\text{Bj}}) \left( 1 - y_{\text{Bj}} - \frac{M y_{\text{Bj}}}{2E} \right) + y_{\text{Bj}}^2 F_1(x_{\text{Bj}}) \\
G_0(x_{\text{Bj}}) &= \frac{Q^2}{EM} \left[ \left( 1 - \frac{Q^2}{4ME x_{\text{Bj}}} - \frac{Q^2}{4E^2} \right) g_1(x_{\text{Bj}}) - \frac{M x_{\text{Bj}}}{E} g_2(x_{\text{Bj}}) \right]
\end{aligned}$$

Das obere Vorzeichen in Gl. (1.9) gilt dabei für antiparallele und das untere für parallele Stellung der Spins von Myon und Nukleon.  $F_1$  und  $F_2$  sind die beiden spinunabhängigen,  $g_1$  und  $g_2$  die beiden spinabhängigen Strukturfunktionen.

Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß bei einer Spinumkehr nur der Term, der die beiden spinabhängigen Strukturfunktionen beinhaltet ( $G_0$  in Gl. (1.9)), sein Vorzeichen ändert. Die Differenzbildung der Wirkungsquerschnitte bei invertierter Polarisation bildet somit eine Möglichkeit, die beiden spinabhängigen Strukturfunktionen  $g_1(x_{\text{Bj}})$  und  $g_2(x_{\text{Bj}})$ , allerdings nicht einzeln, zu messen. Der Term  $W_0(x_{\text{Bj}})$  in Gleichung Gl. (1.9) verschwindet dabei, und es bleibt:

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma &= \left( \frac{d^2\sigma^{(1\gamma)}}{dQ^2 dx_{\text{Bj}}} \right)^{\uparrow\downarrow} - \left( \frac{d^2\sigma^{(1\gamma)}}{dQ^2 dx_{\text{Bj}}} \right)^{\uparrow\uparrow} \\
&= \frac{4\pi\alpha^2}{ME x_{\text{Bj}} Q^2} \left[ \left( 2 - \frac{Q^2}{2ME x_{\text{Bj}}} - \frac{Q^2}{2E^2} \right) g_1(x_{\text{Bj}}) - \frac{2M x_{\text{Bj}}}{E} g_2(x_{\text{Bj}}) \right]
\end{aligned} \tag{1.10}$$

Die zweite spinabhängige Strukturfunktion  $g_2$  ist bei einer Strahlenergie von 190 GeV, mit dem Faktor  $M/E < 5 \times 10^{-3}$  unterdrückt. Sie wird bei der Bestimmung der Asymmetrie vernachlässigt und nur durch einen Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt. Dabei sind zwei Möglichkeiten einer Abschätzung dieses Beitrages möglich. Die erste Möglichkeit ist gegeben durch die obere Grenze  $A_2(x_{\text{Bj}}) \leq \sqrt{R(x_{\text{Bj}})}$ . In dieser Arbeit wird abweichend davon, die von der SMC durchgeführte Messung mit transversalem Nukleonspin berücksichtigt und der Beitrag von  $A_2$  zum systematischen Fehler aus dieser Messung bestimmt.

## 1.2 Tiefinelastische Streuung im Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Modell (QPM) ist das Nukleon aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, aufgebaut. Dies gilt nur im Rahmen eines sich schnell bewegenden Nukleon zusammen mit der Annahme, daß der Nukleonimpuls von den Partonen getragen wird. Transversalimpulse werden vernachlässigt. Diese Situation ist im Bjorken-Limit gegeben, wo der Viererimpulstransfer und der Energietransfer auf die Partonen groß ist und das virtuelle Photon an den punktförmigen Konstituenten des Nukleons gestreut wird. Diese werden üblicherweise mit den Quarks gleichgesetzt.

Der Wirkungsquerschnitt kann in diesem Rahmen als inkohärente Summe der Streuung an den Quarks aufgefasst werden, und die Variable  $x_{\text{Bj}}$  beschreibt den Anteil am Gesamtnukleonimpuls, der von den Quarks getragen wird.

Im QPM können die Strukturfunktionen mit den Quark- ( $q(x_{\text{Bj}})$ ) und Antiquarkdichten ( $\bar{q}(x_{\text{Bj}})$ ) in Verbindung gebracht werden, wobei  $q(x_{\text{Bj}})$  die Wahrscheinlichkeitsdichte darstellt, ein Quark mit dem Anteil  $x_{\text{Bj}}$  vom Nukleonenimpuls zu finden. Beim mittleren  $Q^2$  des SMC-Experiments sind dies nur  $u$ ,  $d$  und  $s$  Quarks.

Dadurch hat  $g_1(x_{Bj})$  im Quark-Parton-Model eine einfache und leicht verständliche Interpretation. Ähnlich der Interpretation von  $F_1(x_{Bj})$  läßt sich  $g_1(x_{Bj})$  als Differenz der Wahrscheinlichkeiten auffassen, daß ein Quark der Sorte  $i$  mit dem Gesamtimpulsbruchteil  $x_{Bj}$  den Spin parallel bzw. antiparallel zum Nukleonspin hat.

$$g_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \sum_{i=u,d,s} e_i^2 [q_i^{\uparrow\uparrow}(x_{Bj}) - q_i^{\downarrow\uparrow}(x_{Bj})] \quad (1.11)$$

$$F_1(x_{Bj}) = \frac{1}{2} \sum_{i=u,d,s} e_i^2 [q_i(x_{Bj}) + \bar{q}_i(x_{Bj})] \quad (1.12)$$

Führt man den Nettobeitrag einer Quarksorte und dessen Antiquarks mit Gesamtimpulsanteil  $x_{Bj}$  vom Nukleonimpuls ein,  $\Delta q_i(x_{Bj}) = q_i^{\uparrow\uparrow}(x_{Bj}) + \bar{q}_i^{\uparrow\uparrow}(x_{Bj}) - q_i^{\downarrow\uparrow}(x_{Bj}) - \bar{q}_i^{\downarrow\uparrow}(x_{Bj})$ , und integriert über den Impulsanteil  $x_{Bj}$ , so erhält man:

$$\Delta q_i = \int_0^1 dx_{Bj} \Delta q_i(x_{Bj}) \quad (q_i = u, d, s) \quad (1.13)$$

und für die ersten Momente von Proton und Neutron

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 dx_{Bj} g_1^p(x_{Bj}) \quad (1.14)$$

$$= \frac{1}{2} \left( \frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (1.15)$$

$$= \frac{1}{12} \underbrace{(\Delta u - \Delta d)}_{g_A} + \frac{1}{36} \underbrace{(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s)}_{g_8} + \frac{1}{9} \underbrace{(\Delta u + \Delta d + \Delta s)}_{\Delta\Sigma} \quad (1.16)$$

$$\Gamma_1^n = \int_0^1 dx_{Bj} g_1^n(x_{Bj}) \quad (1.17)$$

$$= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{9} \Delta u + \frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (1.18)$$

$$= \frac{1}{12} \underbrace{(\Delta d - \Delta u)}_{-g_A} + \frac{1}{36} \underbrace{(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s)}_{g_8} + \frac{1}{9} \underbrace{(\Delta u + \Delta d + \Delta s)}_{\Delta\Sigma}. \quad (1.19)$$

QCD-Korrekturen wurden hier vernachlässigt. Im QPM kann  $\Delta\Sigma$  als der Anteil am Nukleonspin aufgefaßt werden, der von den Quarks getragen wird.

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s \quad (1.20)$$

Mit den aus dem Neutron-Beta-Zerfall bekannten Konstanten  $g_A = 1.2573 \pm 0.0028$  [59], der aus dem Hyperonenzerfall ermittelten Konstante  $g_8 = 0.579 \pm 0.025$  [12], sowie mit der Messung von  $\Gamma_1^{p,n}$  bzw.  $\Gamma_1^{p,d}$  lassen sich jetzt die Quarkspinanteile  $\Delta u$ ,  $\Delta d$ , und  $\Delta s$  bestimmen:

$$\begin{aligned} g_A &= \Delta u - \Delta d \\ g_8 &= \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \\ \Gamma_1^p &= \frac{g_A}{12} + \frac{5g_8}{36} + \frac{\Delta s}{3} \end{aligned} \quad (1.21)$$

und daraus:

$$\begin{aligned} \Delta u &= \frac{1}{6}(3g_A + g_8 + 2\Delta\Sigma) \\ \Delta d &= \frac{1}{6}(-3g_A + g_8 + 2\Delta\Sigma) \\ \Delta s &= \frac{1}{3}(\Delta\Sigma - g_8) \end{aligned} \quad (1.22)$$

### 1.3 Asymmetrien

Polarisierte tiefinelastische Streuung an polarisierten Nukleonen wird mit longitudinal polarisierten Myonen oder Elektronen durchgeführt. Das Nukleon ist dabei parallel oder senkrecht zur Strahlachse polarisiert. Die Ereignisraten für jede der beiden möglichen Orientierungen (Spin von Myon und Nukleon parallel bzw. antiparallel) werden subtrahiert und durch deren Summe dividiert. Die verschiedenen Orientierungen können entweder durch Invertierung der Strahlpolarisation, der Targetpolarisation oder durch zwei Targets mit unterschiedlicher Polarisation erreicht werden. Für ein Spin 1/2 Target lassen sich die Asymmetrien, wie folgt, zusammenfassen:

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \quad A_{\perp} = \frac{\sigma^{\uparrow\leftarrow} - \sigma^{\uparrow\rightarrow}}{\sigma^{\uparrow\leftarrow} + \sigma^{\uparrow\rightarrow}} \quad (1.23)$$

wobei der erste Pfeil für die Strahlpolarisierung und der zweite für die Targetpolarisierung steht. Ein Pfeil nach oben bezeichnet eine Strahlpolarisierung entgegen der Strahlrichtung, ein Pfeil nach unten in Strahlrichtung. Der Pfeil nach links bedeutet eine Targetpolarisierung senkrecht zur Strahlrichtung nach oben, ein Pfeil nach rechts eine senkrechte Targetpolarisierung nach unten.

Diese Asymmetrien können durch die Strukturfunctionen  $g_1, g_2, F_1$  und  $F_2$  ausgedrückt werden. Dazu betrachtet man zunächst die Absorptionsquerschnitte für longitudinal (L) und transversal (T) polarisierte virtuelle Photonen [40]:

$$\begin{aligned} \sigma_2^T &\sim F_1 - g_1 + \gamma^2 g_2 \\ \sigma_1^T &\sim F_1 \\ \sigma_0^T &\sim F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2 \\ \sigma_1^{TL} &\sim -\gamma(g_1 + g_2) \\ \sigma_0^{TL} &\sim \gamma(g_1 + g_2) \\ \sigma_0^{T-T} &\sim 0 \\ \sigma_1^L &\sim -F_1 + F_2(1 + \gamma^2)/(2x_{Bj}) \\ \sigma_0^L &\sim -F_1 + F_2(1 + \gamma^2)/(2x_{Bj}) \end{aligned} \quad (1.24)$$

Die Indizes 0, 1 und 2 bezeichnen den totalen Drehimpuls des Photon-Hadron-Systems in Richtung des einlaufenden Leptons. Die beiden Terme  $\sigma^{TL}$  und  $\sigma^{T-T}$  beschreiben den Fall einer Interferenz von transversalen und longitudinalen Streuamplituden.

Faßt man die transversalen Anteile wie folgt zusammen:

$$\sigma^T = \sigma_0^T + \sigma_1^T + \sigma_2^T \quad , \quad (1.25)$$

so ergeben sich die für uns relevanten Photonabsorptionsasymmetrien nun als [41]:

$$A_1 = \frac{3\sigma_0^T - \sigma_2^T}{2\sigma^T} \quad A_2 = \frac{3\sigma_0^{TL} - \sigma_1^{TL}}{2\sigma^T} \quad (1.26)$$

Das Verhältnis dieser Asymmetrien zu den meßbaren Lepton-Nukleon-Asymmetrien ist:

$$\begin{aligned} A_{\parallel} &= \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = D(A_1 + \eta A_2) \\ A_{\perp} &= \frac{\sigma^{\uparrow\leftarrow} - \sigma^{\uparrow\rightarrow}}{\sigma^{\uparrow\leftarrow} + \sigma^{\uparrow\rightarrow}} = d(A_1 + \zeta A_2) \end{aligned} \quad (1.27)$$

mit

$$D = \frac{y_{\text{Bj}}(2 - y_{\text{Bj}})}{y_{\text{Bj}}^2 + 2(1 - y_{\text{Bj}})(1 + R)} \quad d = D \frac{\sqrt{1 - y_{\text{Bj}}}}{1 - y_{\text{Bj}}/2} \quad (1.28)$$

und

$$\eta = \gamma \frac{1 - y_{\text{Bj}}}{1 - y_{\text{Bj}}/2} \quad \zeta = \gamma \left(1 - \frac{y_{\text{Bj}}}{2}\right) \quad (1.29)$$

Terme der Ordnung  $\gamma^2 = Q^2/\nu^2$  wurden nicht berücksichtigt.  $R$  ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der longitudinalen zur transversalen Streuung  $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ .  $D$  bezeichnet den Depolarisationsfaktor, der ein Maß für den Polarisationsübertrag zwischen Myon und virtuellem Photon ist. Er hängt von der Kinematik des Streuprozesses ab und zeigt eine fast lineare Abhängigkeit von  $y_{\text{Bj}}$ . Im Grenzfall  $y_{\text{Bj}} = 1$  wird nicht nur die gesamte Energie des Myons sondern auch dessen gesamter Spin auf das virtuelle Photon übertragen. In diesem Fall ist  $D = 1$ . Abb. 1.3 veranschaulicht  $D$  als Funktion von  $y_{\text{Bj}}$ , für  $R, \gamma = 0$ .

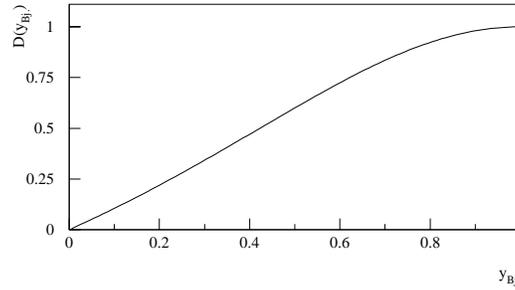


Abbildung 1.3: Depolarisationfaktor  $D$  als Funktion von  $y_{\text{Bj}}$ . Terme in  $\gamma^2$  wurden vernachlässigt.

Für die beiden Asymmetrien existieren folgende obere Grenzen:

$$A_1(x_{\text{Bj}}) \leq 1 \quad A_2(x_{\text{Bj}}) \leq \sqrt{R(x_{\text{Bj}})} \quad (1.30)$$

Zur Bestimmung von  $g_1^{\text{d}}$  bzw.  $g_2^{\text{d}}$  des Deuteriums wird experimentell nun so vorgegangen, daß erst die beiden Asymmetrien  $A_1$  und  $A_2$  gemäß den Gleichungen Gl. (1.27) bestimmt werden, und dann aus diesen, mittels Gl. (1.24) - Gl. (1.26) die beiden Strukturfunktionen  $g_1^{\text{d}}(x_{\text{Bj}})$  und  $g_2^{\text{d}}(x_{\text{Bj}})$  gemäß

$$g_1 = \frac{F_1}{1 + \gamma^2} (A_1^{\text{d}} + \gamma A_2^{\text{d}}) \quad g_2 = \frac{F_1}{1 + \gamma^2} (A_2^{\text{d}}/\gamma - A_1^{\text{d}}) \quad (1.31)$$

berechnet werden.

Die ersten Momente dieser Funktionen erhält man aus der Integration dieser Funktionen über  $x_{\text{Bj}}$ .

$$\Gamma_1^{\text{d}} = \int_0^1 dx_{\text{Bj}} g_1^{\text{d}}(x_{\text{Bj}}) \quad , \quad (1.32)$$

bzw. für das Proton

$$\Gamma_1^{\text{p}} = \int_0^1 dx_{\text{Bj}} g_1^{\text{p}}(x_{\text{Bj}}) \quad . \quad (1.33)$$

Die hier beschriebene Analyse der Deuterium-Daten geht davon aus, daß der Deuteriumkern als inkohärente Summe aus einem Neutron und einem Proton aufgefaßt werden kann. Dies ist berechtigt, da die Streuung nicht am gesamten Deuterium, sondern an den einzelnen Partonen geschieht. Nukleareffekte werden dabei vernachlässigt.

Die Ausrichtung des Neutron bzw. Protonspins im Verhältnis zum Deuteriumspin ist abhängig vom  $D$ -Wellen Anteil  $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$  [10, 4, 76, 44, 57]. Daher muß das erste Momente der Strukturfunktionen  $\Gamma_1^n$  aus  $\Gamma_1^p$  zusammen mit  $\Gamma_1^d$  berechnet werden:

$$\Gamma_1^n = \frac{2\Gamma_1^d}{1 - \frac{3}{2}\omega_D} - \Gamma_1^p \quad . \quad (1.34)$$

Der Vorfaktor von  $\omega_D$  resultiert aus einer Kombination mehrerer Clebsch-Gordan Koeffizienten.

## 1.4 Extrapolationen bei kleinen und großen $x_{Bj}$

Da die vorhandenen Daten nur den Bereich  $0.003 < x_{Bj} < 0.7$  abdecken, müssen vor einer Berechnung der ersten Momente  $\Gamma_1^p$  und  $\Gamma_1^n$  die Strukturfunktionen  $g_1(x_{Bj})$  zu  $x_{Bj} = 0$  und  $x_{Bj} = 1$  extrapoliert werden. Die SMC-Kollaboration nimmt für große  $x_{Bj}$

$$\lim_{x_{Bj} \rightarrow 1} A_1^d = \text{konstant} \quad (1.35)$$

an.

Die von der SMC-Kollaboration benutzte Extrapolation bei kleinem  $x_{Bj}$  geht von der Regge-Theorie aus, welche besagt, daß sich  $g_1$  wie

$$\lim_{x_{Bj} \rightarrow 0} g_1 = C x_{Bj}^\alpha, \quad 0 \leq \alpha \leq 1/2 \quad (1.36)$$

verhält [36]. Da, wie später noch gezeigt wird die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1^d$  im Bereich kleiner  $x_{Bj}$  negativ ist, wird für diesen Fall  $\alpha = 0$  angenommen und der Wert von  $C$  aus dem gewichteten Mittelwert der ersten beiden Datenpunkte bei kleinen  $x_{Bj}$  ermittelt.

## 1.5 Summenregeln

Im Jahre 1966 fand Bjorken [8, 9] eine Summenregel, die die Differenz der ersten Momente des Neutrons und Protons mit den aus dem Betazerfall bekannten elektroschwachen Kopplungskonstanten  $g_A$  und  $g_V$  in Zusammenhang bringt (Bjorken Summenregel)

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \int_0^1 dx_{Bj} (g_1^p - g_1^n) = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right|. \quad (1.37)$$

Diese Summenregel gilt nur im sogenannten Bjorken-Limit ( $Q^2 \rightarrow \infty$ ,  $x_{Bj}$  endlich). Bei endlichem Impulsübertrag müssen radiative Korrekturterme hinzugenommen werden, die später noch näher erläutert werden.

Ellis und Jaffe [16, 17] stellten 1974 getrennte Summenregeln für die Momente  $\Gamma_1^p$ ,  $\Gamma_1^n$  und  $\Gamma_1^d$  auf. Diese Summenregeln waren aus der Quantenchromodynamik unter Annahme eines unpolarierten Strange-Quark-Sees und einer SU(3)-Symmetrie berechnet worden. Die Gleichungen sind bei Nichtberücksichtigung von Strahlungskorrekturen

$$\begin{aligned}\Gamma_1^p &= \frac{1}{12}g_A + \frac{1}{36}g_8 + \frac{1}{9}\Delta\Sigma \\ \Gamma_1^n &= -\frac{1}{12}g_A + \frac{1}{36}g_8 + \frac{1}{9}\Delta\Sigma \quad .\end{aligned}\tag{1.38}$$

$\Delta\Sigma$  ist im Quark-Parton-Modell der Gesamtspinanteil der einzelnen Quarks am Nukleonenspin.

## 1.6 QCD-Korrekturen

Die erste Ordnung der Störungsrechnung geht von der Streuung der Photonen an freien Quarks aus. Einflüsse aufgrund von Gluonwechselwirkungen werden nicht berücksichtigt.

Höhere Ordnungen der Störungsrechnung werden durch Austausch des Propagators der Streuung an freien Quarks mit einem Propagator der Streuung an Quarks in einem Hintergrundfeld, welches durch das Nukleon gegeben ist, berechnet. Diese Korrekturen sind proportional zu  $1/Q^2$  und deshalb bei großem  $Q^2$  vernachlässigbar.

Dies führt zu einem Gesamtspinanteil  $\Delta\Sigma'$ , der abhängig ist von der Gluondichte  $\Delta\Gamma$ :

$$\Delta\Sigma'(Q^2) = \Delta\Sigma + n_f\Delta\Gamma \quad \text{mit} \quad \Delta\Gamma = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 \Delta G(x_{Bj}) dx_{Bj} \quad , \tag{1.39}$$

wobei  $\alpha_s(Q^2)$  die starke Kopplungskonstante und  $n_f = 3$  die Anzahl der Quarksorten ist.  $\Delta G$  ist die Differenz zwischen Gluonen mit  $S_z = +1$  und Gluonen mit  $S_z = -1$ .

Eine Folge dieser Korrekturen ist allerdings, daß nun die Quarkspinanteile eine Funktion der Gluondichte  $\Delta\Gamma$  sind und deshalb eine  $Q^2$ -Abhängigkeit zeigen. Da die einzelnen Spinanteile aus der Bjorken, bzw. Ellis-Jaffe Summenregel zusammen mit  $F_1$ ,  $g_A$  und  $D$  berechnet werden, läßt sich  $\Delta\Sigma' = \Delta u' + \Delta d' + \Delta s'$ , sowohl als auch  $\Delta u'$ ,  $\Delta d'$  und  $\Delta s'$  nicht mehr als reine Quarkspinanteile auffassen. Dadurch hat  $\Delta\Sigma'$  keine offensichtliche physikalische Interpretation mehr.

Dagegen kann  $\Delta\Sigma = \Delta\Sigma' - n_f\Delta\Gamma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$  weiterhin als Spinanteil der einzelnen Quarks interpretiert werden. Ohne eine Kenntnis der Gluonpolarisation läßt sie sich allerdings nicht mehr aus den Daten herleiten.

Bei der Störungsrechnung höherer Ordnung treten Singlet-, Nonsinglet und Axial-terme auf, die meherer Wilson-Koeffizienten beinhalten. Die Koeffizienten für den Singletterm sind bis zur zweiten Ordnung und für den Nonsingletterm bis zur dritten Ordnung in  $\alpha_s$  berechnet worden. Für die dritte Ordnung im Singletterm und die vierte Ordnung im Nonsingletterm gibt es bisher nur Abschätzungen. Für den Axialterm existieren Berechnungen in zweiter Ordnung und eine Abschätzung dritter Ordnung [52, 53, 54, 45, 46, 47, 75, 50].

Für die Berechnung der Bjorken-Summenregel spielen der Singlett- und der Axial-Korrekturterm keine Rolle, da sie bei Neutron und Proton auftreten und sich bei der Differenzbildung von  $\Gamma_1^p$  und  $\Gamma_1^n$  herausheben. Sie muß daher nur mit dem Nonsingletterm korrigiert werden:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \int_0^1 dx_{Bj} (g_1^p - g_1^n) = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| C_{NS}(Q^2) \quad . \tag{1.40}$$

Der Wert für diese Differenz ist bei Berücksichtigung der Korrekturen bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_s$  für ein  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  und drei aktive Quarksorten:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.182 \pm 0.005 \quad (1.41)$$

Für  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  ergibt sich ein Wert von:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.187 \pm 0.003 \quad (1.42)$$

Bei der Ellis-Jaffe-Summenregel treten der Nonsingletterm und der Singletterm auf. Bei Vernachlässigung der Gluonanteils ergibt sich, unter der Annahme  $\Delta s = 0$ :

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{6} \left\{ \left( \frac{1}{2} g_A + \frac{1}{6} g_8 \right) C_{NS}(Q^2) \right\} \quad (1.43)$$

$$+ \frac{1}{9} g_8 C_S(Q^2) \quad (1.44)$$

$$\Gamma_1^n = \frac{1}{6} \left\{ \left( \frac{1}{2} g_A + \frac{1}{6} g_8 \right) C_{NS}(Q^2) \right\} \quad (1.45)$$

$$+ \frac{1}{9} g_8 C_S(Q^2). \quad (1.46)$$

Bei  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  und drei aktiven Quarksorten ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= 0.167 \pm 0.005 \\ \Gamma_1^n &= -0.015 \pm 0.005 \end{aligned} \quad (1.47)$$

$$\Gamma_1^d = 0.070 \pm 0.004$$

für  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= 0.170 \pm 0.005 \\ \Gamma_1^n &= -0.016 \pm 0.005 \end{aligned} \quad (1.48)$$

$$\Gamma_1^d = 0.071 \pm 0.004$$

Die Berücksichtigung von höheren Ordnungen führt also insgesamt auf eine nicht mehr offensichtliche Interpretation der Quarkspinanteile. Der reine Quarkanteil kann nicht mehr vom  $Q^2$ -abhängigen Gluonanteil abgekoppelt werden. Ohne eine genaue Kenntnis des Gluonbeitrages kann daher keine exakte Aussage über die Quarkpolarisation gemacht werden. Die bisher erreichte Meßgenauigkeit für den Gluonbeitrag ist noch nicht ausreichend. QCD Korrekturen werden daher in dieser Arbeit nur als Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt.

## 1.7 $Q^2$ -Abhängigkeit von $g_1^d$

Aufgrund des experimentellen Aufbaus wird der kinematische Bereich, in dem Ereignisse aufgezeichnet werden können, beschränkt. Dies drückt sich so aus, daß Ereignisse in einem bestimmten  $x_{Bj}$ -Bereich auch in einem bestimmten  $Q^2$ -Bereich liegen. Die Strukturfunktion  $g_1(Q^2, x_{Bj})$  muß deshalb auf ein bestimmtes  $Q_0^2$  transponiert werden, welches für alle  $x_{Bj}$  gleich ist. Dazu werden zwei Methoden benutzt.

Die erste Methode geht von einer  $Q^2$ -Unabhängigkeit von  $A_1(x_{Bj})$  aus. Experimentell ist keine  $Q^2$ -Abhängigkeit beobachtet worden. Die Relevanz dieser Aussage ist allerdings aufgrund der begrenzten Statistik nicht recht groß. Außerdem sind aufgrund der oben bereits erwähnten Aufbaus des Experiments keine Daten für einen bestimmten  $x_{Bj}$ -Bereich im vollen  $Q^2$ -Bereich ( $1 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ) vorhanden.

Die zweite Methode geht von einer  $Q^2$ -abhängigen Partonverteilung im Nukleon aus und benutzt Altarelli-Parisi-Gleichungen zur  $Q^2$ -Evolution dieser Verteilungen.

Aus den Partondichten im Nukleon kann dann eine Gleichung für die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1$  hergeleitet werden. Unter der Berücksichtigung eines QCD-Skalierungsparameters  $\Lambda$  ist dies:

$$\begin{aligned}
g_1(x_{Bj}, Q^2) &= \frac{1}{2} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ \langle e^2 \rangle \Delta \Sigma(z, t) C_S \left( \frac{x_{Bj}}{z}, \alpha_s(t) \right) \right\} \\
&+ \left\{ \langle e^2 \rangle \Delta q_{NS}(z, t) C_{NS} \left( \frac{x_{Bj}}{z}, \alpha_s(t) \right) \right\} \\
&+ 2n_f \left\{ \langle e^2 \rangle \Delta G(z, t) C_g \left( \frac{x_{Bj}}{z}, \alpha_s(t) \right) \right\}
\end{aligned} \tag{1.49}$$

wobei  $q_{NS}(z, t)$  den Beitrag der Nonsinglett Quarkverteilung,  $\Delta \Sigma(z, t)$  den Beitrag des Singlettanteil,  $\Delta G(z, t)$  den Beitrag des Gluonanteiles angeben [2, 75],  $t = \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})$  und  $n_f$  ist die Anzahl der beitragenden Quarksorten ist.  $C_S, C_{NS}$  und  $C_g$  sind die sogenannten Koeffizientenfunktionen. Die Partondichten sind definiert als:

$$\begin{aligned}
\Delta \Sigma(x_{Bj}, t) &= \Delta u(x_{Bj}, t) + \Delta d(x_{Bj}, t) + \Delta s(x_{Bj}, t) \\
\Delta G_{NS}(x_{Bj}, t) &= \frac{1}{9} \{ 4\Delta u(x_{Bj}, t) + \Delta d(x_{Bj}, t) + \Delta s(x_{Bj}, t) \} - \Delta \Sigma(x_{Bj}, t)
\end{aligned} \tag{1.50}$$

Die  $t$ -Abhängigkeit wird durch die Altarelli-Parisi Gleichungen gegeben. Da die spinunabhängige Strukturfunktion  $F_1$  und die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1$  unterschiedliche  $Q^2$ -Evolutionen haben ist  $g_1/F_1 \simeq A_1$   $Q^2$ -abhängig. Wie später noch gezeigt wird sind die bisher analysierten Daten aber noch nicht aussagekräftig genug, um genauere Aussagen darüber zu gewinnen.

## 1.8 Messungen der Strukturfunktion $g_1^d$

Die tiefinelastische Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an polarisierten Nukleonen wurde bisher am CERN, am SLAC und am DESY durchgeführt.

Das SMC-Experiment am CERN [67, 69, 70, 71] arbeitet mit polarisierten Myonen. Zunächst, 1992, wurde mit einer Strahlenergie von 100 GeV gemessen. Danach wurden von der SMC erneute Messungen der Deuteriumstrukturfunktion mit einem verbesserten Target und einer Strahlenergie von 190 GeV durchgeführt. Ein Teil der Datennahmeperiode in 1995 wurde für eine Messung der zweiten Strukturfunktion  $g_2(x_{Bj})$  des Deuteriums genutzt.

Die Experimente E143 und E155 am SLAC arbeiten mit einem longitudinal polarisierten 9 GeV-50 GeV Elektronenstrahl, das Experiment Hermes am DESY mit polarisierten 27.6 GeV-Positronen.

Abb. 1.4 zeigt die einzelnen kinematischen Regionen, in denen diese Experimente durchgeführt wurden. Alle Experimente testen die Bjorken und Ellis-Jaffe Summenregeln in einem

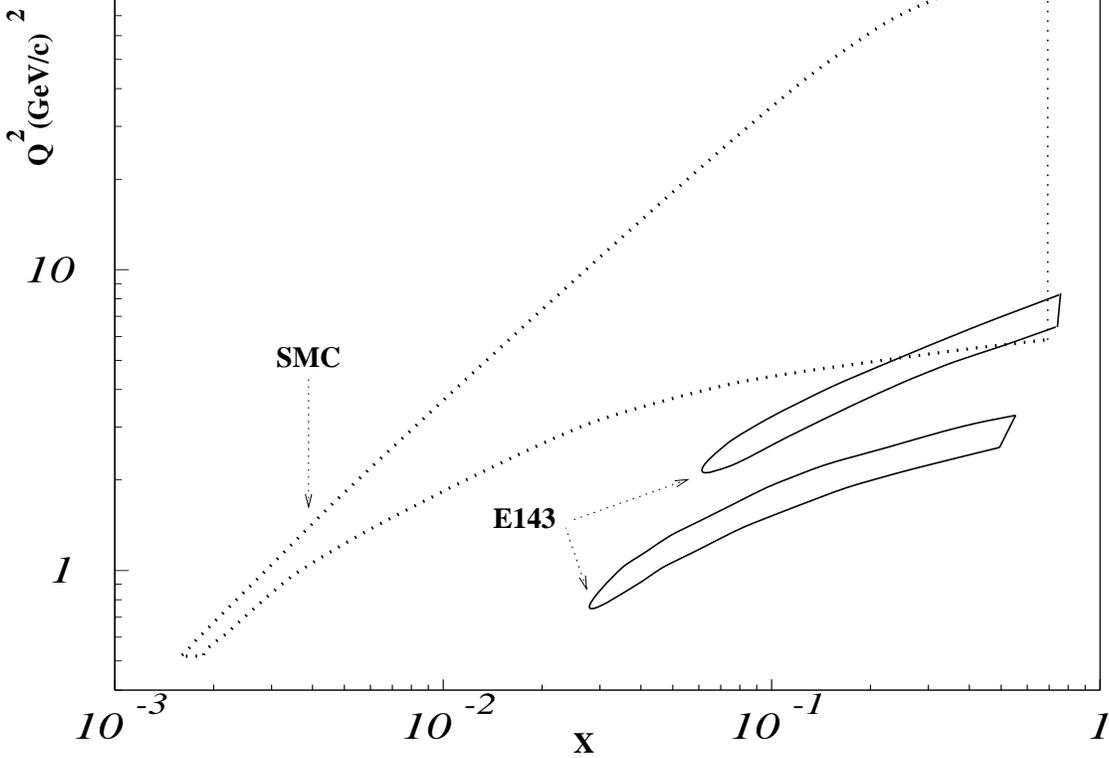


Abbildung 1.4: Untersuchte kinematischer Bereiche in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene. Die von E155 und HERMES untersuchten Bereiche sind ähnlich wie der für E143.

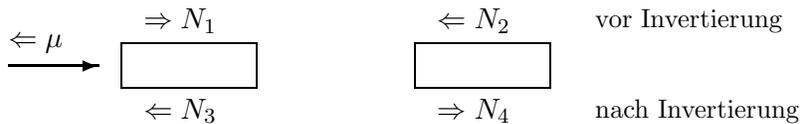
Bereich von  $Q^2 > 1 \text{ GeV}$ . Dies ist nötig, um zu gewährleisten, daß nur Ereignisse aus tiefinelastischen Wechselwirkungen verwendet werden. Der erforschte  $x_{Bj}$ -Bereich ist dadurch beschränkt auf  $x_{Bj} > 0.03$  bei SLAC,  $x_{Bj} > 0.02$  bei HERMES und  $x_{Bj} > 0.003$  bei SMC.

Die Experimente sind komplementär angelegt. Die SMC erreicht sehr viel kleinere Werte von  $x_{Bj}$ , wohingegen die SLAC-Experimente und HERMES durch ihre hohe Luminosität einen wesentlich kleineren statistischen Fehler aufweisen.

## 1.9 Berechnung der Asymmetrie

Die Asymmetrie  $A_1^d$  kann mit verschiedenen Methoden berechnet werden. In dieser Arbeit wird neben der in allen bisher erschienenen Veröffentlichungen benutzten  $fD$ -Methode eine neue Methode vorgestellt. Sie geht von einer Maximum-Likelihood-Anpassung verschiedener Parameter an die experimentellen Daten aus. Neben der Asymmetrie liefert sie auch eine erste Abschätzung des systematischen Fehlers aufgrund von Akzeptanzvariationen.

Die Streuung der Myonen geschieht beim SMC-Experiment gleichzeitig an zwei entgegengesetzt polarisierten Targethälften. Alle fünf Stunden wird die Richtung der Targetspins bezüglich des Myonspins durch adiabatische Magnetfeldrotation invertiert.



Die Myonen sind im Experiment immer negativ polarisiert, d. h.  $P_\mu < 0$ . Die Polarisation der Deuteronen wird alterniert, kann also positiv oder negativ sein. Zeigt sie in Myonrichtung, ist sie positiv.

Die experimentell messbare Asymmetrie  $A_1^d$  hängt mit der Anzahl der im Target gestreuten Leptonen, wie folgt, zusammen

$$\begin{aligned}
N_1 &= n_1 \Phi_{12} a_1 \sigma_0 (1 - f P_\mu P_{d,1} A_1^d) \Delta x_{\text{Bj}} \Delta Q^2 \\
N_2 &= n_2 \Phi_{12} a_2 \sigma_0 (1 + f P_\mu P_{d,2} A_1^d) \Delta x_{\text{Bj}} \Delta Q^2 \\
N_3 &= n_1 \Phi_{34} a_3 \sigma_0 (1 + f P_\mu P_{d,3} A_1^d) \Delta x_{\text{Bj}} \Delta Q^2 \\
N_4 &= n_2 \Phi_{34} a_4 \sigma_0 (1 - f P_\mu P_{d,4} A_1^d) \Delta x_{\text{Bj}} \Delta Q^2
\end{aligned} \tag{1.51}$$

Hierbei sind:  $N_i$  die Anzahl der registrierten Myon-Nukleon Ereignisse,  $n_i$  die Anzahl der Targetnukleonen,  $\Phi_{12}$  bzw.  $\Phi_{34}$  die Myonenflüsse,  $a_i$  die Akzeptanzen des experimentellen Aufbaus,  $\sigma_0$  der Wirkungsquerschnitt der unpolarisierten Myon-Nukleon Streuung,  $f$  der Anteil des polarisierbaren Targetmaterials,  $P_\mu$  die Myonstrahlpolarisierung,  $P_{d,i}$  die Targetpolarisierung und  $A_1^d$  die Lepton-Nukleon Asymmetrie.  $f$  wird als Verdünnungsfaktor bezeichnet. Er gibt, grob gesprochen, den Anteil des polarisierbaren Targetmaterials am gesamten im Target vorhandenen Materials an. Der Depolarisationsfaktor  $D$  ist ein Maß für den Polarisationsübertrag zwischen Myon und virtuellem Photon.

Die Indizes 1 bis 4 beziehen sich auf die beiden Targethälften vor und nach einer Spininvertierung. Dabei sind 1 und 2 die beiden Targethälften vor einer Spinumkehr und 3, 4 nach eine Spinumkehr. Im Folgenden werden die Kombinationen 1,2 bzw. 3,4 auch als Orientierungen bezeichnet.

Um daraus  $A_1^d$  zu extrahieren, sind mehrerer Methoden möglich. In den folgenden Abschnitten werden einige dieser Methoden vorgestellt.

### 1.9.1 Zählraten-Methode

Bei der Zählraten-Methode wird für jeden  $(x_{\text{Bj}}, Q^2)$ -Bereich eine Rohasymmetrie gemäß:

$$A_{\text{roh},12} = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad \text{und} \quad A_{\text{roh},34} = \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} \tag{1.52}$$

definiert. Zusammen mit Gl. (1.51) läßt sich dies für eine Orientierung schreiben als:

$$A_{\text{roh},12} = \frac{n_1 a_1 - n_2 a_2 - (n_1 a_1 P_{d,1} - n_2 a_2 P_{d,2}) f D P_\mu A_1^d}{n_1 a_1 + n_2 a_2 - (n_1 a_1 P_{d,1} + n_2 a_2 P_{d,2}) f D P_\mu A_1^d} . \tag{1.53}$$

Der Myonenfluß  $\Phi$ , der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  und die beiden Bereichsbreiten  $\Delta x_{\text{Bj}}$  und  $\Delta Q^2$  kürzen sich heraus.

Diese Gleichung geht davon aus, daß der Verdünnungsfaktor  $f$  und der Depolarisationsfaktor  $D$  innerhalb der einzelnen  $x_{\text{Bj}}$ -Bereiche konstant ist.

Mit Hilfe der Definition  $r_{12} = n_1 a_1 / n_2 a_2$  läßt sich Gl. (1.53) vereinfachen zu:

$$A_{\text{roh},12} = \frac{r_{12} - 1 - (r_{12} P_{d,1} - P_{d,2}) f D P_\mu A_1^d}{r_{12} + 1 - (r_{12} P_{d,1} + P_{d,2}) f D P_\mu A_1^d} . \tag{1.54}$$

Der letzte Term im Nenner wird von nun an vernachlässigt. Er liegt in der Größenordnung von  $10^{-3}$ . Der Grund hierfür ist, daß die beiden Polarisierungen  $P_{d,1}$  und  $P_{d,2}$  umgekehrte Vorzeichen haben und sich im Absolutbetrag nur um maximal 10% unterscheiden. Zusammen mit dem Verdünnungsfaktor von  $f = 0.20$  und dem Depolarisationsfaktor, der im Bereich  $0.4 < D < 0.9$  variiert, sowie der Strahlpolarisierung von  $P_\mu = 0.8$ , ergibt als obere Grenze  $7.0 \times 10^{-3}$ .

Die beiden Rohasymmetrien für die Daten vor und nach einer Spininvertierung sind nun:

$$\begin{aligned} A_{\text{roh},12} &= \frac{r_{12}-1-(r_{12}P_{d,1}-P_{d,2})fDP_\mu A_1^d}{r_{12}+1} \\ A_{\text{roh},34} &= \frac{-r_{34}+1+(r_{34}P_{d,3}-P_{d,4})fDP_\mu A_1^d}{r_{34}+1} \end{aligned} \quad (1.55)$$

mit  $r_{34} = n_1 a_3 / n_2 a_4$ . Diese Gleichung führt bei Mittelung über eine Konfiguration, bestehend aus zwei Orientierungen, auf folgenden Ausdruck für die Asymmetrie  $A_1^d$ :

$$A_1^d = -\frac{A_{\text{roh},12} + A_{\text{roh},34}}{2fDP_\mu P_d} + \frac{1}{2fDP_\mu P_d} \left( \frac{r_{12}-1}{r_{12}+1} - \frac{r_{34}-1}{r_{34}+1} \right) \quad (1.56)$$

Der zweite Term wird auch als falsche Asymmetrie  $A_f$  bezeichnet. Er resultiert alleine aus den zeitlichen Schwankungen im Ansprechverhalten des Spektrometers und damit aus den Schwankungen in den Akzeptanzen  $a_i$ .

Die Akzeptanzverhältnisse  $r_{12}$  bzw.  $r_{34}$  werden in der Berechnung der Asymmetrie als gleich groß angenommen und alle zeitlichen Schwankungen werden als Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt. Daher folgt aus Gl. (1.56):

$$A_1^d = \frac{A_{\text{roh},12} + A_{\text{roh},34}}{2fDP_\mu P_d} \quad (1.57)$$

Die Definition der Targetpolarisierung wurde hier modifiziert zu:

$$P_d = \frac{1}{2} \left( \frac{r_{12}P_{d,1} - P_{d,2}}{r_{12} + 1} + \frac{r_{34}P_{d,4} - P_{d,3}}{r_{34} + 1} \right) \quad (1.58)$$

Mit  $r_{12} = r_{34} \approx 1$  und der Tatsache, daß die beiden Targetpolarisierungen umgekehrte Vorzeichen haben, ergibt sich in guter Näherung:

$$P_d = \frac{1}{4} (|P_{d,1}| + |P_{d,2}| + |P_{d,3}| + |P_{d,4}|) \quad (1.59)$$

## 1.9.2 $fD$ -Methode

Die oben beschriebene Methode geht von einem konstanten Verdünnungsfaktor  $f$  und einem konstanten Depolarisationsfaktor  $D$  innerhalb eines  $(x_{\text{Bj}}, Q^2)$ -Bereichs aus. Bei großen  $x_{\text{Bj}}$  ist dies nicht der Fall, da sich die Daten, bei großen  $x_{\text{Bj}}$  über einen recht großen  $Q^2$ -Bereich erstrecken. Die Abhängigkeit des Depolarisationsfaktor  $D$  von  $Q^2$  macht es somit unmöglich einen, konstanten Wert anzugeben.

Bei der  $fD$ -Methode wird die Asymmetrie in Unterbereichen jedes einzelnen  $(x_{\text{Bj}}, Q^2)$ -Bins berechnet. Diese Werte werden dann später, gewichtet mit ihrem statistischen Fehler, gemittelt. Für jeden  $(x_{\text{Bj}}, Q^2)$ -Bereich werden dabei  $M$  Unterbereiche definiert, in denen die Asymmetrie gegeben ist durch:

$$A_{1,i}^d = -\frac{-1}{f_i D_i P_\mu P_d} \frac{N_{1,i} - N_{2,i}}{N_{1,i} + N_{2,i}} + \frac{1}{2f_i D_i P_\mu P_d} \left( \frac{r_{12}-1}{r_{12}+1} \right) \quad (i = 1, \dots, M) \quad (1.60)$$

mit:

$$P_d = \frac{1}{2}(|P_{d,1}| + |P_{d,2}|) \quad . \quad (1.61)$$

Dies folgt aus Gl. (1.56) und Gl. (1.58) unter Vernachlässigung der zweiten Orientierung.

Das Gewicht für die Mittelung über diese  $M$  Unterbereiche ist der statistische Fehler, der sich aus:

$$\Delta A_{1,i}^d = \frac{1}{f_i D_i P_\mu P_d} \frac{1}{\sqrt{N_{1,i} + N_{2,i}}} \quad (1.62)$$

ergibt.  $f_i$  und  $D_i$  sind hier die Mittelwerte im Unterbereich  $i$ . Der gewichtete Mittelwert dieser Unterbereiche ist nun gegeben durch:

$$A_1^d = \frac{\sum_{i=1}^M A_{1,i}^d / (\Delta A_{1,i}^d)^2}{\sum_{i=1}^M 1 / (\Delta A_{1,i}^d)^2} \quad . \quad (1.63)$$

Die Summation über die Unterbereiche  $i$  kann nun ersetzt werden durch eine Summation über jedes einzelne Ereignis. Mit anderen Worten: Das  $(x_{B_j}, Q^2)$ -Gitter wird nicht auf Unterbereiche der einzelnen  $(x_{B_j}, Q^2)$ -Bereichen erstreckt, sondern auf jedes einzelne Ereignis bezogen.

Bei der Mittelung über zwei Orientierungen und der Vernachlässigung von  $r$  ( $r_{12} = r_{34} \approx 1$ ) ergibt sich:

$$A_1^d = \frac{-1}{2P_\mu P_d} \left( \frac{\sum_{N_1} (fD)_i - \sum_{N_2} (fD)_i}{\sum_{N_1} (fD)_i^2 + \sum_{N_2} (fD)_i^2} + \frac{\sum_{N_3} (fD)_i - \sum_{N_4} (fD)_i}{\sum_{N_3} (fD)_i^2 + \sum_{N_4} (fD)_i^2} \right) \quad (1.64)$$

mit der mittleren Targetpolarisierung:

$$P_d = \frac{(N_1 + N_2)(|P_{d,1}| + |P_{d,2}|) + (N_3 + N_4)(|P_{d,3}| + |P_{d,4}|)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4} \quad . \quad (1.65)$$

Der Beitrag der falschen Asymmetrie ist hierbei vernachlässigt worden. Er ergibt sich aus:

$$A_f = \frac{-1}{2P_\mu P_d} \left( \frac{\sum_{N_1} (fD)_i + \sum_{N_2} (fD)_i}{\sum_{N_1} (fD)_i^2 + \sum_{N_2} (fD)_i^2} r_{12} - 1 + \frac{\sum_{N_3} (fD)_i + \sum_{N_4} (fD)_i}{\sum_{N_3} (fD)_i^2 + \sum_{N_4} (fD)_i^2} r_{34} - 1 \right) \quad . \quad (1.66)$$

Unter der Annahme  $r_{12} \approx r_{34}$  und der Definition:

$$k = \frac{r_{12}}{r_{34}} = \frac{n_1 a_1 / n_2 a_2}{n_3 a_3 / n_4 a_4} \quad . \quad (1.67)$$

läßt sich dies vereinfachen zu:

$$A_f = \frac{-1}{2P_\mu P_d} \left( \frac{\sum_{N_1} (fD)_i + \sum_{N_2} (fD)_i}{\sum_{N_1} (fD)_i^2 + \sum_{N_2} (fD)_i^2} + \frac{\sum_{N_3} (fD)_i + \sum_{N_4} (fD)_i}{\sum_{N_3} (fD)_i^2 + \sum_{N_4} (fD)_i^2} \right) \left( \frac{1-k}{2} \right) \quad . \quad (1.68)$$

Die Berechnung der falschen Asymmetrie berücksichtigt die zeitlichen Schwankungen des Spektrometers. Die Berechnung der falschen Asymmetrie wird daher mit Ereignissen aus einer einzigen Konfiguration gewonnen. Die beiden benötigten Orientierungen werden dabei durch Wichtung mit den Effizienzschwankungen gewonnen. Bei den Orientierungen 12 bzw. 34 handelt es sich daher um dieselben Ereignisse

Aufgrund dieser Tatsache kann man Gl. (1.68) vereinfachen zu:

$$A_f = \frac{-1}{2fDP_dP_\mu} \left( \frac{1-k}{2} \right) \quad . \quad (1.69)$$

Die Berechnung des sogenannten  $k$ -Faktors erlaubt somit eine Abschätzung des Fehlerbeitrages der falschen Asymmetrie aufgrund von Akzeptanzschwankungen.

Technisch wird allerdings ein anderer Weg beschritten. Der  $k$ -Faktor wird nicht direkt ausgerechnet, sondern die Akzeptanzschwankungen werden durch einen Gewichtungsfaktor bei der Berechnung der Asymmetrie berücksichtigt. Eine genauere Beschreibung dieser Methode wird in Kapitel 3 gegeben.

### 1.9.3 Likelihoodmethode

Die Likelihoodmethode geht von der Tatsache aus, daß die beste Schätzung einer Reihe von Parametern aus einer endlichen Anzahl von Ereignissen durch eine logarithmische Likelihoodanpassung geliefert wird.

Definiert man  $N_j$  als Anzahl der gestreuten Myonen, mit  $j = 1$ , wenn der Vertex des Ereignisses in der ersten Targethälfte vor einem Spinumkehr liegt,  $j = 2$  wenn der Vertex des Ereignisses in der zweiten Targethälfte vor einer Spinumkehr liegt und  $j = 3$  bzw.  $j = 4$  dasselbe nach einer Spinumkehr, dann lassen sich absolute Ereignishäufigkeiten  $l_{jk}$  definieren, die von zwei Parametern  $\alpha$  und  $\beta$  abhängen [73]. Diese Parameter sind:

$$\begin{aligned} \alpha_k &= L \cdot T \cdot \sigma \cdot a_k \\ \beta_k &= P_d \cdot P_\mu \cdot f_k \cdot D_k \end{aligned} \quad (1.70)$$

Die absoluten Häufigkeiten sind jetzt:

$$l_{jk} = \alpha_k(1 + \eta_j A_1 \beta_k) \quad (1.71)$$

mit  $\eta_j = +1, -1, -1, +1$  für  $j = 1, 2, 3, 4$ .  $k$  bezeichnet einen Punkt im multidimensionalen Parameterraum, der bestimmt ist durch eine Kombination von experimentiellen Größen:  $k = (x_{Bj}, Q^2, \dots)$ .  $L$  ist die Luminosität,  $T$  die Targetdichte,  $\sigma$  den totalen Myon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt,  $a_k$  die Akzeptanz des experimentellen Aufbaus,  $P_d$  die Targetpolarisation,  $P_\mu$  die Strahlpolarisation und  $f_k D_k$  das Produkt aus Verdünnungsfaktor und Depolarisationsfaktor.

Die Anzahl der gestreuten Myonen ist dann die Summe der absoluten Häufigkeiten:

$$\begin{aligned} N_1 &= \sum_{k=1}^r l_{1k} = \sum_{k=1}^r \alpha_k(1 + A_1 \beta_k) \\ N_2 &= \sum_{k=1}^r l_{2k} = \sum_{k=1}^r \alpha_k(1 - A_1 \beta_k) \\ N_3 &= \sum_{k=1}^r l_{3k} = \sum_{k=1}^r \alpha_k(1 - A_1 \beta_k) \\ N_4 &= \sum_{k=1}^r l_{4k} = \sum_{k=1}^r \alpha_k(1 + A_1 \beta_k) \end{aligned} \quad (1.72)$$

$r$  bezeichnet dabei den Index bei dem  $l_{jk}$  seinen größten Wert annimmt. Die Gesamtzahl der gestreuten Myonen ist:

$$N = \sum_{j=1}^4 N_j \quad (1.73)$$

Als Likelihoodfunktion bezeichnet man in diesem Fall:

$$L = \frac{1}{\mathcal{N}^N} \prod_{i=1}^N \alpha_k (1 + \eta_i A_1 \beta_k) \quad (1.74)$$

Die Maximum-Likelihood Methode besteht nun darin, als Schätzung der unbekanntenen Parameter die Werte zu nehmen, für die die Likelihoodfunktion  $L$  ihr Maximum annimmt.

$\mathcal{N}$  ist hierbei das Normierungsintegral über den gesamten Parameterraum.

$$\mathcal{N} = \int \alpha(k) (1 + \eta A_1 \beta(k)) dk \quad (1.75)$$

Die logarithmische Likelihoodfunktion für diesen Fall ist somit:

$$\mathcal{L} = \sum_k \ln \alpha_k + \sum_k \ln(1 + \eta_k A_1 \beta_k) - N \ln \mathcal{N} \quad (1.76)$$

Da der Gesamtwirkungsquerschnitt, die Luminosität, die Targetdichte und die absolute Akzeptanz nicht von Interesse sind, wird technisch ein etwas anderer Weg verfolgt.

Die Gesamtzahl der gestreuten Myonen wird hierbei in  $M$   $x_{\text{Bj}}$ -Bereiche aufgeteilt. Die Grenzen dieser Bereiche sind durch  $x_k$ , und  $x_{k+1}$  ( $k = 1, M - 1$ ) gegeben. Die Asymmetrie  $A_1$  in den einzelnen  $x_{\text{Bj}}$ -Bereichen sei  $A_1^k$ .

Bei Definition einer mittleren Akzeptanz, definiert als  $\bar{a} = (a_1 + a_2)/2$ , werden Unterschiede in den Akzeptanzen zwischen den beiden Targethälften in den einzelnen  $x_{\text{Bj}}$ -Bereichen durch einen Term  $1 \pm \Delta a_k$  berücksichtigt. Dabei gilt das Pluszeichen für die erste, das Minuszeichen für die zweite Targethälfte.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt, die Targetdichte, die mittlere Akzeptanz und die Luminosität werden in einen gemeinsamen Faktor  $\Phi_k$  ( $k = 1, \dots, M$ ) zusammengefaßt. Unterschiede in der Luminosität aufgrund der zeitlichen Variation des Strahlphasenraumes und unterschiedlicher Datennahmelängen werden durch einen gemeinsamen Faktor  $1 \pm \Delta \Phi$  berücksichtigt.

Da die mittlere Akzeptanz nicht von Interesse ist, wird sie nicht als Einzelwert an die Ereigniszahlen angepaßt, sondern mit dem Flußfaktor  $\Phi$  zusammengefaßt und nur die Akzeptanzdifferenz, bzw. die Flußdifferenz, wird in der Anpassung berücksichtigt.

Die Anzahl der gestreuten Myonen in den einzelnen  $x_{\text{Bj}}$ -Bereichen und den vier Ereignisarten (Targethälfte und Zeitpunkt bzgl. Targetspinumkehr) sind jetzt:

$$\begin{aligned} N_1 &= \sum_{k=1}^M \Phi_k (1 + \Delta \Phi) (1 + \Delta a_k) \sum_{i=1}^{N_1} (1 + A_1^k f_{i,k} D_{i,k} P_\mu P_d) \\ N_2 &= \sum_{k=1}^M \Phi_k (1 + \Delta \Phi) (1 - \Delta a_k) \sum_{i=1}^{N_2} (1 - A_1^k f_{i,k} D_{i,k} P_\mu P_d) \\ N_3 &= \sum_{k=1}^M \Phi_k (1 - \Delta \Phi) (1 + \Delta a_k) \sum_{i=1}^{N_3} (1 - A_1^k f_{i,k} D_{i,k} P_\mu P_d) \\ N_4 &= \sum_{k=1}^M \Phi_k (1 - \Delta \Phi) (1 - \Delta a_k) \sum_{i=1}^{N_4} (1 + A_1^k f_{i,k} D_{i,k} P_\mu P_d) \end{aligned} \quad (1.77)$$

Die zu minimierende logarithmische Likelihoodfunktion schreibt sich jetzt als:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \ln [\Phi_k (1 + \epsilon_j \Delta \Phi) (1 + \rho_j \Delta a_k)] \\ &+ \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \ln [1 + \eta_j A_1^k f_{i,k} D_{i,k} P_\mu P_d] \\ &- N \ln \mathcal{N} \quad . \end{aligned} \quad (1.78)$$

mit  $\epsilon_j = +1, +1, -1, -1$  und  $\rho_j = +1, -1, +1, -1$  für  $j = 1, 2, 3, 4$ .

Aufgrund der Abhängigkeit des Normierungintegral  $\mathcal{N}$  von  $\alpha$  und  $\beta$  muß es bei jedem Minimierungsschritt neu berechnet werden. Wegen Gl. (1.70) ist dieser Term abhängig von  $f_i$  und  $D_i$ , wobei diese über alle Daten summiert werden müssen. Es müssen daher bei jedem Minimierungsschritt alle Daten einer Konfiguration durchlaufen werden. Aus technischen Gründen ist dies nicht möglich und deshalb wird 1.78 durch eine Potenzreihenentwicklung angenähert. Die einzelnen Potenzen der Berechnung bis zur dritten Ordnung sind technisch sehr viel leichter zugänglich, da sie nur einmal pro Konfiguration summiert werden. Da es sich bei der Minimierung der Likelihoodfunktion jedesmal um dieselben Ereignissätze handelt, reicht es aus, die einzelnen Summen der Potenzen von  $f_i$  und  $D_i$  nur einmal pro Konfiguration zu berechnen.

Die Likelihoodfunktion läßt sich dann schreiben als:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^M N \ln [\Phi_k(1 + \epsilon_j \Delta\Phi)(1 + \rho_j \Delta a_k)] \\ &+ \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^M \sum_{n=1}^3 [(-1)^n (A_1^k P_\mu P_d)^n] \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(f_{i,k} D_{i,k})^n}{n} \right] \\ &- N \ln \mathcal{N} \quad . \end{aligned} \tag{1.79}$$

Die Reihenentwicklung wird dabei nach dem dritten Glied abgebrochen.

Diese Methode paßt, bei einer Unterteilung der  $x_{Bj}$ -Werte in 12 Bereiche, somit 37 Parameter an 48 Ereigniszahlen an. Die einzelnen Parameter sind 12 Asymmetrien ( $A_1^k$   $k = 1, \dots, 12$ ), 12 Flußparameter ( $\Phi_k(a, L, T, \sigma)$   $k = 1, \dots, 12$ ), 12 Akzeptanzunterschiede ( $\Delta a_k$   $k = 1, \dots, 12$ ) und eine Flußparameterdifferenz  $\Delta\Phi(a, L, T, \sigma)$ .

Als Ergebnis der Anpassung liefert diese Methode neben den Asymmetrien für die 12  $x_{Bj}$ -Bereiche eine Abschätzung der zeitlichen Akzeptanzvariation in den einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereichen zwischen den beiden Targethälften. Daraus läßt sich dann der in Gl. (1.67) definierte  $k$ -Faktor berechnen. Es gilt hierbei:

$$1 - k = 1 - \frac{r_{12}}{r_{34}} = \frac{2\Delta a}{1 + \Delta a} \tag{1.80}$$

Daraus läßt sich dann gemäß Gl. (1.69) die falsche Asymmetrie  $A_f$  ermitteln.

In Kapitel 4.4 werden die mit der Likelihoodmethode erhaltenen physikalischen und falschen Asymmetrien mit den aus den Standardmethoden erhaltenen verglichen.

# Kapitel 2

## Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel stellt den experimentellen Aufbau vor, mit dem die in dieser Arbeit benutzten Daten aufgezeichnet wurden. Der erste Teil gibt einen generellen Überblick über das Experiment. Der nächste Abschnitt beschreibt das Triggersystem. Die beiden nächsten Kapitel befassen sich mit der Myonidentifikation und der Impulsbestimmung des getreuten Myons. In diesem Kapitel wird ebenfalls detailliert auf die Eigenschaften der Proportionaldriftkammern P67 eingegangen. Kapitel 5 stellt das Target vor. Das nächste Kapitel befasst sich mit dem CERN Myonstrahl. Das Polarimeter, mit dem die Myonpolarisation gemessen wurde, wird in Kapitel 7 behandelt. Zum Schluß werden noch die Datenakquisition und die Einteilung der Datennahme vorgestellt.

### 2.1 Genereller Überblick

Zur Messung der spinabhängigen Strukturfunktionen  $g_1^p(x)$  und  $g_1^d(x)$  des Protons und des Deuteriums wurde in den Jahren 1990-1991 das SMC-Experiment am CERN-Myonstrahl M2 durch die NA47-Kollaboration aufgebaut. Dabei handelt es sich um das verbesserte und erweiterte Spektrometer der EMC und NMC<sup>1</sup>, ein offenes Vorwärtspektrometer mit einer Streuwinkelakzeptanz zwischen  $0.1^\circ$  und  $8.5^\circ$ . Einen schematischen Aufbau vermittelt Abb. 2.1.

Zusätzlich zu dem vorhandenen Spektrometer wurde das sogenannte Polarimeter installiert, welches den Spin der einlaufenden Myonen mit zwei voneinander unabhängigen Methoden bestimmt.

Der Aufbau läßt sich in 5 Bereiche entlang der Strahlachse unterteilen. Zuerst werden der Ort und der Impuls der einlaufenden Myonen bestimmt (Kapitel 2.6.2). Direkt danach folgt das Target (Kapitel 2.5). Dem Target schließt sich das Myonspektrometer (Kapitel 2.4) zur Bestimmung des Winkels und des Impulses des gestreuten Myons an. Durch eine Anordnung von Streamer- und Proportionalkammern hinter dem Hadronabsorber wird das gestreute Myon identifiziert (Kapitel 2.3). Abgeschlossen wird der Apparat durch das Polarimeter (Kapitel 2.7).

Anders als oben beschrieben werden im folgenden Kapitel die einzelnen Elemente des Aufbaus nicht strahlabwärts sondern entgegen der Strahlrichtung beschrieben. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Analyseketten in dieser Richtung arbeiten. Erst wird die Myonidentifikation im Bereich der ST67/P67 Kammern vorgenommen, dann wird die Spur in die W45/P45-Kammern gesucht, die zur Myonspur in ST67/P67 passt.

---

<sup>1</sup>New Muon Collaboration

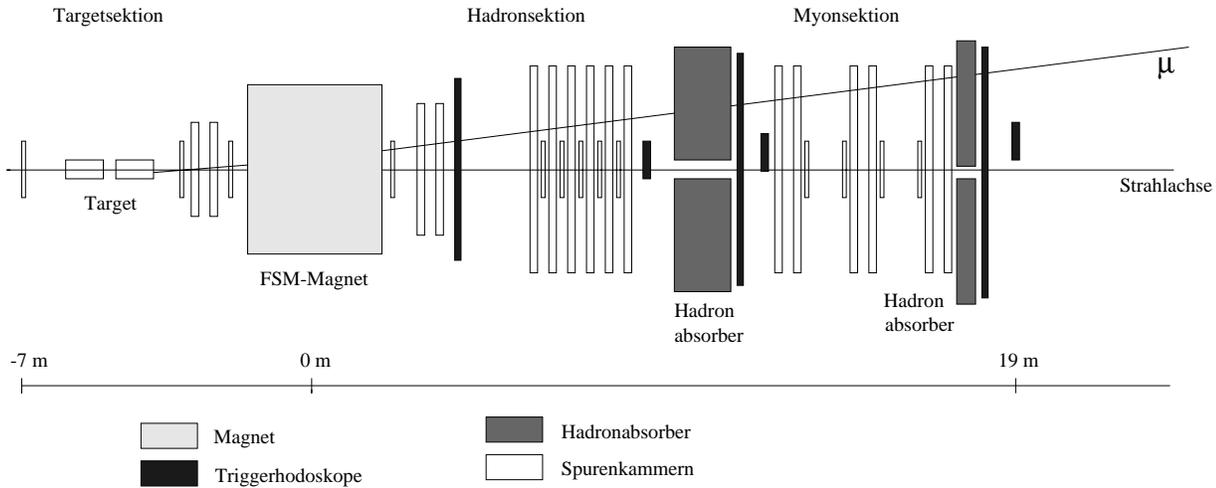


Abbildung 2.1: SMC-Spektrometer.

Die Myonspur wird dann in die W12/P0E-Region extrapoliert und ein Austrittspunkt aus dem FSM Magneten <sup>2</sup> bestimmt. Das FSM zusammen mit den Kammern P123 im Magneten, W12 und P0D hinter dem Magneten sowie PV12 und P0C vor dem Magneten bestimmen den Impuls des gestreuten Myons.

Der physikalisch besonders interessante kinematische Bereich bei kleinen  $x_{Bj}$  ist nach Gl. (1.3) bei gegebener Strahlenergie nur durch Vermessung von Myonen mit kleinem Streuwinkeln (und damit kleinem  $Q^2$ ) möglich. Durch die relativ großen toten Zonen in den Streamerkammern sind diese Ereignisse, deren Myonspur alle nahe an der Strahlachse liegen, nicht zugänglich. Speziell für diesen Bereich wurden die Proportionalkammern P67 installiert, deren tote Zone nur 10 cm beträgt (Kapitel 2.3.2).

Als letztes werden noch die Myonerzeugung, die Impulsbestimmung des einlaufenden Myons sowie dessen Polarisationsmessung beschrieben.

Einen Überblick über die verschiedenen Experimente, die mit diesem Aufbau vorgenommen wurden, vermitteln [28], [29] [30].

Die SMC-Experimentierhalle liegt parallel zu den beiden das Landschaftsbild um Genf prägenden Gebirgsketten *Jura* und *Salève*. In Strahlrichtung gesehen liegt der Jura links und der Salève rechts. Die  $x$ -Koordinate des SMC-Koordinatensystems folgt der Strahlrichtung, die  $y$ -Achse zeigt in Richtung Jura, damit zeigt die  $z$ -Achse im verwendeten Rechtssystem nach oben. Mit der Definition des Ursprungs im Zentrum des FSM-Magneten ist das Koordinatensystem festgelegt.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus etwas näher beschrieben. Die einzelnen Abschnitte folgen dabei den oben angegebenen Kapiteln.

---

<sup>2</sup>Forward Spectrometer Magnet

## 2.2 Das Triggersystem

Das Triggersystem dient dazu, Ereignisse, die von physikalischem Interesse sind oder zu Kalibrationszwecken benutzt werden können, innerhalb einer Zeitspanne von 100 ns zu selektieren. Die von der SMC-Kollaboration benutzten Trigger sind im wesentlichen identisch mit denen von der NMC-Kollaboration verwendeten. Die einzelnen Aufgaben der verschiedenen Trigger sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt.

1	Standard-Trigger für Streuwinkel größer als 10mrad
2	Kleinwinkel-Trigger für Streuwinkel von 6 mrad bis 10 mrad
3	Normierung
4	Normierung
5	Strahl-Trigger zur Ausrichtung der Detektoren
6	Halomyonen-Trigger für Myonen in Strahlnähe
7	Halomyonen-Trigger für Myonen nicht in Strahlnähe
10	Zufalls-Trigger für Normierung
11	Überwachung des Ansprechverhaltens der Trigger 1 Detektoren
12	Überwachung der Ansprechverhaltens der Trigger 2 Detektoren
14	Kleinstwinkel-Trigger für Streuwinkel kleiner 6 mrad

Tabelle 2.1: Die von der SMC-Kollaboration benutzten Trigger und ihre Aufgaben.

Neben den zur Kalibration und Überwachung des experimentellen Aufbaus benutzten Trigger existieren drei Haupttrigger, die die physikalisch interessanten Ereignisse selektieren. Der Aufbau der Trigger und die Selektionskriterien von Ereignissen mit den drei Haupttrigger wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### 2.2.1 Trigger 1

Die zum Trigger 1 gehörenden Detektoren bestehen aus horizontal und vertikal angeordneten Szintillatorstreifen, die in mehreren Hodoskopebenen zusammengefaßt sind. Diese werden mit H1H, H3H, H4H, H1V und H3V bezeichnet. Die Numerierung erfolgt hierbei vom Target strahl-abwärts gesehen. Der letzte Buchstabe gibt die Orientierung der Streifen an. H steht hierbei für horizontal, V für vertikal. Die einzelnen Streifen haben eine Breite von 15 cm, sind 4 m lang und besitzen eine Dicke von 1 cm. Alle Ebenen haben in der Nähe des Strahls ein Loch, um zu hohe Ereignisraten in der Nähe des Strahls zu vermeiden.

Beide Enden dieser Szintillationsstreifen sind mit Photomultipliern ausgerüstet. Beide Signale werden zu einem Mittelwertbild geleitet. Dieser korrigiert die Unsicherheit in der Zeitauflösung des Myondurchgangs aufgrund von unterschiedlicher optischer Weglängen. Es wird dadurch eine Zeitauflösung von 1 ns erreicht.

Das gestreute Myon wird durch eine Koinzidenz in den beiden strahlabwärts hinter dem Hadronabsorber liegenden Hodoskopenebenen H3 und H4 identifiziert. Diese Information wird nun verifiziert, indem in der vor dem Hadronabsorber liegenden Hodoskopenebene H1 nach einem Treffer gesucht wird. Ist dort ein Treffer, der zusammen mit den beiden anderen Treffern von H3 und H4 in Richtung Target zeigt, wird ein positives Triggersignal ausgelöst. Diese Koinzidenzen existieren nur für bestimmte Kombinationen von Hodoskopstreifen in den einzelnen Ebenen. Die Auswahl dieser Kombinationen wird durch ein System von Matrizen erzielt, deren Spalten und Zeilen die einzelnen Hodoskopstreifen darstellen. Halomyonen werden durch eine Antikoinzidenz mit den Signalen aus den Vetozahlern unterdrückt. Es wird somit sichergestellt, daß das betrachtete Myon aus der Targetregion stammt und kein Halomyon ist.

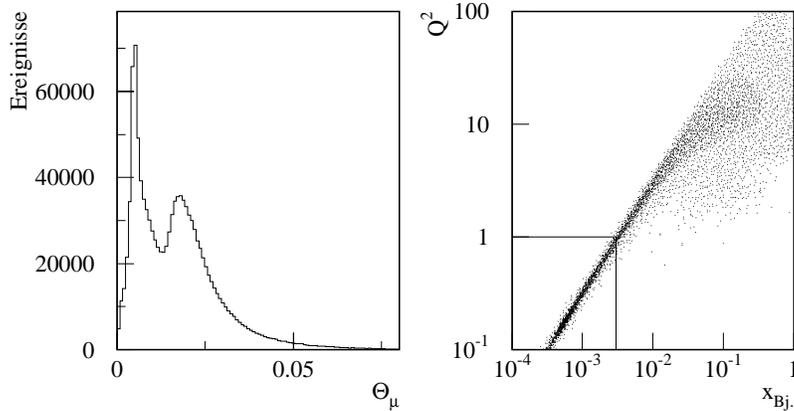


Abbildung 2.2: Kinematischer Bereich der von Trigger 1 erfaßten Ereignisse. Links ist der Streuwinkel des gestreuten Myons  $\Theta_\mu$ , rechts der kinematische Bereich in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene dargestellt. Es sind keine Datenschnitte vorgenommen worden. Die beiden Linien verdeutlichen den von der SMC-Kollaboration benutzten kinematischen Bereich. Ereignisse mit  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  werden nicht verwendet.

Der kinematische Bereich, den dieser Trigger abdeckt, ist in Abb. 2.2 dargestellt. Trigger 1 überdeckt einen Streuwinkelbereich von  $15 \text{ mrad} < \Theta < 100 \text{ mrad}$  und damit einen großen Bereich von  $Q^2$ .

## 2.2.2 Trigger 2

Die zum Trigger 2 gehörenden Hodoskopenebenen werden mit H1', H3' und H4' bezeichnet. H1' steht vor dem Hadronabsorber, während sich die anderen beiden Ebenen in der Myonsektion befinden. Alle drei Ebenen sind in zwei symmetrische Hälften unterteilt, deren Separation in  $z$ -Richtung den Myonstrahl passieren lassen. Jede dieser Hälften besteht aus horizontalen, sich gegenseitig überlappenden Szintillatorstreifen von 50 cm Länge, 1.4 cm Höhe und 1 cm Dicke. Zwei benachbarte Streifen überlappen sich in einem Bereich von 2 mm. Der effektive sensitive Bereich beträgt deshalb für einen Streifen 1.0 cm. Die Position der Hodoskopenebenen, der Abstand des ersten Streifens von der Strahlachse sowie die Anzahl der Streifen pro Hälfte sind in Tab. 2.2 zusammengefaßt.

Die Versetzung der einzelnen Streifen in  $y$ -Richtung beträgt  $\pm 4.9 \text{ cm}$ . Gradzahlige und ungradzahlige Streifen sind in zwei Gruppen unterteilt, die in  $x$ -Richtung um 1.5 cm voneinander getrennt sind. Die gradzahlige Streifen liegen dabei gegenüber den ungradzahligen Streifen weiter strahlabwärts.

Name	$x$ -Position [ m ]	$\Delta z$ [ cm ]	$y$ -Position [ cm ]	Streifen	Überlapp [ mm ]
H1'	8.633	16.9	12.0	12	1.0
H3'	13.170	25.0	39.5	20	1.0
H4'	18.720	30.8	45.0	26	1.0

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der Trigger 2 Hodoskop Daten.  $\Delta z$  ist hierbei der Abstand von der Oberkante des obersten Streifens der unteren Hälfte bis zur Unterkante des untersten Streifens der oberen Hälfte. Die  $y$ -Position ist der horizontale Abstand der Mitte der Streifen der SMC-Koordinatenachse.

Die Hodoskope H3' und H4' sind nicht in  $y$ -Richtung versetzt. Sie sind wie schon H1' in drei Gruppen unterteilt, die eine Versetzung in  $x$ -Richtung von 2.5 cm haben. Die Streifen 1 - 16 und 25 - 40 in H3' haben eine Länge von 50 cm, die inneren Streifen 17 - 24 hingegen von 35 cm. In H4' gilt dasselbe für die äußeren Streifen 1 - 21 und 32 - 52 (50 cm) sowie die inneren Streifen 22 - 31 (35 cm). Der erste und letzte Streifen und H3', sowie die beiden ersten und letzten Streifen von H4' besitzen eine Breite von 6 cm. Die strahl nahen Streifen werden nur zum sogenannten *tagging*<sup>3</sup> der Trigger 14 Ereignisse benutzt.

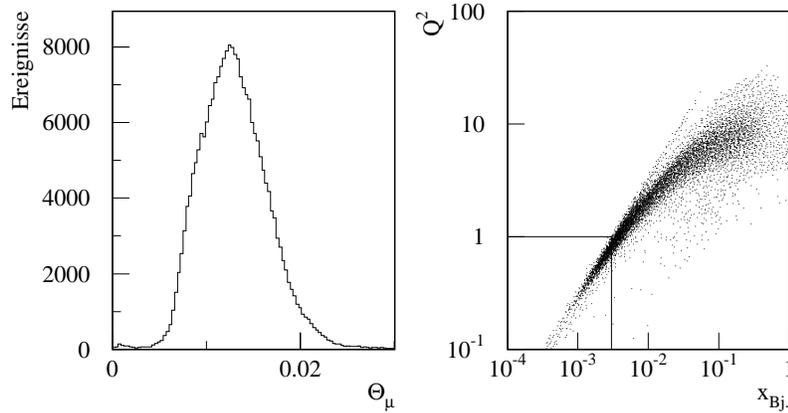


Abbildung 2.3: Kinematischer Bereich der von Trigger 2 erfaßten Ereignisse. Links ist der Streuwinkel des gestreuten Myons  $\Theta_\mu$  und rechts der kinematische Bereich in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene dargestellt. Es sind keine Datenschnitte vorgenommen worden. Ereignisse mit  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  werden nicht verwendet.

Abb. 2.3 zeigt den von Trigger 2 abgedeckten kinematischen Bereich. Links ist der Streuwinkel des auslaufenden Myons und rechts der kinematische Bereich in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß der mittlere Streuwinkel kleiner als bei Trigger 1 ist (siehe Abb. 2.2).

Abb. 2.4 zeigt die Anordnung der einzelnen Triggerhodoskope und deren  $x$ -Position im SMC Spektrometer. Die  $y$ -Position wurde dabei so durch Monte-Carlo Simulationen optimiert, das sichergestellt ist, daß die Myonen im interessanten  $x_{Bj}$ -Bereich liegen.

<sup>3</sup>Auswahl von Treffern in den Streamer- Drift- und Proportionalkammern durch Sicherstellung, daß die Treffer vom Myon stammen, das den Trigger ausgelöst hat.

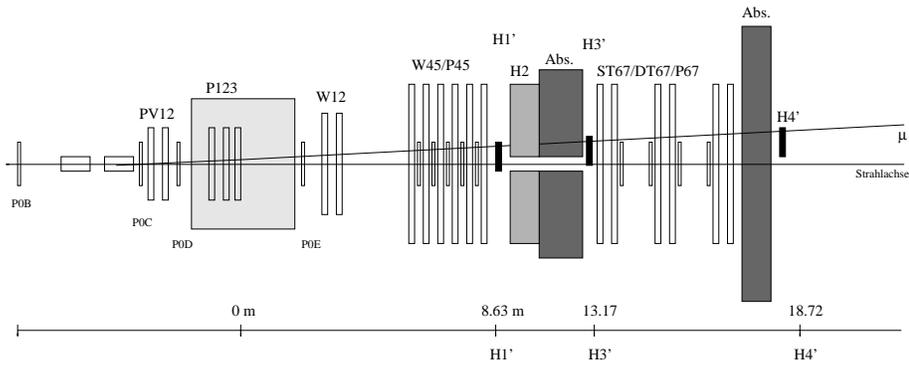


Abbildung 2.4: Aufsicht auf das SMC Spektrometer. Die zum Trigger 2 gehörenden Hodoskope sind als schwarze Rechtecke zu erkennen.

Die Ausleseelektronik arbeitet für beide Triggerhälften unabhängig voneinander. Die von den Photomultipliern gelieferten Signale werden direkt von einem Diskriminator verarbeitet. Sie werden dann zu TDC's und der Triggermatrix M8, bzw. zu den Logikeinheiten, den MLU/PLU-Paaren geleitet. Im Gegensatz zur Matrix M8 sind die MLU/PLU-Paare programmierbar. Sie liefern ein positives Signal, wenn die angesprochenen Streifen mit der einprogrammierten Koinzidenz übereinstimmen. Die TDC Information wird in der Triggerrekonstruktion nicht verwendet.

Die Triggerbedingung besteht aus einer Dreifachkoinzidenz der Hodoskope H1', H3' und H4'. Der Trigger wird dabei von jeweils zwei der drei Hodoskopebenen bestimmt. Sind die getroffenen Elemente der Hodoskope H3' und H4' mit der Matrix M8 vereinbar, werden die Koinzidenzen zwischen den Treffern in H1, und H3, bzw. H1' und H4' getestet. Ist auch dieser Test positiv, wird beim Fehlen eines Vetosignals von den Vetozahlern des Experiments das Ereignis ausgelesen. Abb. 2.5 zeigt ein Blockdiagramm der Triggerelektronik.

Der dieser Arbeit zugrundeliegende Datensatz wurde in den Jahren 1992-1995 aufgezeichnet. Der Koinzidenztest durch die Matrix M8 wurde dabei ab 1993 nicht benutzt. Die einzige Triggerbedingung ist somit durch eine Dreifachkoinzidenz von Treffern in einer der beiden Hälften des Triggeraufbaus gegeben.

Die Rate betrug im Mittel 200 Trigger pro Strahlpuls. Mit Hilfe von elektronischen Skalierungseinheiten wurde diese Rate auf 80 pro Strahlpuls reduziert. Diese ist notwendig, da die Datenaufnahme sonst überlastet ist und die Totzeit des experimentellen Aufbaus bei dieser Rate minimiert wird.

### 2.2.3 Trigger 12

Mit Hilfe der Trigger 12 Ereignisse wird die zeitliche Stabilität der Effizienz von Trigger 2 beobachtet. In regelmäßigen zeitlichen Abständen werden daher Trigger 12 Daten aufgezeichnet und analysiert.

Trigger 12 wird durch eine Anordnung von zwei Hodoskopebenen definiert, die räumlich stark mit den für Trigger 2 benutzten Hodoskopen überlappen. Sie sind in zwei Hälften unterteilt, die in  $z$ -Richtung durch einen Spalt von 35 cm, für die beiden strahlnahen Streifen und von 50 cm für die anderen Streifen getrennt sind. Jeder dieser Hälften besteht aus 5 vertikalen Szintillatorstreifen von 45 cm Länge 12 cm Breite und 1 cm Dicke. Aufeinanderfolgende Streifen besitzen einen Überlappungsbereich von 0.75 cm.

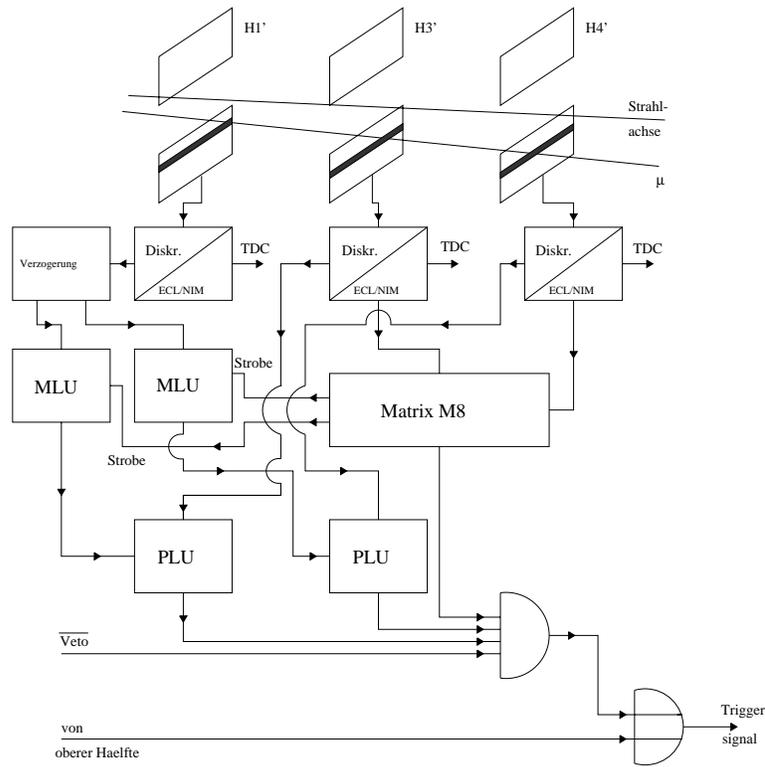


Abbildung 2.5: Trigger 2 Logik. Dargestellt ist nur das Blockdiagramm einer Hälfte des Triggeraufbaus.

Die Signale der einzelnen Streifen einer Hälfte von H3PV oder H4PV werden durch ein logisches ODER verknüpft. Diese vier Signale werden zu einer Koinzidenzeinheit geleitet, die das Signal von H3PV mit dem Signal von H4PV verbindet. Wurde eine Koinzidenz gefunden, wird der Trigger ausgelöst. Es wird dabei keinerlei Matrixkoinzidenz angewendet. Die Ereignisse müssen aufgrunddessen nicht notwendigerweise aus der Targetregion kommen. Vielmehr werden auch parallel zum Strahl verlaufende, sogenannte Halomyonen, selektiert.

## 2.2.4 Trigger 14

Trigger 14 besteht aus insgesamt 3 Hodoskopebenen (S1,S3,S4) mit jeweils 2 Szintillationszählern, die horizontal mit einem Abstand von 9, 11 und 13 cm zur Strahlachse angeordnet sind. Die  $x$ -Positionen sind dieselben wie für die Trigger 2 Hodoskope, da sie im gleichen Rahmen montiert sind.

Aufgrund der Strahlnähe selektieren sie vorwiegend Ereignisse bei sehr kleinen Streuwinkeln von 2-20 mrad. Jedes der Szintillatorstreifen wird von zwei Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen, deren mittlere Signalankunftzeit den Startpunkt für die Datenauslese festlegt.

Abb. 2.6 zeigt die Verteilung der Streuwinkel und den kinematischen Bereich in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene.

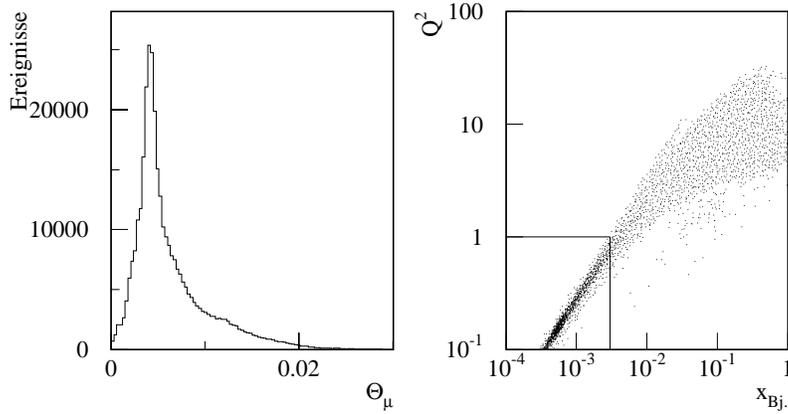


Abbildung 2.6: Kinematischer Bereich der von Trigger 14 erfaßten Ereignisse. Links ist der Streuwinkel des gestreuten Myons  $\Theta_\mu$  und rechts der kinematische Bereich in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene dargestellt. Es sind keine Datenschnitte vorgenommen worden. Die beiden Linien verdeutlichen den von der SMC-Kollaboration benutzten kinematischen Bereichs. Ereignisse mit  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  werden nicht verwendet.

Aufgrund der kinematischen Verteilung in der  $x_{Bj}$ - $Q^2$ -Ebene ist zu erkennen, daß bei einem  $Q^2$ -Schnitt von  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  nicht sehr viele Ereignisse selektiert werden. Die Datenanalyse zeigt, daß durch den Schnitt in  $Q^2$  ca. 78% der Ereignisse verworfen werden.

## 2.2.5 Andere Trigger

### Trigger 5, 7, 8

Die drei Trigger 5, 7 und 8 werden zur Bestimmung der Kammerpositionen und zur Kalibration der Strahlhodoskope benutzt.

Trigger 5 besteht aus einer Koinzidenz aus zwei Ebenen des Strahlhodoskopes H5. Er wird benutzt, die Positionen der Strahlkammern (P0's) zu bestimmen und dient außerdem zur Kalibration der Strahlhodoskope BHA, BHB und der BMS.

Die Positionsbestimmung der großen Kammersysteme (PV12, P123, W12, W45, P45, P67, ST67) geschieht mit den Strahlhalotriggern 7 und 8. Dabei wird zwischen strahlnahem und weit vom Strahl liegendem Halo unterschieden. Trigger 7 ist optimiert auf Halomyonen, die nahe am Strahl den experimentellen Aufbau durchqueren. Er besteht aus einer Koinzidenz von inneren Elementen der Veto-Hodoskopenebenen V3 und H3V. Komplementär zu Trigger 7 wird Trigger 8 aus einer Kombination von Hodoskopstreifen aus H3V und den äußeren Elementen von V3 bestimmt.

## 2.3 Myonidentifizierung

Die Identifizierung der gestreuten Myonen und die Bestimmung ihrer Spurparameter erfolgt durch die zwei modular aufgebauten Kammersysteme hinter dem Hadronabsorber. Streamerkammern (ST67) decken mit 4 Modulen den ganzen zugelassenen Phasenraum des Experiments

ab. Der innere Bereich wird durch 4 Proportionalkammermodule (P67) abgedeckt. Die Durchnumerierung folgt den Regeln; Detektortyp (ST für Streamerkammern, P für Proportionalkammern, und W bzw. D für Driftkammern). Die folgende Nummer gibt in aufsteigender Reihenfolge die Position der Kammer an. Der folgende Buchstabe das Module. Die Myonregion (Kennung 6 und 7) ist somit folgendermaßen besetzt:

ST67A P6A P6B ST67B ST67C P7A P7B ST67D

### 2.3.1 ST67

Die Streamerkammern ST67 bestehen aus 32 aktiven Ausleseebenen, die sich auf 4 Module verteilen. Jedes Modul besitzt 4 Streamerrohrebenen, die abwechselnd vertikal und horizontal angeordnet sind. Jede dieser Ebenen hat 384 Streamerzellen von je 10 mm Breite. Je acht sind dabei zu einer Einheit zusammengefaßt. Der Drahtabstand beträgt 1 cm.

Jede Streamerrohrebene ist zwischen zwei Ausleseebenen eingeschlossen. Die Orientierung der Auslestreifen ist einmal parallel zum Draht und einmal um  $\pm 22.5^\circ$  zur Horizontalen gedreht. Dies ergibt insgesamt 4 verschiedene Ausleserichtungen. Die Streifen haben eine Breite von 4 mm. Aufgrund der hohen Strahlintensität besitzen die Kammern in Strahlhöhe ein tote Zone von 8 cm Durchmesser.

Die Streamerkammern werden mit einer Hochspannung von 4500 V – 4600 V betrieben. Aufgrund von Änderungen im Ansprechverhalten, ausgelöst durch Druck und Temperaturveränderungen, wird die Hochspannung ständig durch eine Regelkreis den Wetterverhältnissen angepaßt [7].

Als Gas wird Isobutan mit einer Beimischung von Argon im Verhältnis 3:1 verwendet.

### 2.3.2 P67

Speziell zur Rekonstruktion von Ereignissen mit kleinem Streuwinkel wurden in der Myonregion die Proportionaldriftkammern P67 installiert. Sie decken hauptsächlich Ereignisse ab, die den Triggerbedingungen 2 und 14 genügen.

Das System besteht aus 4 zwölfckigen Modulen. Jeder dieser Module beinhaltet 2 Drahtebenen mit einem Drahtabstand von 2 mm. Insgesamt befinden sich 448 sensitive Drähte aus vergoldetem Wolfram von  $20 \mu\text{m}$  Durchmesser in einer Ebene. Der Durchmesser der sensitiven Fläche beträgt somit 90.5 cm. Um Feldverzerrungen an den Rändern der sensitiven Fläche zu minimieren, befinden sich dort noch jeweils 3  $50 \mu\text{m}$  dicke Drähte, die nicht ausgelesen werden.

Die Kathodenebenen werden von zwei auf der Innenseite mit Graphit besprühten Mylarfolien an den Außenseiten der Kammern, sowie einer doppelseitig besprühten Folie in der Mitte gebildet. In diesen Kathodenebenen zentriert, liegt eine von der restlichen Ebene abgetrennte runde Zone von 4.5 cm Durchmesser. Der Zwischenraum dieser toten Zone von der sensitiven Zone beträgt 0.9 cm. Die Kammern sind so im Strahl ausgerichtet, daß der Myonstrahl die Kammern innerhalb dieser Zone passiert. Der Abstand zwischen den Kathodenebenen und den dazwischenliegenden sensitiven Drahtebenen beträgt 11 mm. Abb. 2.7 zeigt den generellen Aufbau eines solchen Moduls.

Die Hochspannungsversorgung erfolgt durch vier Novelec-HV-Einheiten zusammen mit vier Hochspannungskontrolleinheiten. Diese Kontrolleinheiten haben folgende Aufgaben:

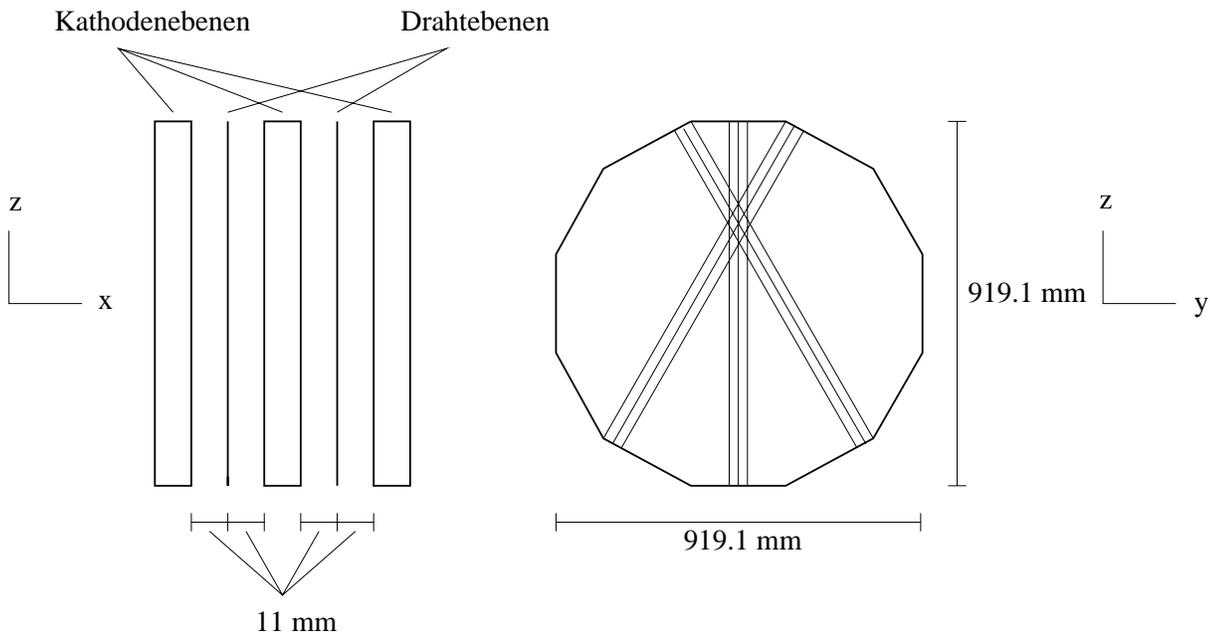


Abbildung 2.7: Genereller Aufbau eines der P67 Module. Alle Maßeinheiten sind in mm angegeben. Links ist eine Seitenansicht, rechts ein Frontalansicht zu sehen. Im linken Bild sind ebenfalls die Drahtorientierungen der einzelnen Ebenen zu sehen.

- Sicherstellung einer 500 V Spannungsdifferenz zwischen dem sensitiven äußeren und dem insensitiven inneren Bereich der Kammern.
- Sicherstellung dieser Differenz auch beim langsamen Hochfahren der Hochspannung.
- Auslösen eines Alarms bei Abfall der Hochspannung.
- Überwachung des Stroms, den die Kammern verbrauchen. Die Hochspannung wird bei Überschreitung eines Grenzwertes automatisch über ein Reedrelais abgeschaltet. Die Kathodenebenen werden über einen Widerstand entladen.

Die Kammern werden mit  $-4500\text{ V}$  im sensitiven Bereich und  $-4000\text{ V}$  in der toten Zone betrieben. Der maximal zulässige Strom beträgt  $85\mu\text{ A}$ .

Das verwendete Gas setzt sich aus den in Tab. 2.3 aufgelisteten Bestandteilen zusammen.

Die Auslese der Drähte wird von RMH<sup>4</sup>-Modulen gesteuert. Die Daten von den Drähten werden bis zum Feststehen der Triggerentscheidung auf 120 m langen twisted-pair Kabeln zwischen den Vorverstärkern und den Ausleseeinheiten zwischengespeichert. Bei einer Propagationszeit von  $0.25\text{ m/ns}$  ergibt das eine Verzögerung von 600 ns. Diese Zeit wird von der Triggerelektronik benötigt, um eine Entscheidung zu treffen. Liegt dieses Triggersignal vor, werden alle Signale, die in einem Zeitfenster von 160 ns von den Kammern geliefert werden, ausgelesen und an die zentrale Datenaufnahme weitergeleitet.

Die gemittelte Ebeneneffizienz liegt bei über 94%. Dabei ist ein systematischer Unterschied zwischen vertikalen und geneigten Drähten beobachtet worden. Dies konnte auf elektronische Totzeiteffekte bei den inneren Drähten zurückgeführt werden, wobei die Detektion der Myonen mehr von den getroffenen vertikalen als von den geneigten Drähten abhängig ist. Die in

<sup>4</sup>Receiver Memory Hybrid

	P67	magic gas
Argon	74.69%	75.0%
Isobutan	24.10%	24.5%
Freon	0.42%	0.5%
Isopropanol	0.79%	-

Tabelle 2.3: Gaszusammensetzung für P67. Als Vergleich ist die in der Literatur angegebene ideale Gaszusammensetzung für den Betrieb von Proportionalkammern, das sogenannte *magic gas*, erwähnt. Isopropanol wird als reinigende Substanz beigemischt.

allen Ebenen beobachtete Minderung der Effizienz zu strahlernen Positionen hin wurde auf eine Überlagerung aus lokalen Totzeiten entlang eines Drahtabschnittes wegen Raumladungseffekten und elektronischen Totzeiten der Ausleselemente zurückgeführt. Für entferntere Positionen überwiegen elektronische Totzeiteffekte, so daß sich die Effizienz entlang eines Drahtes nicht ändert.

Eine Ursache für die beobachteten hohen Treffer-Multiplizitäten in den Proportionalkammern sind zusätzliche, mit dem registrierten Myon unkorrelierte Treffer, die zu strahlernen Positionen hin konzentriert sind. Verantwortlich dafür sind die toten Zonen der Kammern, die zwar bei geringer Hochspannung betrieben werden, jedoch einen Teil des intensiven Myonstrahls nachweisen. Ein zweiter Teil der Treffer wird etwas versetzt vom Zentrum der Ebenen registriert. Dieser kommt höchstwahrscheinlich von elektromagnetischen Schauern, die im Target produziert werden und wegen der fehlenden Ablenkung im Ablenkmagneten die Kammern in der sensitiven Fläche treffen.

Den hohen Multiplizitäten kann mit einer restriktiven Auswahl für die Rekonstruktion erlaubter Treffer mit der Information der triggerbildenden Hodoskopstreifen Rechnung getragen werden. Dies erlaubt nicht nur eine Ablehnung von 4% aller vollständig rekonstruierten Ereignisse, weil deren Spur nicht die des triggerauslösenden Myons ist, sondern auch eine um 5% höhere Ausbeute an Ereignissen.

Als unabhängiges Kammersystem in der Myonregion hinter dem Hadronabsorber trägt P67 maßgeblich zur Stabilisierung der Registrierung von Ereignissen kleiner Winkel bei. Schwankungen in der Rekonstruktionseffizienz der Streamerebenen werden fast vollständig durch die Proportionalkammern aufgefangen. Dies ist in Tab. 2.4 dargestellt.

Der ursprüngliche Grund für die Installation der Proportionalkammern P67 in die Region kleiner Winkel nach dem Hadronabsorber war die sehr schlechte und instabile Effizienz der ST67 Streamerrohre, vor allem in strahlerner Position. Geplant waren 99% Rekonstruktionseffizienz allein durch ST67[66]. Nach Installation im Sommer 1990 lag die mittlere Ebeneneffizienz bei 60%. Die hohen Raten des Myonstrahls bewirkten ein ständiges Ausfallen ganzer Rohre. Die im Sommer 1992 installierten Proportionalkammern sollten die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Myonregion, von der das Auffinden des Myons abhängt, verbessern und stabilisieren. Mit der Hochspannungsregelung der Streamerrohre, die gleichzeitig zur Installation der Proportionalkammern stattfand, erhöhte sich die mittlere Ebeneneffizienz der Streamerrohre auf ca. 75% und wurde weitgehend stabil. Trotzdem waren P67 sehr nützlich, da sie die essentielle zeitliche Stabilität des Experimentes erhöhen.

Effizienzverlust der ST67 Ebenen	Targethälfte	Verlust in ST67	Aufgefangen durch P67
1%	vordere	1.02%	0.96%
	hintere	1.00%	0.93%
2%	vordere	2.05%	1.92%
	hintere	2.09%	1.94%
3%	vordere	2.92%	2.74%
	hintere	2.97%	2.77%
4%	vordere	4.1%	3.81%
	hintere	3.98%	3.73%
5%	vordere	4.99%	4.70%
	hintere	4.99%	4.66%

Tabelle 2.4: Stabilisierung der Rekonstruktion durch P67. Gezeigt werden die Rekonstruktionsverluste in Abhängigkeit von einem Abfall in der Effizienz. ST67 Rekonstruktionsverluste werden teilweise durch P67 aufgefangen.

	ST allein	ST + P	P allein
Trigger 2	0.0%	84.7%	15.3%
Trigger 1	50.2%	47.4%	2.4%
Trigger 14	0.1%	74.6%	25.3%

Tabelle 2.5: Aufteilung der Ereignisse nach dem Kammerensystem, das das Myon identifiziert hat. ST + P, steht für Spursegmente, die von ST67 gefunden wurden und denen weitere Treffer in den Proportionalkammern P67 zugeordnet werden konnten.

In Tab. 2.5 zeigt den Beitrag von P67 zur Rekonstruktion von Ereignissen in den einzelnen Triggern. Wie aus ihr ersichtlich ist, werden für Trigger 2 15.3% Ereignisse mehr rekonstruiert. Für Trigger 14 sogar 25.3% mehr.

Die Proportionalkammern tragen aber auch zu einer größeren Ausbeute an auswertbaren Ereignissen bei. Von prozessierten Daten, die im November 1992 aufgenommen wurden, entfielen bei einer Berechnungsgrundlage von 83000 Ereignissen ca. 36% auf Ereignisse mit Trigger 2. Der Rest teilte sich mit ca. 50% auf Trigger 1 und ca. 14% auf Trigger 14 auf.

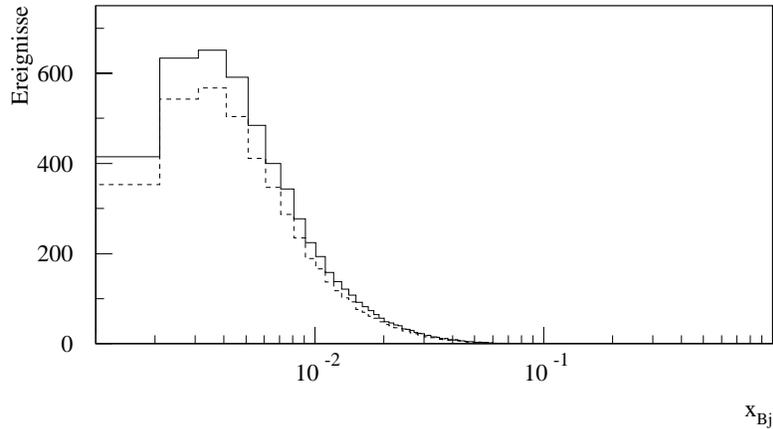


Abbildung 2.8: Trigger 2 Datensammlung in  $x_{Bj}$ -Abhängigkeit: Jedes Ereignis geht mit dem Gewicht  $y_{Bj}^2$ , wie es dem statistischen Wert entspricht, ein. Die gestrichelte Kurve zeigt die Datensammlung, wie sie ohne die nur durch P67 rekonstruierten Ereignisse aussehen würde, die durchgezogene Kurve gibt die gesamte Datensammlung an. Zusätzlich zur Auswahl von Ereignissen mit Vertex innerhalb der Targethälften wurden nur Ereignisse mit  $Q^2 \geq 0.1 \text{ GeV}^2$  gewählt.

Der Anteil an Ereignissen mit einem Vertex im Target liegt für alle drei Trigger bei ca. 72%. Diese Ereignisse mit Vertex teilen sich auf die Kammersysteme, die zur Spurfindung beigetragen haben, wie in Tab. 2.5 gezeigt, auf.

Für den Trigger kleiner Winkel (Trigger 2) bedeutet die Installation der Proportionalkammern einen relativen Gewinn an vollständig rekonstruierten Myonen von 20%. Bei noch kleineren Winkeln (Trigger 14) ist der zusätzliche Gewinn noch größer und liegt bei 34%.

Abb. 2.8 zeigt die  $x_{Bj}$ -Verteilung der Trigger 2 Ereignisse und insbesondere die höhere Ausbeute, die durch die Proportionalkammern erzielt wurde.

## 2.4 Impulsbestimmung des gestreuten Myons

Der Impuls der gestreuten Myonen wird durch eine Anordnung von Proportional- und Driftkammern zur Spurbestimmung und dem Spektrometermagneten FSM zur Impulsanalyse bestimmt.

Die Spurbestimmung zwischen Target und Magneten übernehmen Proportionalkammern (PV1, PV2, P0C and P0D). PV1 und PV2 sind großflächige Vieldrahtkammern von 154 cm Breite und 80 cm Höhe. Sie haben einen Drahtabstand von 2 mm. Aufgrund der hohen Trefferrate in der Strahlregion sind dort speziell konstruierte Vieldrahtkammern installiert (P0C, P0D vor dem Magneten und P0E und P0A hinter dem FSM). Sie haben einen Durchmesser von 14 cm und einen Drahtabstand von 1 mm.

Der Magnet ermöglicht, zusammen mit dem langen Hebelarm von  $\approx 20$  m hinter dem Magneten, eine relative Impulsauflösung von  $\Delta p/p \approx 0.01$ . Der Hebelarm wird von Driftkammern (W12 und W45) sowie von Proportionaldriftkammern (P45) hinter dem Magneten und P1A, P1B, P2 und P3 im Magneten gebildet.

Die Spur des gestreuten Myons wird nach dem Hadronabsorber mit Hilfe von großflächigen Streamerkammern und im Bereich kleiner Streuwinkel durch Proportionaldriftkammern rekonstruiert. Diese wurden Kapitel 2.3.1 beschrieben.

Tab. 2.6 gibt eine Übersicht über die bestehenden Kammersysteme.

Kammer	Größe [ cm ]	Ebenen		Drahtabstand [ mm ]
		Anzahl	Orientierung	
P0B,C,D,E,A	$\emptyset 14.4$	8	$\Theta^\pm, y, z$	1
PV1	$75 \times 47$	4	$\Theta^\pm, y$	2
PV2	$77 \times 50$	6	$\Theta^\pm, y$	2
P1A,P1B,P2,P3	$180 \times 80$	3	$z, y, \theta^\pm$	2
W1,W2,W3	$224 \times 124$	8	$\Theta^\pm, y, z$	20
P45	$\emptyset 90$	10	$y, \Theta^\pm$	2
W4,W5	$530 \times 260$	8	$y, z, \Theta^\pm$	20
P67	$\emptyset 90$	4	$y, \Theta^\pm$	2
ST67	$400 \times 400$	32	$y, z, \Theta^\pm$	10

Tabelle 2.6: Übersicht über die verwendeten Kammertypen im Myonspektrometer. Aufgelistet sind die Namen, die Größe, die Orientierung der Ebenen und der Drahtabstand.

Die Drahtebenen der Kammern sind unterschiedlich orientiert, um eine eindeutige Spurbestimmung zu ermöglichen. Drähte einer  $z$ -Ebene verlaufen in  $y$ -Richtung und bestimmen somit den Verlauf der Myonspur in der  $x - z$ -Ebene. Drähte der  $\Theta$ -Ebene sind um den positiven ( $\Theta^+$ ) oder negativen Winkel ( $\Theta^-$ ) bezüglich der  $z$ -Richtung geneigt.

Die Rekonstruktion eines gestreuten Myons beginnt in der Region nach dem Hadronabsorber. In den Kammern ST67/P67 wird nach einer Trefferkombination gesucht, die einerseits die Triggerbedingung erfüllt und andererseits eine Spur bildet, die in die Targetregion extrapoliert werden kann.

Diese Spur wird in die W45/P45 Kammersysteme extrapoliert und dort weiterverfolgt bis in die W12/P0E Region. Diese Spur wird dann zum Austritt des Spektrometersmagneten extrapoliert.

Die Rekonstruktion der Ereignisse im FSM beginnt mit einer gradlinigen Spuranpassung in vertikaler Richtung und der Verbindung des W12/P0E Spur mit den Spuren in den Targetkammern PV1/PV2 bzw. P0D/P0C. Da der FSM Magnet nur in horizontaler Richtung ablenkt, sollte die vertikale Spur nicht davon betroffen sein. Dann wird nach zirkularen Spuren in der horizontalen Ebene gesucht, die die vertikalen Spur als Tangente haben.

Aufgrund der hohen Spurmultiplicitäten in der Targetregion, kann die W12 Spur zu mehreren PV1/PV2 Spuren passen. Diese Ambiguität wird durch die Kammern im Magneten (P1A, P1B, P2 und P2) aufgelöst.

Das Magnetfeld des FSM beträgt bei den in dieser Arbeit verwendeten Daten 1.58 T und hat eine effektive Länge von 4 m.

Die Ablenkrichtung ist aufgrund der Magnetfeldorientierung immer zur Juraseite hin (negative  $y$ -Koordinate). Dabei werden hochenergetische Myonen weniger abgelenkt als niederenergetische. Dies hat zur Folge, daß sich die Kinematik der Ereignisse mit zunehmender  $y$ -Koordinate des gestreuten Myons ändert. Je weiter man auf die Juraseite geht, um so kleiner werden die Bjorkenvariablen  $x_{Bj}$  und  $y_{Bj}$ . Es wird hier davon ausgegangen, daß man den Streuwinkel  $\Theta$  vernachlässigen kann (Er beträgt im Mittel  $\Theta \approx 0.01$  rad.). Da die Streuung rotations-symmetrisch in  $\phi$ <sup>5</sup> ist, mittelt sich der Streuwinkel heraus.

## 2.5 Das polarisierte Target

Das bei dieser Arbeit verwendete Targetmaterial ist eine Mischung aus deuteriertem Butanol (90.5%), Wasser (5.0%) und einem paramagnetischen EHBA-Cr(V) Komplex. Das Targetmaterial ist in gefrorenem Zustand in Pillenform mit variablem Durchmesser von bis zu 3 mm. Die Pillen werden in zwei Zylindern von 60 cm Länge und 5 cm Durchmesser im SMC-Target auf eine Temperatur von 50 mK abgekühlt. Die beiden Targethälften haben einen Abstand von 30 cm und sind in der Mitte der Mischkammer des Kühlsystems untergebracht.

Die Mischkammer enthält eine Mischung aus <sup>4</sup>He und <sup>3</sup>He. Die Kühlung erfolgt durch die Tatsache, daß sich unterhalb einer Temperatur von 0.87 K das <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He - Gemisch in eine <sup>3</sup>He reiche Phase und eine <sup>4</sup>He - reiche Phase aufteilt. Das <sup>3</sup>He wird von der <sup>4</sup>He reichen Phase abgesaugt, was wegen seines höheren Dampfdruckes möglich ist. Durch Quasi-Verdampfen von <sup>3</sup>He aus der <sup>3</sup>He reichen Phase wird das abgepumpte <sup>3</sup>He in der <sup>4</sup>He reichen Phase wieder ersetzt. Die Verdampfungswärme wird der Umgebung entzogen und kühlt somit das Targetmaterial. Es können bei einer Kühlleistung von 1 W bei 1 K Temperaturen von bis zu 5 mK erreicht werden [56].

Abb. 2.9 zeigt das SMC-Target<sup>6</sup> sowie das Kühlsystem. In der Mitte des Aufbaus sind die beiden Targethälften zu erkennen.

Die Mischkammer und der sie umgebende Mikrowellenhohlraum werden von einem 2 m langen und 33 cm im Durchmesser betragenden Solenoidmagneten umgeben. Dieser liefert ein homogenes Feld von 2.5 T. Die Homogenität beträgt  $\Delta B/B < 2 \times 10^{-5}$ . Auf dem Targetsolenoiden sitzen zwei Dipolmagnetspulen, die ein Magnetfeldstärke von 0.5 T senkrecht zum Solenoidmagneten, erzeugen können. Beide Magneten sind supraleitend und werden durch flüssiges <sup>4</sup>He gekühlt, welches unabhängig vom Kühlsystem des Targetmaterials ist.

---

<sup>5</sup> $\phi$  ist im SMC-Koordinatensystem der Azimutwinkel. Er verläuft in Strahlrichtung im Uhrzeigersinn.

<sup>6</sup>Technische Zeichnung von J. Kyynäräinen Technische Universität Helsinki

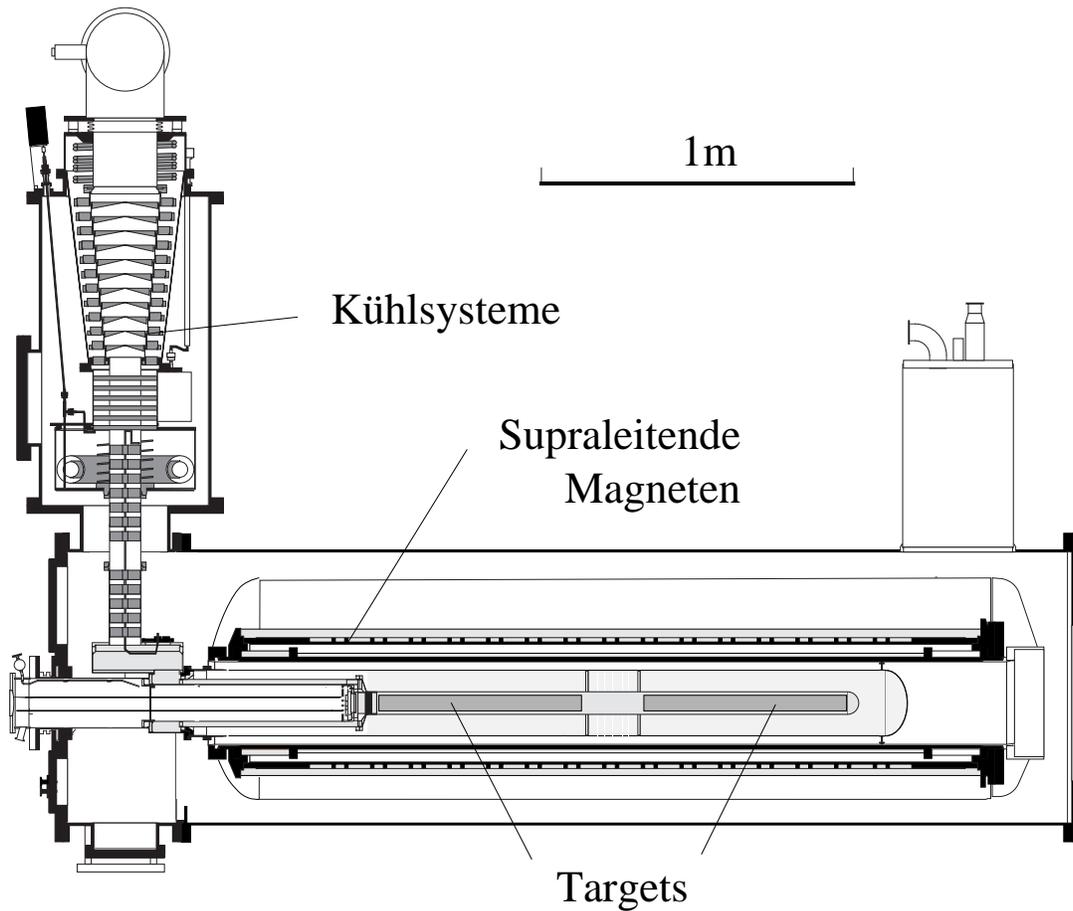


Abbildung 2.9: Aufbau des polarisierten Targets zusammen mit den Kühlsystemen.

Die Polarisierung des Targetmaterials geschieht mit Hilfe der sogenannten dynamischen Nukleon Polarisierung (DNP). Diese Art der Polarisierung geht von der Tatsache aus, dass die im Targetmaterial vorhandenen Elektronen durch ihr großes magnetisches Moment in einem magnetischen Feld hoher Intensität polarisiert werden. Die Einstrahlung von Mikrowellen geeigneter Frequenz ermöglicht es nun die Deuteronen im Targetmaterial zu polarisieren.

In Abb. 2.10 sind die Energie Niveaus eines Elektron-Deuterium Paares in einem externen magnetischen Feld aufgezeichnet. Die Niveaubstände für verschiedene Elektron bzw. Deuteroneneinstellungen sind gegeben durch  $\mu_e B$  bzw.  $\mu_d B$ , mit  $B$  als magnetisches Feld und  $\mu_e$  und  $\mu_N$  als magnetische Momente von Elektron bzw. Deuteron. Der Unterschied in den Niveaus ist in Abb. 2.10 durch  $\omega_e$  und  $\omega_N$  gekennzeichnet.

Vor dem Polarisieren sind nur die Elektronen polarisiert. Die Konfiguration (a) und (b) in Abb. 2.10 sind also gleich besetzt. Durch Mikrowelleneinstrahlung mit der Frequenz  $\omega_e$  würden die Konfigurationen (c) und (d) gleichmäßig besetzt werden. d. h. keine Nettopolarisation entstehen. Um eine ausreichende Nettopolarisation zu erhalten, müssen daher sowohl der Elektron als auch der Deuteronspin umgekehrt werden. Dies entspricht einem unerlaubten Übergang von Konfiguration (a)  $\rightarrow$  (d) bzw. (b)  $\rightarrow$  (c). Durch die Einstrahlung von Mikrowellenfrequenzen von  $\omega_e + \omega_N$  bzw.  $\omega_e - \omega_N$  wird dieser Übergang erzwungen.

Die Relaxationszeit für Elektronen ist in der Größenordnung von  $10^{-3}$  s und somit wesentlich kleiner als die eines Nukleons. Ein Elektron kann daher mehr als ein Nukleon polarisieren. Die

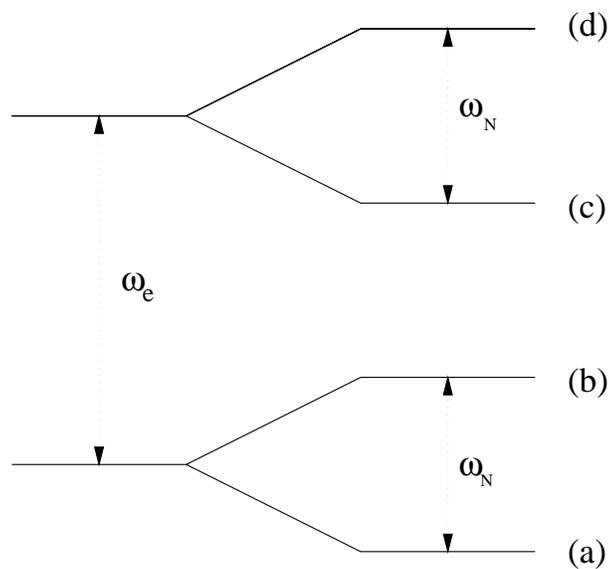


Abbildung 2.10: Energie Niveaus für ein Elektron-Deuterium Paar in einem externen Magnetfeld.

Polarisation der Nukleonen geschieht zunächst an den paramagnetischen Zentren. Aufgrund von Dipol-Dipol Wechselwirkungen diffundiert sie dann in das übrige Targetmaterial.

Bei genügend langer Einstrahlung können Polarisationsgrade von bis zu 50% für Deuteronen und 80% für Protonen erzielt werden.

Das von den beiden Dipolspulen aufgebaute Feld ermöglicht es, den Spin des Targetmaterials zu rotieren. Die Spins der einzelnen Nukleonen sind vor einer Spinumkehr parallel zum Solenoidfeld orientiert. Das Solenoidfeld wird dann bei einer Spinumkehr auf 0.5 T abgesenkt. Dann werden die beiden Dipolspulen angeschaltet und langsam auf ihr maximales Feld gebracht. Die Nukleonspins folgen adiabatisch dem Feld von ihrer longitudinalen Ausrichtung in die vertikale Ausrichtung des Dipolfeldes. Nun wird der umgekehrte Weg beschritten. Das Dipolfeld wird langsam heruntergefahren und das Solenoidfeld wird langsam auf seinen Maximalwert gebracht. Das Solenoidfeld hat jetzt allerdings die umgekehrte Polarität als vor der Spinumkehr.

Die Datenaufnahme wird bei Einschalten des Dipolfeldes für etwa 10 min unterbrochen. Sie wird wieder aufgenommen, sobald das Dipolfeld ausgeschaltet ist. Diese kurze Zeitspanne, erlaubt eine relativ große Anzahl von Spinumkehrvorgängen pro Tag vorzunehmen, welches den systematischen Fehler aufgrund der zeitlichen Fluktuationen im Ansprechverhalten des Spektrometers minimiert (siehe auch Kap. 4).

Die Polarisation wird von einem System von 10 NMR-Spulen<sup>7</sup> gemessen [55]. Diese sind längs der Strahlachse angeordnet und messen die Polarisation durch ein NMR-Signal. Die für diese Arbeit verwendeten Daten wurden bei einer mittleren Polarisation von 48.3% aufgezeichnet. Der Fehler dieser Messungen beträgt  $\pm 5.4\%$  in 1994 bzw.  $\pm 2.0\%$  in 1995.

Die Mitte des Targets ist definiert als die Mitte zwischen den beiden Targethälften. Sie liegt im SMC-Koordinatensystem bei  $x = -4.84$  m. In horizontaler und vertikaler Richtung liegt es bei  $y = -0.062$  m und  $z = -0.002$  m.

<sup>7</sup>Nuclear Magnetic Resonance

## 2.6 Der Myonstrahl

### 2.6.1 Der CERN Myonstrahl

Die Myonen stammen aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen, die durch Beschuß eines Berylliumtarget mit den 450 GeV Protonen aus dem CERN SPS<sup>8</sup>-Beschleuniger erzeugt werden. Die Sekundärhadronen werden in einer Anordnung mehrerer Magneten gesammelt, nach Impuls selektiert und fokussiert in einen 600 m langen Zerfallstunnel geleitet. Die Vorselektion der Hadronen nach Impuls ist optimiert auf einen Impuls von 208 GeV/c. Bei diesem Impuls zerfallen 5% von ihnen im Tunnel in positive Myonen und Myonneutrinos. Verbleibende Hadronen werden in Berylliumabsorbieren abgestoppt. Die Kontamination des Myonstrahls mit verbleibenden Hadronen beträgt dadurch weniger als  $10^{-6}$  [13].

Durch die Extraktion der Protonen aus dem SPS auf das Produktionstarget während 2.4 s innerhalb eines 14.4 s dauernden SPS-Zyklus entsteht die Pulsstruktur des Myonstrahls, dessen Intensität  $\approx 4 \times 10^7$  Myonen pro Puls beträgt. Die Energie der Myonen ist durch die Anordnung der Magneten auf einen Bereich von 90 GeV/c bis 230 GeV/c limitiert. Für die in dieser Arbeit benutzten Daten war die wählbare Strahlenergie 100 GeV/c in 1992 und 190 GeV/c in 1994 und 1995. Nach der Fokussierung auf das SMC Target erreicht der nahezu gaußförmige Myonstrahl das Experiment mit einer Halbwertbreite von 3 cm.

Der Zerfall von Pionen ( $\pi \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ) und Kaonen ( $K \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ) ist paritätsverletzend. Es besteht ein einfacher linearer Zusammenhang zwischen Myonpolarisation  $P_\mu$ , Myonimpuls  $p_\mu$  und Pionimpuls  $p_\pi$ . Im Ruhesystem der Hadronen kann dieser Zusammenhang wie folgt beschrieben werden:

$$P_\mu(\theta^*) = \frac{E_\mu^* \cos(\theta^*) + p_\mu^*}{E_\mu^* + p_\mu^* \cos(\theta^*)} \quad (2.1)$$

$\theta^*$  ist hierbei der Winkel, den das auslaufende Myon mit dem einlaufenden Pion beschreibt.  $E_\mu^*$  und  $p_\mu^*$  sind die Energie und der Impuls des auslaufenden Myons. Transformation in das Laborsystem ergibt:

$$P_\mu(\theta^*) = -\frac{m_\pi + (1 - 2E_\mu/E_\pi)m_\mu^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \quad (2.2)$$

Dies ermöglicht einen polarisierten Myonenstrahl durch Impulsselektion der Myonen relativ zum Hadronimpuls zu erhalten. Diese Selektion wird durch den ersten Magneten nach dem Produktionstarget vollzogen. Für die in dieser Arbeit benutzten Daten wurden  $(190 \pm 6)$  GeV selektiert. Die Strahlpolarisation ist in diesem Fall  $-0.795 \pm 0.019$  [69]. In Kapitel 2.7 wird auf die Messung der Strahlpolarisation genauer eingegangen.

Durch Produktion und Selektion der Myonen wird der eigentliche Strahl von einem sogenannten Halo begleitet. Ein Myon wird als Halomyon betrachtet, wenn sein radialer Abstand von der Strahlmitte, definiert durch die Vetoählern V2 und V2.1, größer als 7 cm ist. Diese Halomyonen werden in einer Anordnung von magnetischen Kollimatoren und magnetisierten Eisenblöcken in der Myonsektion des Strahls ausselektiert. Der Anteil der Halomyonen am Strahl wird dadurch relativ zu der Anzahl der Strahlmyonen auf 2.5% minimiert.

Desweiteren wird durch eine Anordnung von Vetoählern der Anteil der Halomyonen unterdrückt. Die Vetoähler werden dabei auch zur Definition des vom Experiments akzeptieren Phasenraumes benutzt.

---

<sup>8</sup>Super-Proton-Synchrotron

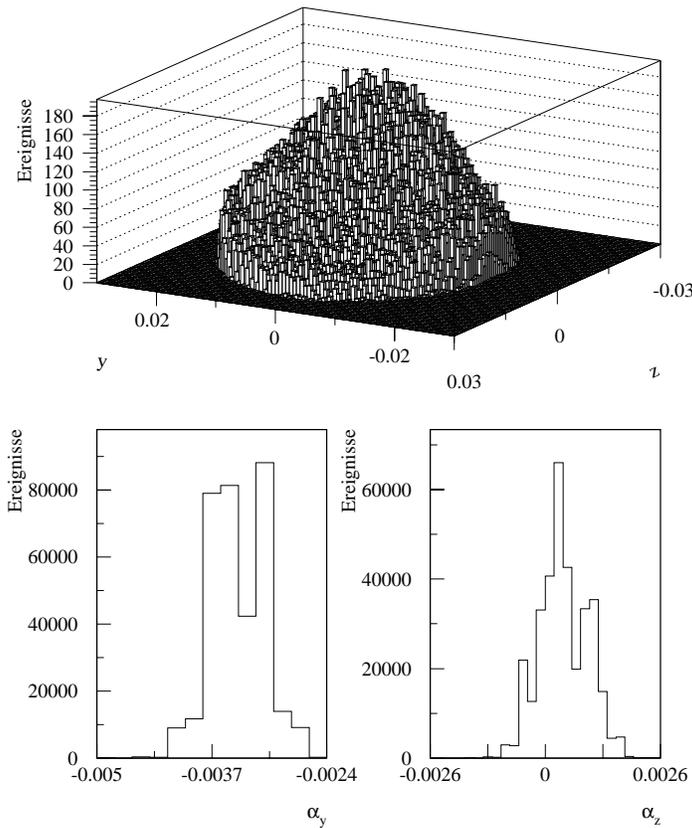


Abbildung 2.11: Radiale Verteilung der Strahlmyonen, gemessen mit den Strahlhodoskopen BHA und BHB. Die Verteilung stellt den Durchstoßpunkt der Strahlmyonen beim Eintritt ins SMC-Target aus der Datennahmeperiode P1D95 dar. Die beiden anderen Abbildungen zeigen die Einfallswinkel in  $y$ - ( $\alpha_y$ ) und  $z$ -Richtung ( $\alpha_z$ ) des einlaufenden Myonstrahls. Die mittleren Einfallswinkel betragen  $(-3.4 \pm 0.3)$  mrad in  $y$ -Richtung und  $(0.4 \pm 0.5)$  mrad in  $z$ -Richtung.

Abb. 2.11 zeigt das Strahlprofil in der Mitte des SMC-Targets. Es ist das Targetkoordinatensystem verwendet, welches den Ursprung in der Mitte des Targets und die Achsen parallel zum SMC-Koordinatensystem hat.

Der Strahl trifft das SMC-Target nicht genau senkrecht sondern unter einem Winkel von  $(-3.4 \pm 0.3)$  mrad in  $y$ -Richtung und  $(0.4 \pm 0.5)$  mrad in  $z$ -Richtung. Das Target ist deshalb nicht exakt parallel zum SMC-Koordinatensystem, sondern parallel zum Strahl ausgerichtet.

## 2.6.2 Orts- und Impulsbestimmung der einlaufenden Myonen

Die Bestimmung von Ort- und Impuls der Strahlmyonen wird mit einer Magnet- Hodoskopanordnung, der BMS<sup>9</sup>, durchgeführt (siehe Abb. 2.12) und geschieht noch im Strahlentunnel vor der eigentlichen Experimentierhalle. Die Beam-Momentum-Station besteht aus 4 Hodoskopebenen und einem Dipolmagneten, der den Strahl vertikal ablenkt. Der Ablenkwinkel der Strahlmyonen wird von zwei Hodoskopen vor und zwei nach dem Magneten bestimmt. Die Hodoskopstreifen sind 5 mm breit und 20 mm dick. Die Wahl dieser Dimensionen ermöglicht es, den Impuls der

<sup>9</sup>Beam Momentum Station

eintreffenden Myonen bis auf einen relativen Fehler von 1%, bei einer maximalen Strahlintensität von  $10^8$  Myonen pro Strahlpuls [13], zu bestimmen.

Abb. 2.12 zeigt den schematischen Aufbau der Beam Momentum Station zusammen mit den Strahlhodoskopen BHA und BHB<sup>10</sup>, sowie den Vetozählern V1-V3.

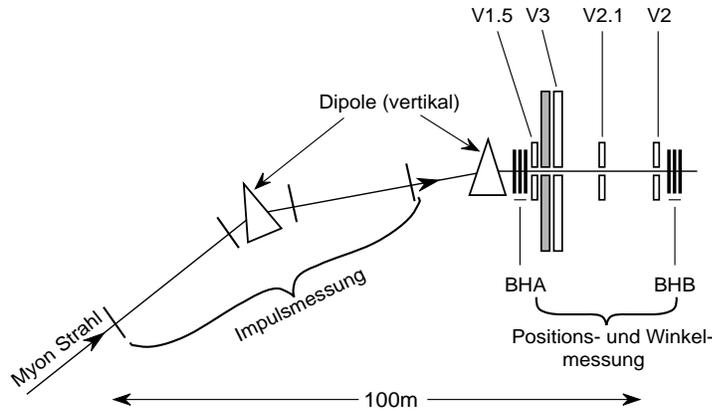


Abbildung 2.12: Die Beam Momentum Station (BMS) zusammen mit den zur Ortsbestimmung dienenden Strahlhodoskopen BHA und BHB. Die Hodoskope H1 - H4 bilden zusammen mit dem Dipol die BMS. Desweiteren sind die Vetozähler V1-V3 dargestellt.

Die Ortskoordinaten der Strahlmyonen werden von den Hodoskopen BHA, BHB und der Proportionalkammer P0B, die zusammen unmittelbar vor dem SMC-Target einen 7 m langen Hebelarm bilden, gemessen. Die Hodoskope bestehen aus jeweils 8 Ebenen mit insgesamt 320 Szintillatorstreifen von 4 mm Breite. Die Ebenen besitzen unterschiedliche Orientierungen der einzelnen Streifen. Sie sind vertikal, horizontal und unter einem Winkel von  $\pm 45^\circ$  ausgerichtet. Die Gruppierung ist dabei in Zweiergruppen gleicher Orientierung aber mit einer Versetzung von einer halben Breite gegeneinander. Die Ortsauflösung dieser Anordnung beträgt aufgrund der internen Versetzung der Ebenen gegeneinander 1.2 mm.

Abb. 2.13 zeigt die Impulsverteilung der Myonen als Funktion des Eintrittspunktes ins Target in  $y$ - und  $z$ -Richtung und als Seitenansicht in positive  $z$ -Richtung. Bei den in dieser Arbeit benutzten Daten lag der Strahlimpuls bei 187.8 GeV bei einer Halbwertbreite von 5.3 GeV.

Wie in der rechten Abbildung von Abb. 2.13 zu sehen ist, ist der Strahl in  $z$ -Richtung nicht symmetrisch. Dies könnte aufgrund der Abhängigkeit der Strahlpolarisation vom Strahlimpuls zu einer falschen Asymmetrie führen. Die Asymmetrie wird durch den letzten Strahlmagneten (B6) hervorgerufen, der den Strahl um 33.7 mrad in vertikaler Richtung ablenkt. Der Beitrag zur falschen Asymmetrie aufgrund dieser Aufweitung ist allerdings, verglichen mit anderen Beiträgen zur falschen Asymmetrie, vernachlässigbar.

Halomyonen werden durch eine Anordnung von Vetozählern unterdrückt. Im einzelnen sind dies die in Abb. 2.12 dargestellten Vetozähler V1.5, V2, V2.1 und V3. Halomyonen mit einem großen radialen Abstand von der Strahlmitte werden durch den Zähler V3 ausgeschlossen. Er hat eine Größe von  $6 \times 4$  m und in der Mitte ein Loch von  $40 \text{ cm} \times 38 \text{ cm}$ . V1 und V1.5 überdecken den inneren Bereich dieses Loches und unterdrücken Halomyonen mit sehr kleinem Eintrittswinkel.

<sup>10</sup>Beam Hodoskop A und B

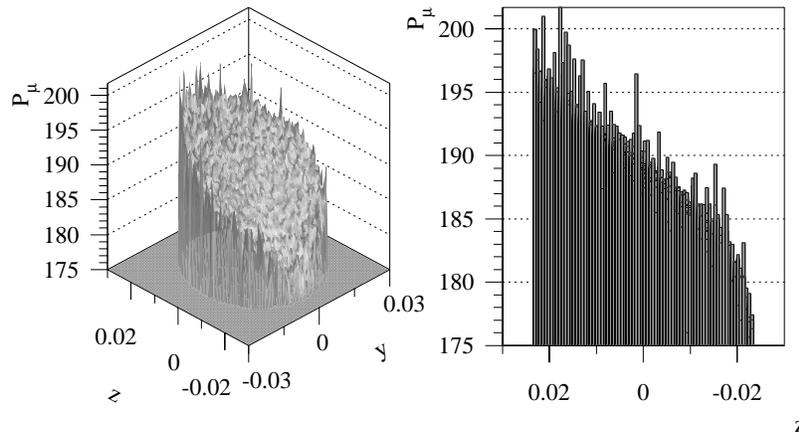


Abbildung 2.13: Die Impulsverteilung der Strahlmyonen gemessen mit der Beam Momentum Station (BMS), zusammen mit einem Schnitt durch diese Verteilung als Funktion der  $z$ -Koordinate. Die Daten sind aus der Periode P1D95. Es ist das Targetkoordinatensystem verwendet worden.

Sie haben eine Dimension von  $50\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ , bzw.  $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$  und ein kreisrundes Loch von  $13\text{ cm}$  Durchmesser. Parallel zum Strahl einlaufende Myonen werden von den Zählern V2 und V2.1 unterdrückt. Sie besitzen in Strahlmitte eine kreisrunde Öffnung von  $70\text{ cm}$  Durchmesser. Diese beiden Veto-Zähler definieren daher den akzeptierten Strahl, der das SMC-Target erreicht.

## 2.7 Polarimeter

Wie bereits in Kapitel 2.6 erwähnt, sind die einfallenden Myonen aus dem Pion- und Kaonzerfall natürlich polarisiert. Es ist möglich, die Polarisation bei Kenntniss der Energie der zerfallenden Hadronen und der erzeugten Myonen zu berechnen. Das für die SMC-Kollaboration konzipierte und installierte Polarimeter ermöglicht diese auch direkt zu messen. Es steht strahlabwärts des Spektrometers und analysiert die Myonen, die ohne Wechselwirkung Target und Spektrometer durchquert haben. Abb. 2.14 zeigt einen schematischen Aufbau des Polarimeters.

Die Myonpolarisation wird durch zwei unabhängige Methoden bestimmt:

- Die Zerfallsmethode, die das Energiespektrum der aus dem Myonzerfall stammenden Positronen mißt. Diese ist direkt gekoppelt mit der Spinrichtung des Myons.
- Die Streumethode, bei der die bei der Myonen-Elektron-Streuung auftretende Asymmetrie gemessen wird.

In dieser Arbeit wird allerdings nur das Ergebnis der Zerfallsmethode berücksichtigt.

An das Spektrometer anschließend befindet sich ein  $33\text{ m}$  langer evakuierter Zerfallstunnel, der durch den sich strahlabwärts befindlichen Analyse magnet MNP26 abgeschlossen wird. Etwa  $4\%$  der Myonen zerfallen hier über die Reaktion  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ . Die beiden Neutrinos verlassen das Polarimeter unbeobachtet.

Der Untergrund von Positronen, der vor dem Polarimeter produziert wird, wird durch eine Vetoanordnung unterdrückt. Sie besteht aus einer  $8\text{ mm}$  dicken Bleiplatte gefolgt von zwei Hodoskopen mit horizontaler und vertikaler Segmentierung. Ein Positron, welches auf die Bleiplatte

trifft, erzeugt einen Schauer sekundärer Teilchen, die durch die beiden Hodoskope detektiert werden können. Die unterschiedlichen Pulshöhen, die von einem Myon bzw. Positron in den Hodoskopen erzeugt werden, ermöglichen eine einfache Unterscheidung beider Teilchen. Die aktive Fläche der beiden Hodoskope beträgt  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ . Die Segmentierung der Hodoskopstreifen reicht von 4 mm in Strahlnähe bis 2 cm an der Peripherie.

Die Strahlpositionen im Zerfallstunnel werden durch Proportionalkammern (PBC1–PBC3) mit einer aktiven Fläche von  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  vermessen. Jedes dieser Module besteht aus 4 Ebenen unterschiedlicher Orientierung.

### 2.7.1 Genereller Aufbau

Der Analysemagnet ist ein 6 m langer und 0.5 m breiter Dipolmagnet mit einem Magnetfeld von 1.4 T. Die Position der Positronen nach dem Analysemagneten wird durch eine weitere Reihe von Proportionalkammern bestimmt (PPC2–PPC4). Diese Anordnung kann Positronen im Bereich  $0.25 < y = E_e/E_\mu < 0.75$  detektieren.

Die Genauigkeit der Positronimpulsmessung beträgt  $0.5\% - 1.5\%$ . Der Myonimpuls wird durch das BMS gemessen, welches sich  $\approx 110\text{ m}$  vor dem Spektrometer befindet. Beide wurden gegeneinander kalibriert, indem der Myonstrahl direkt durch das Polarimeter geleitet wurde. Der relative Fehler, der zur Polarisationsmessung benutzten Größe  $y = E_e/E_\mu$ , beträgt  $2 \times 10^{-2}$ . Die Energie der Positronen wird in einem elektromagnetischen Kalorimeter bestimmt.

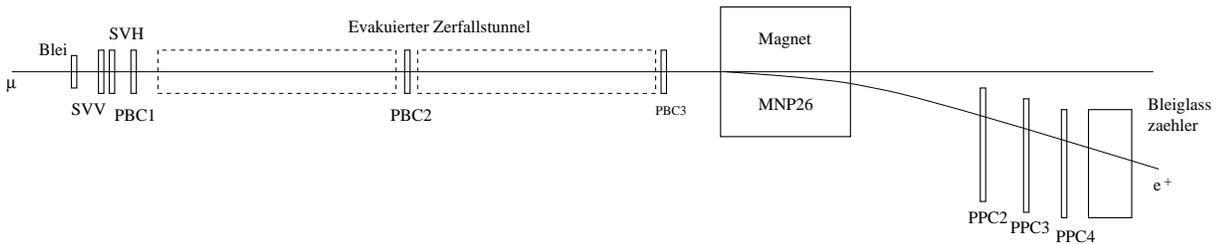


Abbildung 2.14: Aufsicht auf das SMC Polarimeter.

Dieses besteht aus drei Lagen von je 10 Bleiglasblöcken. Die Dicke der Platten von 8.5 cm entspricht 29.5 Strahlungslängen. Bei der Energiebestimmung wird erst nach einem maximalen Signal in einem Block gesucht. Ist eine solche gefunden worden, werden die analogen Signale der benachbarten Blöcke mit einer Höhe die einer Energie von  $> 0.5\text{ GeV}$  entspricht, aufsummiert. Die Auflösung dieses Kalorimeters beträgt  $\sigma(E) = 14\% \sqrt{E}$ . Die Forderung  $pc = E$ , wobei  $p$  und  $E$  der gemessene Impuls und die gemessene Energie sind, identifiziert das gemessene Teilchen als Elektron.

Einfallende Myonen werden durch die beiden Hodoskope des Schauervetosystems detektiert. Innerhalb eines Zeitfensters von 50 ns muß eine Koinzidenz zwischen den beiden Orientierungen der Hodoskopebenen zu finden sein. Die Positronen werden durch die Aufsummierung der Analogsignale der 30 Bleiglasblöcke detektiert. Die erste Triggerbedingung ist ein logisches ODER dieser beiden Bedingungen. Die endgültige Triggerentscheidung berücksichtigt noch die Signale aus den Vetoschauerzählern. Sie müssen ein einzelnes Myon detektiert haben.

## 2.7.2 Bestimmung der Myonpolarisation

Im Ruhesystem des Myons wird das beim Myonzerfall entstehende Positron bevorzugt in Richtung des Myonspins emittiert. Das Energiespektrum des Positrons ist als Michelspektrum bekannt [48]. Durch den Übergang vom Ruhesystem des Myons ins Laborsystem erhält man eine Energieverteilung die von der Myonpolarisation abhängt:

$$\frac{dN}{dy} = N \left[ \frac{5}{3} - 3y^2 + \frac{4}{3}y^3 - P_\mu \left( \frac{1}{3} - 3y^2 + \frac{8}{3}y^3 \right) \right] , \quad (2.3)$$

mit

$$y = \frac{E_{e^+}}{E_\mu} . \quad (2.4)$$

$N$  ist die Anzahl der Myonzerfälle. Abb. 2.15 verdeutlicht diesen Zusammenhang für verschiedene Werte der Myonpolarisation. Zur Bestimmung der Myonpolarisation wird die  $dN/dy$ -Verteilung ( Gl. (2.3)) mit der Akzeptanz des Polarimeters gefaltet und die so gewonnene Verteilung mit der gemessenen verglichen. Der Vergleich geschieht im Bereich  $0.35 < y < 0.68$ , in dem die Akzeptanz hoch und zuverlässig berechenbar ist. Abb. 2.15b zeigt den Vergleich von gemessener und vorausgesagter  $y$ -Verteilung.

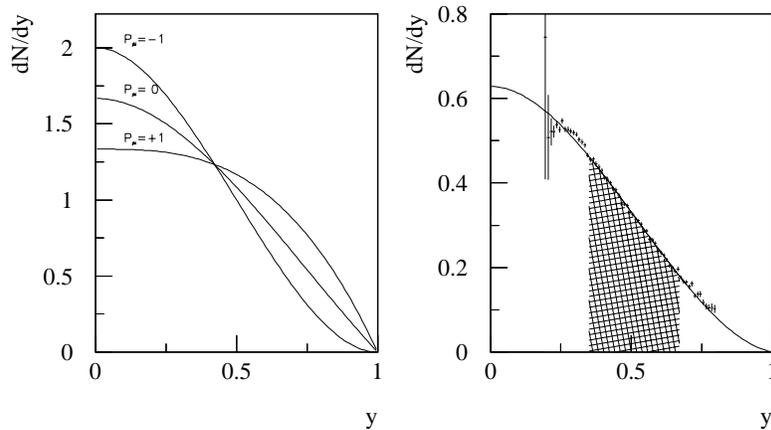


Abbildung 2.15: Links: Energiespektrum der Positronen aus dem Myonzerfall für longitudinale Myonpolarisation  $P_\mu = -1, 0, +1$  als Funktion von  $y = E_{e^+}/E_\mu$ . Rechts: Prinzip der Anpassung der Daten an das Michelspektrum. Der Anpassungsbereich ist durch die schraffierte Fläche angedeutet. Die Daten (+) sind im Bereich  $0.35 < y < 0.68$  an die Monte-Carlo-Simulation des Michelspektrums angepaßt.

Die mit dem Polarimeter gemessene Myonpolarisation ist  $P_\mu = -0.795 \pm 0.019$  [69].

## 2.8 Datenakquisition

Die Datenakquisition wird über CAMAC Module zusammen mit sogenannten ROMULUS Einheiten gesteuert. Die ROMULUS Einheiten sind eine Eigenentwicklung des CERN und erlauben eine hierarische Auslese einer großen Anzahl von Kanälen. Die einzelnen Äste des Auslesezyklus werden dabei parallel ausgelesen. Es erfolgt eine automatische Unterdrückung von Kanälen deren Inhalt Null ist. Die von SMC benutzten 4 Äste der Datenauslese legen ihre Daten in schnellen FASTBUS Zwischenspeichern ab. Dort werden sie dann zu einem Ereignis zusammengebaut.

Ein Auslesezyklus dauert im Durchschnitt  $800 - 1100 \mu\text{s}$ . Die Größe dieses Zwischenspeicher ( $4 \times 5 \text{ MByte}$ ) ist ausreichend für alle Daten des 2.4 s langen Spills. Für die einzelnen Trigger werden nur die relevanten Detektoren ausgelesen, um unnötige Daten zu vermeiden. Zwischen den Spills werden die Daten zum Hauptcomputer ( $\mu\text{-VAX-III}$ ) geleitet und von dort aus auf Band geschrieben.

Zusätzlich wird mit den Daten das Ansprechverhalten der einzelnen Detektoren ständig überwacht. Dazu sind spezielle Programme entwickelt worden, die die einzelnen Detektoren überwachen und im Falle eines Fehlers oder einer zu großen Veränderung im Ansprechverhalten des Spektrometers einen Alarm auslösen. Dies ist nötig, um ein möglichst gleichbleibendes zeitliches Verhalten des experimentellen Aufbaus zu gewährleisten. Im Falle einer zu großen Abweichung im Verhalten eines Detektors wird abhängig von seiner Wichtigkeit in der Analyseketten die Datennahme unterbrochen und der Fehler gesucht.

Diese Monitor-Programme benutzen die Daten, die in dem Zwischenspeicher abgelegt werden. Jedes dieser Programme berechnet aktuelle Histogramme aus diesen Daten und vergleicht sie mit Referenzhistogrammen. Neben der Vollständigkeit der ausgelesenen Daten werden vor allem Qualitätskriterien ständig überwacht. So werden laufend die Kammereffizienzen kontrolliert. Sie liefern eine schnelle Entscheidung über die Qualität der einzelnen Daten aus den Kammer-systemen.

## 2.9 Einteilung der Datennahme

Alle Daten werden in sogenannten Runs zusammengefaßt. Ein Run ist dabei definiert, als die Zeitspanne in der ca. 200MByte Daten aufgezeichnet werden. Im allgemeinen entspricht dies, bei stabilem Strahl ohne Unterbrechungen, aufgrund von technischen Problemen etwa 20 Min.. Runs bei gleicher Spinorientierung der beiden Targethälften werden in einer sogenannten Orientierung zusammengefaßt. Bei einer Targetspininvertierung alle 5 Std. entspricht dies 4 – 5 Orientierungen pro Tag. Eine Orientierung zusammen mit der ihr folgenden wird als eine Konfiguration bezeichnet. Aus einer solchen Konfiguration wird eine Asymmetrie berechnet.

Die Datennahmezeiten pro Jahr werden als Perioden bezeichnet. Sie werden durch Wartungszyklen und Reparaturzeiten der CERN-Speicherringe bestimmt. Sie sind im Durchschnitt 4 – 6 Wochen lang mit Unterbrechungen von einigen Tagen.

# Kapitel 3

## Zeitliche Stabilität der Daten

Wie schon in Kapitel 1.9 beschrieben, hängt die Berechnung der Asymmetrie entscheidend von der zeitlichen Stabilität des experimentellen Aufbaus ab. Zu diesem Zweck wurden die bereits in Kapitel 1.9 erwähnten Faktoren  $r$  und  $k$  eingeführt. Mit Hilfe dieser Variablen läßt sich eine falsche Asymmetrie definieren, die nicht von der tiefinelastischen Streuung, sondern aus Schwankungen im Ansprechverhalten des experimentellen Aufbaus resultiert.

Es bestehen prinzipiell zwei Möglichkeiten, ein oberes Limit für diese falsche Asymmetrie zu ermitteln.

Die erste Möglichkeit benutzt die Likelihoodmethode und berechnet aus den mit ihr erhaltenen Akzeptanzen die falsche Asymmetrie durch einfache Algebra.

Eine zweite Möglichkeit, die Auswirkungen der Variationen im Ansprechverhalten des Spektrometers zu kalkulieren, ist die Berechnung der falschen Asymmetrie aus den Daten unter Berücksichtigung der Schwankungen in den Effizienzen. Dazu werden die Effizienzen der Detektorsysteme benutzt und aus ihnen unter der Annahme einer maximalen Schwankung eine falsche Asymmetrie berechnet. Die dazu kombinierten Datensätze haben dieselbe Spinausrichtung und sollten deshalb keine physikalische Asymmetrie liefern.

In diesem Kapitel wird die zeitliche Stabilität des Aufbaus beschrieben sowie die einzelnen Methoden zur Ermittlung der falschen Asymmetrie. Im ersten Teil wird die Ermittlung der Effizienzen und der Akzeptanz des experimentellen Aufbaus näher erläutert. Das nächste Kapitel befaßt sich mit den verschiedenen Methoden zur Bestimmung der falschen Asymmetrie.

### 3.1 Effizienzen

Die Berechnung der Effizienzen der einzelnen Detektorsysteme wird mit Ereignissen durchgeführt, die alle Rekonstruktionsschritte erfolgreich durchlaufen haben. Sie werden auf sogenannten DST's<sup>1</sup> gespeichert. Diese sind leichter zugänglich und enthalten sowohl Informationen über die physikalischen Eigenschaften als auch über die Treffer in den einzelnen Detektoren.

Zur Bestimmung der Effizienz einer bestimmten Detektorebene werden nur Ereignisse herangezogen, die Treffer im betrachteten Detektor aufweisen. Es wird dabei berücksichtigt, daß das Ereignis auch ohne die Treffer in der betrachteten Ebene rekonstruiert worden wäre. Für

---

<sup>1</sup>Data Summary Tape

die einzelnen Detektorsysteme sind deshalb Minimalbedingungen definiert, welche erfüllt sein müssen, um eine Spur rekonstruieren zu können. Die Effizienz einer Ebene berechnet sich dann für eine hinreichend große Anzahl von betrachteten Spuren als:

$$\epsilon = \frac{N_e}{N_g} \quad (3.1)$$

wobei  $N_e$  die Anzahl der Spuren mit Treffern in der betrachteten Ebene und  $N_g$  die Gesamtzahl der für diese Ebene betrachteten Spuren beschreibt.

Aufgrund der Binominalverteilung der betrachteten Treffer berechnet sich der Fehler als:

$$\delta\epsilon = \sqrt{\frac{N_e(N_g - N_e)}{N_g^3}} \quad (3.2)$$

Für Proportionaldriftkammern liegen diese Effizienzen im Bereich von  $> 90\%$  [63]. Tab. 3.1 stellt als Beispiel die Effizienzen für die Proportionaldriftkammern P67 im Jahre 1994 zusammen.

Kammer	Ebene	Effizienz	Ebene	Effizienz
P6A	y	93.3%	$\theta$	95.8%
P6B	y	90.9%	$\theta$	97.0%
P7A	y	93.7%	$\theta$	95.9%
P7B	y	93.2%	$\theta$	94.7%
$\delta\epsilon_i=0.3\%$				

Tabelle 3.1: Effizienzen für P67 gemittelt über das Jahr 1994.

Diese Effizienzwerte stellen einen Mittelwert über den gesamten Detektor und das gesamte Jahr 1994 dar. Aufgrund von Konstruktionseigenschaften, wie der Abhängigkeit der Effizienz von der Treffermultiplizität und des Ansprechverhalten aufgrund von Schwankungen in den Operationsparametern, wie Hochspannung, Gaszusammensetzung, Gasdruck etc. ist die Effizienz im allgemeinen orts- sowie zeitabhängig ( $\epsilon = \epsilon(r, t)$ ). Es lassen sich nun mehrere Parametrisierungen dieser Abhängigkeiten wählen.

Bei der Standardmethode werden die Effizienzen jeder Ebene über zeitliche Abschnitte einer Datennahmeperiode gemittelt und durch eine mathematische Funktion parametrisiert. Dabei wird zuerst eine zeitabhängige Gesamteffizienz auf Basis jedes einzelnen Runs definiert. Dann werden zeitliche Bereiche definiert, in denen die Effizienz nahezu stabil ist. Für jeden dieser Bereiche werden dann ortsabhängige Effizienzen berechnet. Die Parametrisierung der Ortsabhängigkeit geschieht dabei nur radial.

Anders als bei der Standardmethode wird in dieser Arbeit ein anderer Ansatz gewählt. Dabei werden die Effizienzen für jede Detektorebene, jeden  $x_{Bj}$ -Bereich, jede der beiden Targethälften und jeden Run berechnet. Ortsabhängigkeiten werden über die physikalische Variabel  $x_{Bj}$  für jede Targethälfte berücksichtigt. Es wird dabei über einen bestimmten örtlichen Bereich des Detektors gemittelt, da Ereignisse in einem bestimmten  $x_{Bj}$ -Bereich, aufgrund der Ablenkung im FSM-Magneten und der Kinematik, örtlich in einen bestimmten Detektorbereich zu finden sind.

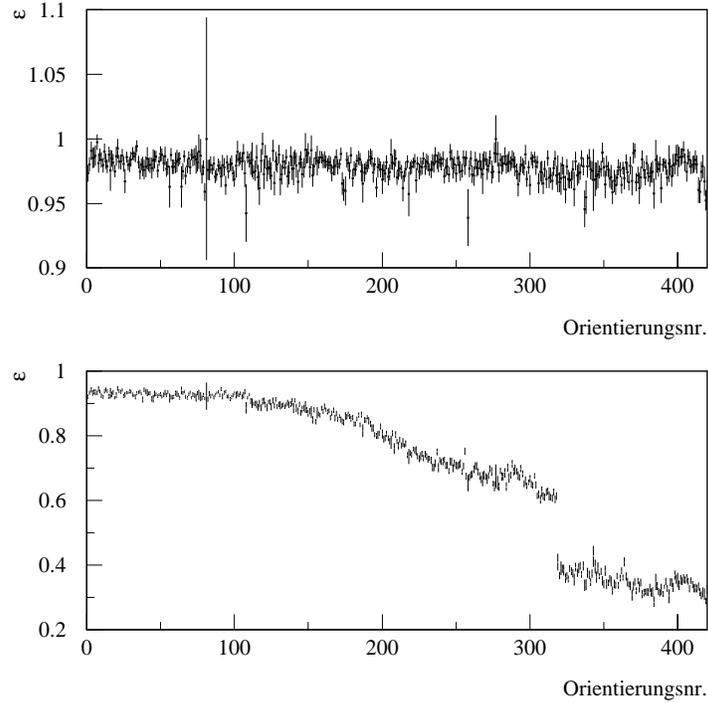


Abbildung 3.1: Effizienz von P6A Y1 und W12 T1 als Funktion der Zeit für die Datennahme 1994. Als Zeitachse wurde die Orientierungsnummer gewählt. Jeder Punkt repräsentiert daher einen Zeitraum von ungefähr 5 Std..

Abb. 3.1 zeigt als Beispiel die Effizienz für Ereignisse mit  $0.003 < x_{Bj} < 0.006$  als Funktion der Zeit, hier ausgedrückt durch die Orientierung für die Daten des Jahres 1994. Im oberen Bild die Ebene P6B Y1 dargestellt. Es ist zu sehen, daß P67 über das Jahr 1994 ein sehr stabiler Detektor mit einer mittleren Effizienz von  $(97.9 \pm 0.03)\%$  war.

Im Gegensatz dazu zeigt das untere Bild eine der Driftkammerebenen (W12 T1 für  $0.003 < x_{Bj} < 0.006$ ), welche im Laufe des Jahres einem massiven Alterungsprozess unterworfen waren. Das Effizienzverhältnis ist am Anfang konstant und wird dann zunehmend schlechter. Als Grund für diesen Verlust der Effizienz wurde eine Alterung der Drähte im Laufe eines Jahres festgestellt. Besonders gravierend ist diese Alterung aufgrund der höheren Ereignisrate im mittleren Bereich der Kammer nahe an der Strahlachse. Es konnte allerdings nicht eindeutig festgestellt werden, was diese Alterung der Drähte im Zentralbereich verursacht. Bei der Orientierungsnummer 318 mußte die an der Kammer anliegende Hochspannung heruntergefahren werden.

Aufgrund der kinematischen Bedingungen und der Ablenkung im FSM-Magneten sind Ereignisse mit großem  $x_{Bj}$  (hier ist  $\nu = E_\mu - E'_\mu$  klein und die Ablenkung durch den FSM-Magneten gering) etwas stärker davon betroffen als Ereignisse bei kleinem  $x_{Bj}$ .

Abb. 3.2 zeigt dies als Beispiel an der Effizienz der Ebene W12 T1 als Funktion von  $x_{Bj}$  am Ende der Datennahme im Jahre 1994 ( $\circ$ ) und als Vergleich am Anfang der Datennahme ( $\bullet$ ). Von 0.32 im kleinsten  $x_{Bj}$ -Bereich ( $0.003 < x_{Bj} < 0.006$ ) geht hier die Effizienz bis auf 0.22 im größten  $x_{Bj}$ -Bereich ( $0.4 < x_{Bj} < 0.7$ ). Dies läßt sich auch anhand der parametrisierten Effizienzen zeigen.

Die Ebene W12 T1 stellt allerdings einen Extremfall dar. Im allgemeinen folgt die Kammereffizienz nicht ganz dem oben dargestellten Verhalten. Es läßt sich aber in allen Ebenen dieselbe

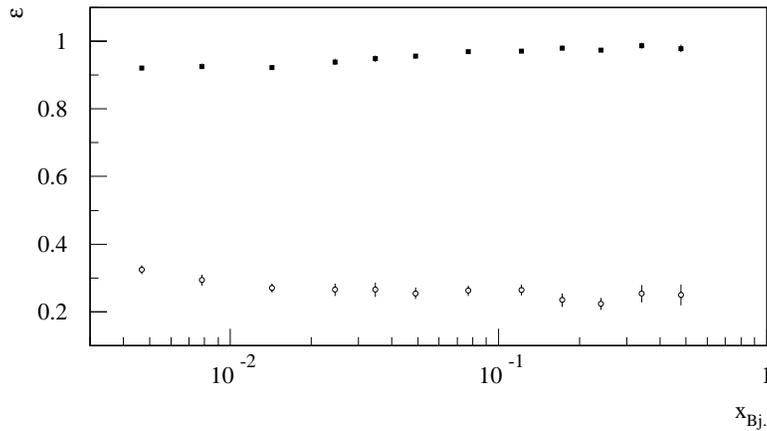


Abbildung 3.2: Effizienz von W12 T1 als Funktion der Variablen  $x_{B_j}$  für die Datennahme 1994. Die gefüllten Punkte ( $\bullet$ ) stellen die Effizienzen am Anfang der Datennahme und die offenen Punkte ( $\circ$ ) am Ende der Datennahme im Jahre 1994 dar.

Tendenz nachweisen. Die große Redundanz in diesem Detektorsystem gleicht den Verlust durch dieses Verhalten teilweise wieder aus.

Die beiden vorgestellten Methoden der Effizienzparametrisierung sollten im Mittel die gleichen Resultate liefern. Abb. 3.3 zeigt einen Vergleich der beiden Methoden [62]. In einen Fall wurden für die Parametrisierung der Effizienzen die Standardmethode gewählt, im anderen Fall die  $x_{B_j}$ -abhängigen Effizienzen. Als Ordinate wurde die Ebenennummer gewählt. Die  $x_{B_j}$ -abhängigen Effizienzen wurden über beide Targethälften gemittelt. Es ist deutlich zu sehen, daß der Mittelwert über eine Datennahmeperiode (P1B95) bei beiden Methoden übereinstimmt.

Da die Parametrisierung im wesentlichen die Anpassung einer Exponentialfunktion, eines Polynoms höherer Ordnung oder einer Kombination von beiden an die radiale Effizienzabhängigkeit ist, wurde sie in der Datenanalyse als fehlerfrei angenommen. Es wurde darauf verzichtet, den statistischen Fehler als Band in die Parametrisierung eingehen zu lassen. Daher ergibt bei der Effizienzbestimmung der parametrisierten Effizienzen keinen Fehler im Unterschied zur direkten Berechnung in den einzelnen  $x_{B_j}$  - Bereichen.

Der Fehlerbalken der  $x_{B_j}$ -abhängigen Effizienzen dagegen repräsentiert nur den statistischen Fehler, berechnet unter der Annahme einer Binominalverteilung gemäß Gl. (3.2).

## 3.2 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienzen in den einzelnen  $x_{B_j}$ -Bereichen werden aus den Daten durch Verwerfen von Treffern in einzelnen Detektorebenen gewonnen. Ob ein Treffer dabei verworfen wird, ist abhängig von der Effizienz der betrachteten Ebene. Dazu wird bei jedem Treffer in jedem Ereignis eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 bestimmt. Ist diese Zahl größer als die Effizienz in dieser Ebene und diesem  $x_{B_j}$ -Bereich (bzw. geometrischen Bereich bei Verwendung der parametrisierten Effizienzen) wird der Treffer verworfen.

Bei einer Ebeneneffizienz von 98% in einem bestimmten Bereich werden somit 2% der Treffer verworfen. Die Auswahl der Treffer ist dabei zufällig. Anschließend wird untersucht, ob das Ereignis rekonstruiert worden wäre. Ist dies der Fall, wird das Ereignis als Erfolg gewertet, andernfalls als Mißerfolg.

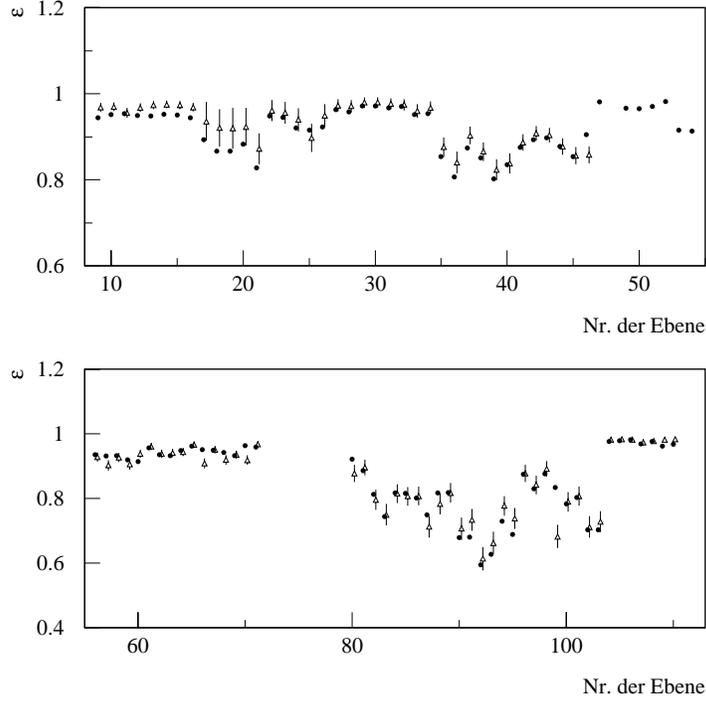


Abbildung 3.3: Vergleich der beiden Methoden zur Parametrisierung der Effizienz. Als  $x_{Bj}$ -Bereich wurde ein mittlerer Bereich gewählt ( $0.04 < x_{Bj} < 0.06$ ). Die beiden Methoden stimmen sehr gut überein.

Beim Standardverfahren wird das Verwerfen von Treffern und anschließender Rekonstruktion des Ereignisses nur einmal angewendet. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit ein anderer Ansatz gewählt. Für jedes Ereignis wird das oben beschriebene Verfahren  $N_{MC}$ -mal angewendet und jedesmal geschaut, ob es rekonstruiert worden wäre. Jedes Ereignis bekommt nun einen Wichtungsfaktor, der bestimmt ist zu:

$$\omega_i = \frac{1}{N_{MC}} \sum_{k=1}^{N_{MC}} \omega_{i,k} \quad (3.3)$$

mit  $\omega_{i,k} = [0, 1]$ , je nachdem ob das Ereignis  $i$  im  $k$ -ten Versuch verworfen wurde oder nicht. Der Fehler des Ereigniswichtungsfaktors ergibt sich aus:

$$(\delta\omega_i)^2 = \frac{1}{N_{MC}^2} \sum_{k=1}^{N_{MC}} (\omega_{i,k} - \omega_i)^2 \quad (3.4)$$

Der mittlere Wichtungsfaktor für  $N_l$  Ereignisse ist:

$$u_l = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} \omega_i \quad (3.5)$$

sodaß man nach Wichtung der Ereignisse mit  $\omega_i$  die gewichtete Ereigniszahl  $N'_l = N_l u_l$  erhält.

$N'_l$  fluktuiert wegen der Fehler der Wichtungsfaktoren  $\omega_i$  und der begrenzten Ereignisanzahl  $N_l$ . Der erste Beitrag zum Quadrat des Fehlers  $(\delta N'_l)^2$  ist:

$$\sum_{i=1}^{N_l} (\delta\omega_i)^2 \quad (3.6)$$

Der zweite Beitrag beinhaltet die Fluktuationen der Ereigniszahl  $N_l$  und die Verteilung der Wichtungsfaktoren  $\omega_i$ . Mit

$$\delta u_l = \frac{1}{N_l^2} \sum_{i=1}^{N_l} (\omega_i - u_l)^2 \quad (3.7)$$

ist der zweite Beitrag zu  $(\delta N_l')^2$ :

$$(\delta u_l N_l)^2 + N_l' u_l \quad (3.8)$$

Insgesamt ergibt sich also:

$$(\delta N_l')^2 = \sum_{i=0}^{N_l} (\delta \omega_i)^2 + \sum_{i=1}^{N_l} (\omega_i - u_l)^2 + N_l' u_l \quad (3.9)$$

Aus den so erhaltenen gewichteten Ereigniszahlen kann eine Rekonstruktionsasymmetrie  $\Delta a$  berechnet werden.  $\Delta a$  ist identisch mit

$$\Delta a = \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \approx \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (3.10)$$

wobei  $a_i$  in Kapitel 1.9 definiert wurden. Deren Fehler berechnet sich aus:

$$\delta \Delta a = \frac{2}{(N_1 + N_2)^2} \sqrt{(N_2 \delta N_1)^2 + (N_1 \delta N_2)^2} \quad (3.11)$$

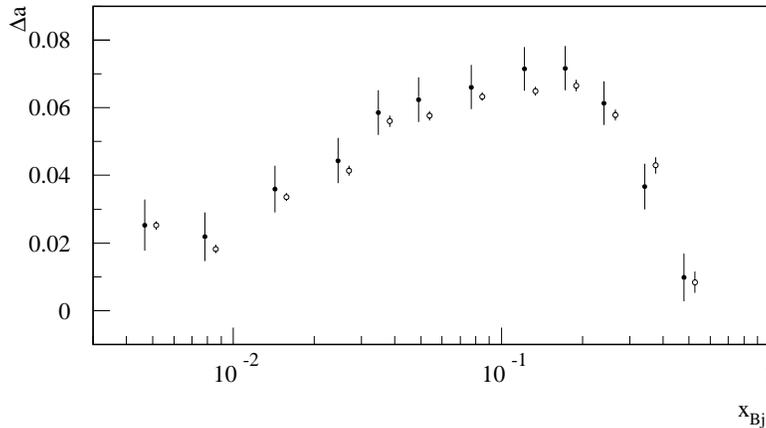


Abbildung 3.4: Akzeptanzverhältnis  $a_1/a_2$  als Funktion von  $x_{Bj}$ . Die offenen Kreise ( $\circ$ ) stellen dabei die Akzeptanzasymmetrie aus der Wichtungsmethode, die gefüllten Kreise die aus der Likelihoodmethode erhaltenen dar.

Wie in Kapitel 1.9.3 beschrieben, ist der Unterschied zwischen den Rekonstruktionseffizienzen für Ereignisse aus den beiden Targethälften einer der zu bestimmten Parameter, bei der Berechnung der Asymmetrie mit der Likelihoodmethode. Dort ist eine mittlere Akzeptanz  $\bar{a}$  definiert worden. Da es sich um eine Relativmessung handelt, ist die mittlere Akzeptanz nicht von Interesse und wurde dort mit dem Flußfaktor zusammengefasst. Das Wort Akzeptanz wurde hier im Sinne von Rekonstruktionsakzeptanz genommen.

Für einen Vergleich der beiden Methoden muß die oben beschriebene Rekonstruktionsasymmetrie berechnet werden. Mit

$$\begin{aligned} a_1 &= \bar{a}(1 + \Delta a) \\ a_2 &= \bar{a}(1 - \Delta a) \end{aligned} \quad (3.12)$$

folgt:

$$\frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} = \frac{\bar{a}[(1 + \Delta a) - (1 - \Delta a)]}{\bar{a}[(1 + \Delta a) + (1 - \Delta a)]} = \Delta a \quad . \quad (3.13)$$

Dies ist identisch mit Gl. (3.10). Ein Vergleich der beiden oben beschriebenen Rekonstruktionsasymmetrie, einmal aus der Likelihoodmethode und einmal aus den gewichteten Ereigniszahlen ist in Abb. 3.4 zu sehen. Beide Methoden stimmen innerhalb ihrer statistischen Fehler sehr gut überein. Der statistische Fehler der Likelihoodmethode ist allerdings viel größer, was in Kapitel 3.3.3 begründet wird.

Aufgrund der Eigenschaften der Asymmetriemessung ist das absolute Verhältnis nicht von Bedeutung. Vielmehr kommt es darauf an, daß das Verhältnis der Akzeptanzen für die beiden Targethälften zeitlich konstant ist. Der zeitliche Verlauf für das Jahr 1994 ist in Abb. 3.5 für Werte von  $0.003 < x < 0.006$  dargestellt. Er ist im wesentlichen konstant über das Jahr 1994 mit einer kleinen Aufweitung zum Ende des Jahres hin. Diese Aufweitung ist auf die Alterung der Driftkammern zurückzuführen. Als Zeitachse wurde hier die Orientierungsnummer gewählt.

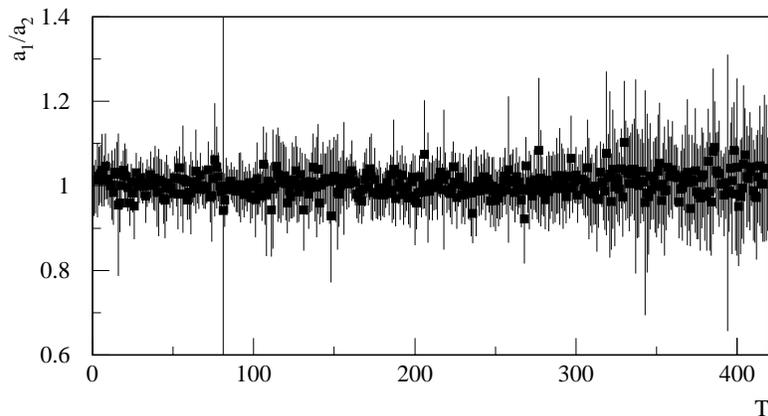


Abbildung 3.5: Akzeptanzverhältnis  $a_1/a_2$  der beiden Targethälften als Funktion der Zeit für  $0.003 < x < 0.006$ . Als Zeitachse wurde hier die Orientierungsnummer genommen. Jeder Punkt stellt somit eine Mittelung über ca. 5 Std. dar.

Jeder Punkt stellt somit eine Mittelung über ca. 5 Std. dar. Aus den Akzeptanzunterschieden von einer Konfiguration zu der ihr folgenden wird die falsche Asymmetrie bestimmt.

### 3.3 Falsche Asymmetrien aus den Akzeptanzunterschieden

Wie in Kapitel 1.9 bereits erläutert, werden im Gegensatz zur physikalischen Asymmetrie unter dem Namen falsche Asymmetrie die Asymmetrie verstanden, die aufgrund von Beeinflussungen der Datennahme als Folge von zeitlichen Instabilitäten und Effizienzänderungen entstehen.

Eine zeitliche Variation im Ansprechverhalten wirkt sich, wie in Kapitel 3.1 und Kapitel 1.9.2 beschrieben, als zusätzlich zur physikalischen auftretende Asymmetrie aus.

Die Ereignisse werden dabei gemäß der Effizienz in den einzelnen Detektorsystemen gewichtet. Im folgenden werden die beiden Wichtungsmethoden beschrieben.

### 3.3.1 Standardmethode zur Berechnung der falschen Asymmetrie

Im ersten Schritt werden jeweils zwei zeitlich aufeinanderfolgende Runs betrachtet. Es werden dabei die Runs  $n$  mit  $n + 1$  ( $n = 1, \dots, M$ ) kombiniert, wobei  $M$  die Anzahl der Runs ist, die in einem Jahr aufgezeichnet wurden. Wir bezeichnen die Ereigniszahlen der aufeinanderfolgenden Runs mit  $N_1$  und  $N_2$ , zwischen denen die Polarisationsrichtung des Targets nicht geändert wurde.  $N_1$  und  $N_2$  werden gemäß den beobachteten Effizienzwankungen modifiziert und dadurch neue Datensätze  $N'_1$ ,  $N''_1$ ,  $N'_2$  und  $N''_2$  erzeugt.

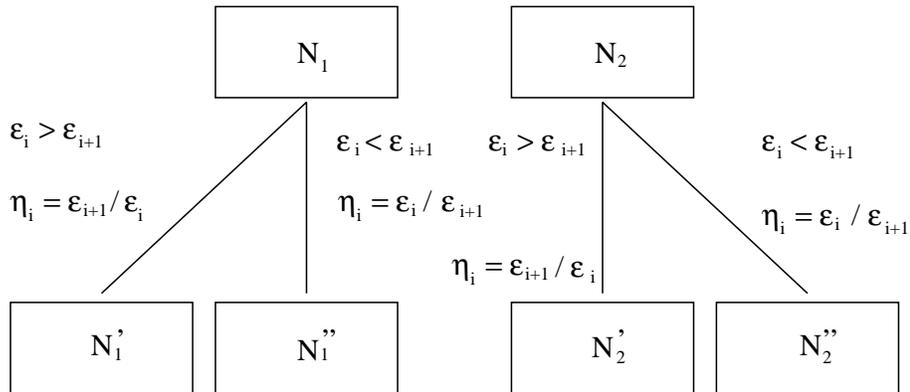


Abbildung 3.6: Die Graphik veranschaulicht das Prinzip der Berechnung der falschen Asymmetrie. Aus den beiden Datensätzen  $N_1$  und  $N_2$  werden jeweils zwei neue durch Gewichtung mit den Effizienzwankungen gewonnen.

Als erstes werden nur Detektorebenen betrachtet, bei denen die Effizienz im ersten Run ( $i$ ) größer war als im nachfolgenden ( $i + 1$ ) ( $\epsilon_i > \epsilon_{i+1}$ ). Dabei wird für jede Detektorebene und jedes Ereignis eine Zufallszahl gewürfelt und diese mit  $\eta_i = \epsilon_{i+1}/\epsilon_i$  verglichen. Ist sie kleiner als  $\eta_i$  wird der Treffer in dieser Ebene akzeptiert, andernfalls verworfen. Im nächsten Schritt wird überprüft, ob dieses Ereignis auch mit den nun fehlenden Treffern noch von der Rekonstruktionskette akzeptiert worden wäre. Ist dies der Fall, wird es abhängig von der Targethälfte in der es auftrat zu  $N'_1$  bzw.  $N'_2$  dazugezählt, andernfalls verworfen.

Dasselbe geschieht nun mit den Detektorebenen, bei denen  $\epsilon_i < \epsilon_{i+1}$  ist. Akzeptierte Ereignisse werden zu  $N''_1$  bzw.  $N''_2$  gezählt. Dabei wird die Zufallszahl allerdings mit  $\eta_i = \epsilon_i/\epsilon_{i+1}$  verglichen.

Abb. 3.6 erläutert diesen Zusammenhang anhand einer Graphik. Aus den beiden Ereigniszahlen, bezeichnet mit  $N_1$  und  $N_2$ , werden durch Berücksichtigung der Effizienzwankungen für beide Targethälften vier neue künstliche Datensätze erzeugt ( $N'_1, N''_1$  bzw.  $N'_2, N''_2$ ). Da die beiden neuen Datensätze für die beiden Targethälften dieselbe Spinorientierung haben, sollte sich durch die Kombination dieser beiden keine physikalische Asymmetrie ergeben, sondern nur eine falsche.

Im dritten Schritt werden nun aus diesen Ereigniszahlen nach dem in Kapitel 1.9 beschriebenen Verfahren Asymmetrien berechnet. Bei einer zeitlich stabilen Effizienz von allen Ebenen sollte sich als falsche Asymmetrie  $A_f = 0$  ergeben, da dabei keine Ereignisse verworfen werden und nur Ereignisse aus derselben Targethälfte kombiniert werden<sup>2</sup>.

Die falsche Asymmetrie läßt sich aus  $N'_1, N''_1, N'_2$  und  $N''_2$  gemäß Gl. (1.68) berechnen, wobei  $N'_1$  statt  $N_1$ ,  $N''_1$  statt  $N_3$ ,  $N'_2$  statt  $N_2$  und  $N''_2$  statt  $N_4$  genommen wird.

Aufgrund der Korrelation der Ereignisse (sie sind aus derselben Targethälfte und demselben Run) ergibt sich ein statistischer Fehler von [34]:

$$\Delta A_f = \frac{N'_1 N''_2}{N''_1 N'_2} \sqrt{\left(\frac{1}{N'_1} - \frac{1}{N''_1}\right) + \left(\frac{1}{N'_2} - \frac{1}{N''_2}\right)} \quad . \quad (3.14)$$

Aus der Tatsache, daß nur Ereignisse aus einer Targethälfte verwendet werden, ergibt sich, daß die zu Verfügung stehende Statistik doppelt so groß ist wie bei der Berechnung der physikalischen Asymmetrie.

Diese Art der Fehlerberechnung ergibt für eine falsche Asymmetrie von 0 einen Fehler von 0. Bei den verworfenen Ereignissen muß es sich nicht um dieselben im gleichen Runs handeln. Auch wenn zwar die gleiche Anzahl von Ereignissen verworfen wurde, diese aber nicht dieselben sind, ergibt sich eine falsche Asymmetrie von  $A_f = 0$  mit einem Fehler von  $\Delta A_f = 0$ .

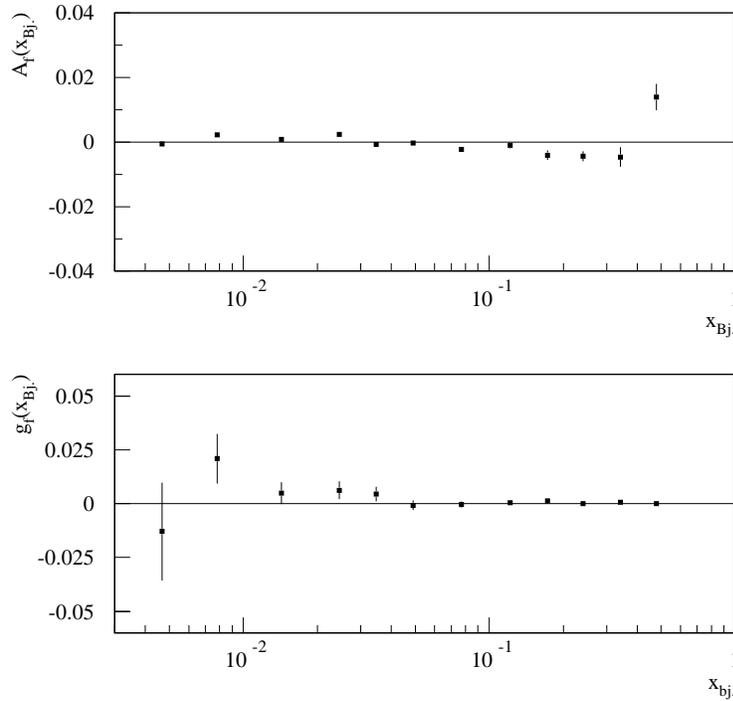


Abbildung 3.7: Ergebnisse der falschen Asymmetrieberechnung nach der Standardmethode für die Deuterium-Daten des Jahres 1995. Oben: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$ . Unten: Aus der falschen Asymmetrie berechneter Beitrag  $g_f(x_{Bj})$  zu  $g_1^d(x_{Bj})$ . Der Fehlerbalken stellt nur den statistischen Fehler der falschen Asymmetrie dar.

<sup>2</sup>Bei zeitlich stabilen Effizienzen ist  $\epsilon_i/\epsilon_{i+1} = 1$  und es werden, da Zufallszahlen zwischen 0 und 1 gewürfelt werden keine Ereignisse verworfen. Da die Ereignisse bei gleicher Spinorientierung registriert wurden, sollte sich eine Asymmetrie von  $A_1^d = 0$  ergeben.

Desweiteren wird der Fehler aufgrund der Anzahl der Monte-Carlo Versuche nicht berücksichtigt. Bei einer maximalen Anzahl von 1 Versuch pro beobachtetes Ereignis (entweder verworfen oder nicht verworfen) ergibt sich aufgrund der Monte-Carlo Statistik ein Fehler von 1. Desweiteren bleibt der Fehler der berechneten Effizienz unberücksichtigt.

Der Fehler wird daher bei dieser Methode unterschätzt.

### 3.3.2 Wichtungsmethode zur Berechnung der falschen Asymmetrien

Die Berechnung der falschen Asymmetrie wird hier nicht durch Verwerfen von Ereignissen sondern durch deren Gewichtung gewonnen. In dieser Wichtung geht der Fehler aufgrund der endlichen Anzahl von Ereignissen in einer Konfiguration ein, sowie der Fehler aufgrund der endlichen Anzahl der Monte-Carlo Versuche, als auch der Fehler aufgrund des Fehlers in der Effizienzberechnung ein.

Zur Berechnung der falschen Asymmetrie werden die Ereignisse bei dieser Methode wie folgt gewichtet. Für jedes Ereignis  $k$  werden alle Detektorebenen durchgegangen und wie bei der Standardmethode im ersten Teil nur Ebenen mit fallender Effizienz zwischen den Runs ( $i$ ) und ( $i+1$ ) betrachtet. Als Effizienz werden dabei die  $x_{B_j}$ -abhängigen Effizienzen genommen, d. h. sie sind abhängig von der Targethälfte, in der der Vertex dieses Ereignis liegt, dem  $x_{B_j}$ -Bereich, in dem es liegt, und der Runnummer. Bei jeder dieser Ebenen  $j$  wird  $N_{MC}$  mal eine Zahl zwischen 0 und 1 gewürfelt. Für jeden dieser Versuche wird die Effizienzschwankung dieser Ebene zwischen den Runs  $i$  und  $i+1$  neu bestimmt, indem eine gaußverteilte Zufallszahl gewürfelt wird. Die Gaußverteilung dieser Zufallszahl hat den Mittelwert  $\eta_{i,j} = \epsilon_{i,j}/\epsilon_{i+1,j}$  und die Breite

$$\Delta\eta_{i,j} = \frac{\epsilon_{i,j}}{\epsilon_{i+1,j}} \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon_{i,j}}{\epsilon_{i,j}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_{i+1,j}}{\epsilon_{i+1,j}}\right)^2} \quad (3.15)$$

$\Delta(\epsilon_{i,j})$  ist der Fehler der Effizienz der  $j$ -ten Ebene im Run  $i$  für die Targethälfte und den  $x_{B_j}$ -Bereich in dem dieses Ereignis liegt. Hier wird der Fehler des Gewichts aufgrund des Fehler in der Effizienzbestimmung für die betrachtete Ebene berücksichtigt. Im zweiten Schritt wird dasselbe wiederholt mit Ebenen, in denen die Effizienz zwischen den Runs  $i$  und  $i+1$  gestiegen ist. Hier ist  $\eta_{i,j} = \epsilon_{i+1,j}/\epsilon_{i,j}$ .

Für jeden Treffer in den einzelnen Ebenen wird nun mit einer zweiten Zufallszahl geprüft ob er verworfen wird oder nicht. Ist diese Zufallszahl größer als  $\eta_{i,j}$  wird der Treffer verworfen, andernfalls beibehalten.

Wie in der Standardmethode wird jetzt wieder untersucht ob das betrachtete Ereignis auch mit den jetzt verworfenen Treffern rekonstruiert worden wäre. Das Gewicht dieses Ereignisses ist jetzt

$$\omega_k = \frac{N_e}{N_{MC}} \quad (3.16)$$

mit  $N_e$  als Anzahl der angenommenen Versuche. Die Ereignisse aus dem ersten Schritt und der ersten Targethälfte werden zu  $N'_1$  gezählt, die aus dem zweiten Schritt zu  $N''_1$ . Die Ereignisse aus dem nachfolgenden Run, deren Vertex in der zweiten Targethälfte liegt, werden zu  $N'_2$  bzw.  $N''_2$  gezählt.

Die falsche Asymmetrie wird nun aus dem mit dem Verdünnungsfaktor und dem Depolarisationsfaktor gewichteten Ereigniszahlen analog zur Berechnung der physikalischen Asymmetrie ermittelt:

$$A_f = \frac{1}{2P_d P_\mu} \left\{ \frac{\sum_{k=1}^{N'_1} D_k f_k \omega_k - \sum_{k=1}^{N''_1} D_k f_k \omega_k}{\sum_{k=1}^{N'_1} D_k^2 f_k^2 \omega_k + \sum_{k=1}^{N''_1} D_k^2 f_k^2 \omega_k} + \frac{\sum_{k=1}^{N'_2} D_k f_k \omega_k - \sum_{k=1}^{N''_2} D_k f_k \omega_k}{\sum_{k=1}^{N'_2} D_k^2 f_k^2 \omega_k + \sum_{k=1}^{N''_2} D_k^2 f_k^2 \omega_k} \right\} \quad (3.17)$$

Die Fehlerrechnung gestaltet sich allerdings hier etwas komplizierter als bei der Standardmethode, da es sich um korrelierte Ereignisse handelt. Da jedes Ereignis mehrfach in die Berechnung der falschen Asymmetrie eingeht, muß diese Ereigniskorrelation im Fehler berücksichtigt werden.

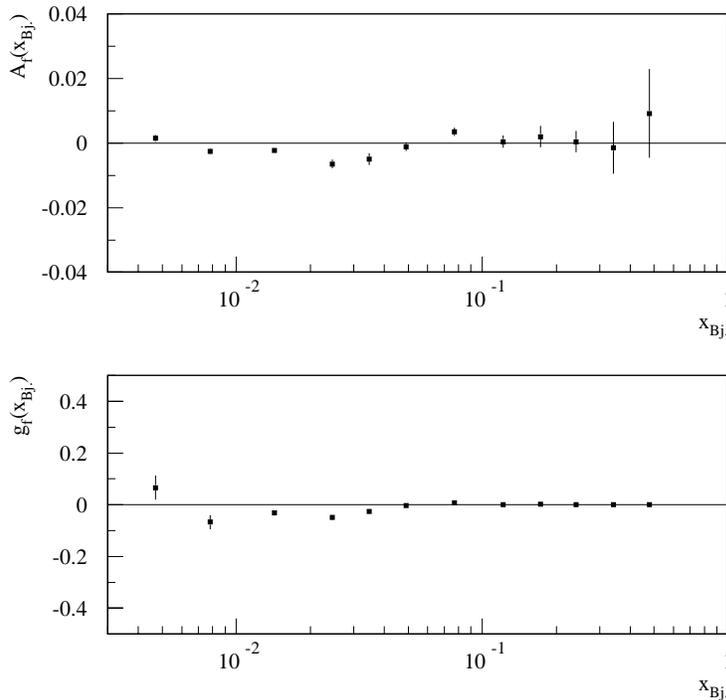


Abbildung 3.8: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  berechnet nach der Wichtungsmethode und daraus ermittelte Strukturfunktion. Dargestellt sind die 190 GeV Deuterium-Daten des Jahres 1994. Oben: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$ . Unten: Aus der falschen Asymmetrie berechneter Beitrag  $g_f(x_{Bj})$  zu  $g_1^d(x_{Bj})$ . Der Fehlerbalken stellt nur den statistischen Fehler der falschen Asymmetrie dar.

Abb. 3.8 zeigt die falsche Asymmetrie als Funktion der Variablen  $x_{Bj}$  für die 190 GeV Deuterium-Daten des Jahres 1995 zusammen mit ihrem statistischen Fehler. Sie ist im gesamten untersuchten  $x_{Bj}$ -Bereich kleiner als 0.03.

Tab. 3.2 faßt die Ergebnisse tabellarisch zusammen. Aufgelistet sind der  $x_{Bj}$ -Bereich, dessen mittleres  $x_{Bj} \langle x \rangle$ , die falsche Asymmetrie  $A_f^d(x)$  für 1994 und 1995 sowie der Betrag zur spinabhängigen Strukturfunktion  $g_1^d(x)$ , jeweils mit ihren statistischen Fehlern.

Ausschlaggebend für den Beitrag zum systematischen Gesamtfehler ist allerdings nicht der Wert an sich, sondern der Wert der falschen Asymmetrie im 90% Vertrauensintervall, d. h. der Mittelwert der falschen Asymmetrie plus eine Standardabweichung.

Der Gesamtbeitrag zum systematischen Fehler für alle von der SMC registrierten Deuterium-Daten konnte somit von  $\Delta\Gamma_1^d(A_f) = 0.0020$  auf  $\Delta\Gamma_1^d(A_f) = 0.0014$  gesenkt werden. Die einzelnen Fehlerbeiträge sind besser verstanden und alle in der Berechnung enthalten.

$x_{Bj}$ -Bereich	$A_f^d$		$g_f^d$	
	1994	1995	1994	1995
0.0008–0.0012	$-0.0070 \pm 0.0041$	$-0.0200 \pm 0.0009$	$-1.516 \pm 0.887$	$-4.267 \pm 0.976$
0.0012–0.0020	$0.0078 \pm 0.0040$	$-0.0161 \pm 0.0009$	$1.032 \pm 0.333$	$-2.116 \pm 0.320$
0.0020–0.0030	$0.0026 \pm 0.0025$	$0.0042 \pm 0.0046$	$0.218 \pm 0.207$	$0.348 \pm 0.182$
0.0030–0.0060	$-0.0013 \pm 0.0025$	$-0.0029 \pm 0.0024$	$-0.061 \pm 0.056$	$-0.130 \pm 0.049$
0.0060–0.0100	$0.0009 \pm 0.0012$	$-0.0006 \pm 0.0022$	$0.021 \pm 0.034$	$-0.015 \pm 0.031$
0.0100–0.0200	$0.0004 \pm 0.0014$	$-0.0020 \pm 0.0011$	$0.005 \pm 0.013$	$-0.027 \pm 0.012$
0.0200–0.0300	$-0.0055 \pm 0.0010$	$0.0018 \pm 0.0012$	$-0.040 \pm 0.012$	$0.013 \pm 0.010$
0.0300–0.0400	$-0.0037 \pm 0.0021$	$-0.0029 \pm 0.0009$	$-0.019 \pm 0.011$	$-0.015 \pm 0.010$
0.0400–0.0600	$0.0000 \pm 0.0016$	$0.0014 \pm 0.0015$	$0.000 \pm 0.005$	$0.005 \pm 0.005$
0.0600–0.1000	$0.0026 \pm 0.0014$	$-0.0013 \pm 0.0020$	$0.005 \pm 0.003$	$-0.003 \pm 0.003$
0.1000–0.1500	$0.0045 \pm 0.0020$	$-0.0008 \pm 0.0034$	$0.005 \pm 0.003$	$-0.001 \pm 0.003$
0.1500–0.2000	$0.0065 \pm 0.0034$	$-0.0007 \pm 0.0035$	$0.005 \pm 0.003$	$-0.001 \pm 0.003$
0.2000–0.3000	$-0.0020 \pm 0.0035$	$0.0071 \pm 0.0083$	$-0.001 \pm 0.002$	$0.004 \pm 0.002$
0.3000–0.4000	$-0.0048 \pm 0.0087$	$0.0110 \pm 0.0079$	$-0.002 \pm 0.002$	$-0.003 \pm 0.002$
0.4000–0.7000	$0.0230 \pm 0.0168$	$0.0280 \pm 0.0163$	$0.003 \pm 0.002$	$0.003 \pm 0.002$

Tabelle 3.2: Falsche Asymmetrie in den einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereichen für die 190 GeV Deuterium-Daten von 1994 und 1995.

Eine Zusammenstellung der erhaltenen Werte sowie deren Darstellung für die verschiedenen Jahre und die unterschiedlichen  $x_{Bj}$ -Bereiche finden sich in Kapitel 4.14.

### 3.3.3 Falsche Asymmetrien aus der Likelihoodmethode

Wie bereits in Kapitel 1.9.3 beschrieben, liefert die Likelihoodmethode Akzeptanzunterschiede zwischen den beiden Targethälften als Funktion von  $x_{Bj}$ . Aus dem zeitlichen Verhalten dieser Unterschiede läßt sich der  $k$ -Faktor berechnen und somit ein Wert für die falsche Asymmetrie in den einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereichen. Die falsche Asymmetrie ist dann definiert als:

$$A_f = \frac{k - 1}{4P_d P_\mu D f} \quad (3.18)$$

mit:

$$k = \frac{r_{12}}{r_{34}} = \frac{a_1/a_2}{a_3/a_4} \quad (3.19)$$

wobei  $a_1, a_2, a_3, a_4$  die Akzeptanzen für die vordere bzw. hintere Targethälfte vor bzw. nach einer Targetpolarisationsumkehr sind.

Die bei der Likelihoodmethode berechneten  $\Delta a$  sind Akzeptanzunterschiede zwischen den beiden Targethälften. Sie sind definiert als:

$$a_1 = \bar{a}(1 + \Delta a) \quad (3.20)$$

$$a_2 = \bar{a}(1 - \Delta a) \quad (3.21)$$

$$(3.22)$$

Daraus ergibt sich für den Faktor  $r_{12}$  bzw.  $r_{34}$ :

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{1+\Delta a}{1-\Delta a} \\ r_{34} &= \frac{1+\Delta a'}{1-\Delta a'} \end{aligned} \quad (3.23)$$

mit  $\Delta a'$  als Akzeptanzunterschied der zeitlich auf  $\Delta a$  folgenden Konfiguration.

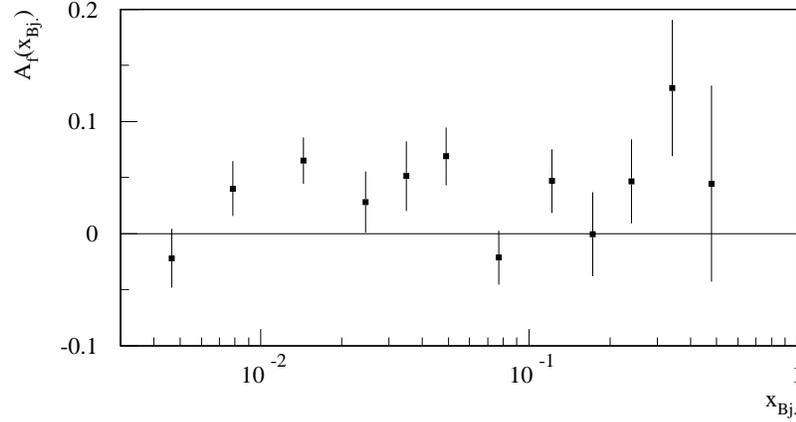


Abbildung 3.9: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  ermittelt aus den Akzeptanzunterschieden, die mit Hilfe der Likelihoodmethode ermittelt wurden.

Mit diesen Faktoren kann man nun, zusammen mit der Target- und der Strahlpolarisation, die falsche Asymmetrie gemäß Gl. (1.69) berechnen. Beim Vergleich mit den anderen Methoden ist zu beachten, daß hier die falsche Asymmetrie aus insgesamt 2 Konfigurationen, d. h. 4 Orientierungen berechnet wird. Dies ist gegenüber der Standardmethode oder der Wichtungsmethode eine Einschränkung in der Statistik um einen Faktor 4. Der statistische Fehler ist daher bei dieser Methode größer als bei den anderen Methoden.

Abb. 3.9 zeigt die so erhaltene falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  für die 190 GeV Deuterium-daten des Jahres 1995. Sie ist in dem ganzen untersuchten Bereich kleiner als 0.15. Der statistische Fehler bei dieser Methode ist von vergleichbarer Größenordnung wie bei der Bestimmung der physikalischen Asymmetrie, da hier keine zusätzlichen Informationen wie Detektoreffizienzen etc. eingehen.

Da nur ein Wert für die falsche Asymmetrie aus insgesamt 4 Orientierungen, oder anders ausgedrückt aus 2 Konfigurationen gewonnen werden kann, ist der Fehler, den man hier macht, größer als bei den beiden anderen vorgestellten Methoden. Es ist aber deutlich zu sehen, daß beide Methoden, die Wichtungsmethode und die Methode resultierend aus der Likelihoodmethode innerhalb ihrer statistischen Fehler gut übereinstimmen. Aufgrund des höheren Fehlers wird diese Methode im Weiteren nicht weiter benutzt.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Resultate der Datenanalyse vorgestellt. Die ersten beiden Unterkapitel beschreiben die Selektion der Daten vor Berechnung der Asymmetrie  $A_1^d$  und der Strukturfunktion  $g_1^d$ . Das folgende Kapitel behandelt die internen Variablen, die zur Berechnung benötigt werden. Als interne Variablen werden im folgenden Variablen bezeichnet, die neben der Asymmetrie von der SMC-Kollaboration gemessen wurden, wie die Target- und Strahlpolarisierung. Die nächsten Kapitel stellen dann die Asymmetrie  $A_1^d(x_{Bj})$ , deren Korrekturterme, sowie deren systematischen Fehler vor. Das anschließende Kapitel behandelt die externen Größen, die zur Berechnung von  $g_1^d$  erforderlich sind. Als externe Größen werden dabei Größen bezeichnet, die nicht von der SMC gemessen wurden, wie die beiden Strukturfunktionen  $F_2^d$  und  $R(x_{Bj}, Q^2)$ . Als nächstes wird die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1^d(x_{Bj})$  zusammen mit ihren systematischen Fehlern beschrieben. Abschnitt 10 behandelt die  $Q^2$ -Entwicklung von  $g_1^d$ . Die aus  $g_1^d$  und  $g_1^p$  abgeleitete Strukturfunktion des Neutrons  $g_1^n$  wird in Abschnitt 11 vorgestellt. Als nächstes folgen die Berechnung der Integrale von  $g_1^d$ ,  $g_1^p$  und  $g_1^n$  zusammen mit deren systematischen Fehlern. Die Teilabschnitte 15 und 16 befassen sich mit den Summenregeln von Bjorken und Ellis-Jaffe sowie mit den aus  $\Gamma_1^d$  und  $\Gamma_1^p$  hergeleiteten Spinanteilen der Quarks.

### 4.1 Datenschnitte

Vor der Berechnung der Asymmetrien wurden die Ereignisse einer Selektion unterzogen, die garantiert, daß die ausgewählten Ereignisse von einer tiefinelastischen Wechselwirkung im Target stammen. Hier werden nur die Deuterium-Daten von 1992 bis 1995 im kinematischen Bereich  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$  und  $0.003 < x_{Bj} < 0.7$  berücksichtigt. Im einzelnen sind dies:

- **Vertex:** Der Vertex des Ereignisses muß im Target liegen. Dies bedeutet, daß der radiale Abstand kleiner als 2.3 cm vom Zentrum des Target sein muß. Die laterale Position des Vertex muß in eine der beiden Targethälften fallen.
- **$Q^2$  :** Die untere Grenze ist  $Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$ , um im kinematischen Bereich der tiefinelastischen Streuung zu bleiben.
- **Myonenergie:** Die Energie des auslaufenden Myons  $E'$  muß größer als 19 GeV sein, um Myonen aus dem Zerfall von Sekundärhadronen auszuwählen.
- **Relativer Energietransfer:** Der relative Energietransfer  $y = \nu/E$  muß zur Vermeidung von großen Strahlungskorrekturen kleiner als 0.9 sein.

- **Energietransfer:** Der Energietransfer  $\nu = E_\mu - E'_\mu$  von einlaufendem und auslaufendem Myon, muß, um eine gute Auflösung in  $x_{Bj}$  zu erzielen, größer als 15 GeV sein ( $\Delta x_{Bj}/x_{Bj} < 10\%$ ).
- **Streuwinkel:** Der Streuwinkel im Laborsystem  $\theta_\mu$  muß größer als 9 mrad sein, um eine gute Vertexpaufösung zu garantieren.

Diese Selektionskriterien garantieren, daß die damit ausgewählten Ereignisse aus der tiefinelastischen Streuung kommen. Die einzelnen Schnitte haben für die einzelnen Trigger aufgrund ihrer kinematischen Ausleuchtung eine unterschiedliche Bedeutung. Tab. 4.1 zeigt die einzelnen akkumulierten Prozentzahlen, unterteilt nach Triggern. Die Zahlen sind einer typischen Datenperiode des Jahres 1994 entnommen.

Schnitt	Trigger 1		Trigger 2		Trigger 14	
	Ereignisse	Anteil	Ereignisse	Anteil	Ereignisse	Anteil
Rekon. Ereign.	5604232		907046		2330870	
Vertex rad.	4869264	13.6%	802958	11.5%	1962592	15.8%
Vertex long.	3501576	27.6%	631652	21.3%	1293978	34.1%
$Q^2 > 1.0 \text{ GeV}^2$	2073319	40.8%	507625	19.6%	281945	78.2%
$y_{Bj} < 0.9$	1920619	7.4%	506060	0.3%	279861	0.7%
$\Theta > 9 \text{ mrad}$	1920593	0.0%	496933	1.8%	264205	5.6%
$\nu > 15 \text{ GeV}$	1891864	1.5%	467930	5.8%	245406	7.1%
$E'_\mu > 19 \text{ GeV}$	1879226	0.7%	467738	0.0%	245193	0.1%

Tabelle 4.1: Selektion der Daten vor der Berechnung der Asymmetrie. Als Beispiel wurde hier die Datennahmeperiode P2B94 gewählt. Es sind jeweils die Anzahl der Ereignisse sowie der relative Prozentsatz der bei diesem Datenschnitt verworfenen Ereignisse aufgelistet.

Aufgrund der geringeren Strahlenergie im Jahre 1992 sind die Datenschnitte im Jahre 1992 etwas anders gewählt. Tab. 4.2 listet die unterschiedlichen Selektionsschnitte nochmals auf.

## 4.2 Auswahl der Konfigurationen

Wie in 1.9 beschrieben, wird die Asymmetrie aus den Zählraten der Ereignisse aus den beiden Targethälften mit unterschiedlicher Polarisierung ermittelt. Dazu werden 4 Datensätze benötigt. Jeweils zwei vor einer und zwei nach einer Polarisationsumkehr. Die einzelnen Runs werden dabei so zu einer Konfigurationen gruppiert, daß innerhalb dieser die zeitliche Stabilität des Ansprechverhaltens nahezu konstant ist und somit auch die Akzeptanz des experimentellen Aufbaus. Die einzelnen Runs werden dabei nach verschiedenen Selektionskriterien miteinander zu einer Orientierung bzw. Konfiguration zusammengestellt:

- **Spezielle Runs:** Kalibrationsruns und spezielle Runs für Testzwecke werden ausselektiert.

	1992	1994	1995
$E$	100 GeV	190 GeV	190 GeV
Vertex long.	0.40	0.65	0.60
Vertex rad.	< 0.23		
$Q^2$	> 1.0 GeV <sup>2</sup>		
$y_{Bj}$	< 0.9		
$\Theta_\mu$	> 13 mrad	> 9 mrad	
$\nu$	> 10 GeV	> 15.0 GeV	
$E_\mu$	> 10 GeV	> 19.0 GeV	

Tabelle 4.2: Datenschnitte der einzelnen Jahre. Aufgrund der geringeren Strahlenergie wurden im Jahre 1992 die Schnitte etwas anders gewählt.

- **Stabilität der Targetpolarisation:** Die Targetpolarisation wird ständig kontrolliert. Wenn in der Polarisation von einem Run zum anderen ein Unterschied von mehr als 6% auftritt, wird dieser Run verworfen.
- **Polarisationsumkehr:** Die Invertierung der Targetpolarisation ist so gewählt, daß sich eine ungerade Anzahl von Invertierungen pro Tag ergibt. Aufgrund der Abhängigkeit der meisten Detektorsysteme von Umweltbedingungen, wie Temperatur und Luftdruck, ist es nötig eine ungerade Anzahl von Invertierungen zu haben, da damit gewährleistet ist, daß sich nicht dieselbe Konfiguration täglich zeitgleich wiederholt.
- **Stabilität der mittleren kinematischen Variablen:** Dabei werden die über einen Run gemittelten Variablen wie Vertexposition, Einfallswinkel des Myonstrahls, die kinematischen Variablen  $x_{Bj}$  und  $Q^2$ , etc. untersucht. Sie geben einen Aufschluß über Veränderungen im Strahl und Veränderungen in den Triggern wieder.
- **Datennahmeaufzeichnung:** Während der Datennahme werden alle Veränderungen, die am experimentellen Aufbau vorgenommen wurden, registriert. Anhand dieser Aufzeichnungen werden die Runs selektiert, die aufgrund zu großer Manipulationen am experimentellen Aufbau nicht kombiniert werden sollten.
- **Run-abhängige Effizienzen:** Sie geben Aufschluß über Veränderungen, die an den einzelnen Detektorsystemen während der Datennahme vorgenommen wurden. Sind diese Veränderungen zu groß, werden diese Runs nicht miteinander kombiniert. Dies beinhaltet auch die Rekonstruktionseffizienz in den einzelnen Programmschritten.

Die Daten werden dann mit Hilfe einer Liste in Konfigurationen aufgeteilt. Eine Konfiguration beinhaltet Runs mit zwei unterschiedlichen Targetspinorientierungen.

## 4.3 Interne Eingangsgrößen zur Berechnung von $A_1^d$

### 4.3.1 Die Strahlpolarisierung

In dieser Arbeit wird nur das Ergebnis aus der Zerfallsmethode ( Kapitel 2.7) verwendet. Es ist

$$P_\mu = -0.80 \pm 0.02 \quad (4.1)$$

für eine Strahlenergie von  $190\text{GeV}$  und

$$P_\mu = -0.81 \pm 0.03 \quad (4.2)$$

für  $100\text{ GeV}$  Strahlenergie.

Der statistische und der systematische Fehler wurden hierbei quadratisch addiert.

Die zweite Methode zur Messung der Strahlpolarisierung durch Messung des Streuasymmetrie bei Streuung an unpolarisierter Elektronen, gibt übereinstimmende Werte.

Im Falle der Zerfallsmethode ist die Genauigkeit aufgrund der Ungenauigkeit in der Effizienz und der Energiemessung beschränkt. Bei der Streumethode ist sie aufgrund des Landè Faktors und der Normalisierung limitiert.

### 4.3.2 Die Targetpolarisierung

Die Targetpolarisierung wird ständig durch ein System von NMR-Spulen gemessen. Dieses System ist bei  $1\text{K}$  und abgeschalteten Mikrowellen kalibriert worden. In diesem Modus ist die Polarisation sehr gut durch das Curie-Gesetz beschreibbar.

Für das Deuterium wurden in den Jahren 1994 und 1995 Polarisationsgrade bis zu  $49\%$  gemessen. Der relative Fehler lag dabei bei  $5.4\%$  im Jahre 1994 und bei  $2\%$  im Jahre 1995. Der größte Beitrag zu diesem Fehler beruht in der Temperaturmessung, die zur Kalibrierung der NMR-Signale benötigt wird. Diese konnte im Laufe des Jahres 1995 entscheidend verbessert werden. Daher ist der Relativfehler im Jahre 1995 nur halb so groß wie in 1994.

### 4.3.3 Der Verdünnungsfaktor

Aufgrund der chemischen Zusammensetzung des Targetmaterials erfolgt die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung nicht nur an Deuterium, sondern auch an anderen Materialien, die im Target enthalten sind. Diese Materialien sind nicht polarisiert und stören daher die Messung verglichen mit reinem Deuterium. Die Asymmetrie muß deshalb aufgrund der fehlenden Polarisation dieses Beitrages korrigiert werden. Der Anteil am Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung, der von anderen Materialien als Deuterium herrührt, wird mit Verdünnungsfaktor  $f$  bezeichnet. Dieser ist abhängig von der jeweiligen Kinematik und wird deshalb für jedes einzelne Ereignis berechnet.

Der Beitrag einer Targetmaterialkomponente zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt ist abhängig von dessen Partialdichte im Targetmaterial. Der Anteil der einzelnen Nukleonen muß

deshalb, gewichtet mit ihrer Partialdichte in die Berechnung von  $f$ , eingehen. Wenn  $n_d$  die Partialdichte des Deuteriums ist, ergibt sich:

$$f(x_{\text{Bj}}, Q^2) = \frac{n_d \sigma_d(x_{\text{Bj}}, Q^2)}{n_d \sigma_d(x_{\text{Bj}}, Q^2) + \sum_i n_i \sigma_i(x_{\text{Bj}}, Q^2)} \quad , \quad (4.3)$$

wobei die Summe über alle anderen Nukleonen geht. Dies sind im wesentlichen Butanol zusammen mit einem Chrom(V)-Komplex und Wasser. Dazu kommt noch eine  $^4\text{He}/^3\text{He}$ -Mischung, die zur Kühlung des Targets benutzt wird und das Material der NMR-Spulen. Die einzelnen Materialien werden dabei gemäß Gl. (4.3) mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt multipliziert und summiert. Eine genauere Beschreibung findet sich in [51]. Abb. 4.1 zeigt die Abhängigkeit des Verdünnungsfaktors von  $x_{\text{Bj}}$ .

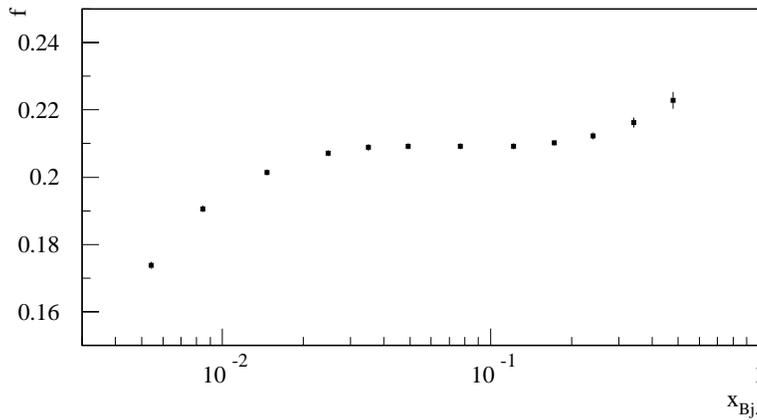


Abbildung 4.1: Verdünnungsfaktor in Abhängigkeit von  $x_{\text{Bj}}$  zusammen mit seinem Fehler.

Strahlungskorrekturen und die begrenzte Vertexauflösung wurden in der Berechnung berücksichtigt. Aufgrund der begrenzten Auflösung des Ereignisvertex werden einige am  $^3\text{He}/^4\text{He}$  gestreute Myonen als im Target gestreute Myonen mitgezählt. Dieser Effekt wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

## 4.4 Physikalische Asymmetrien

Im folgenden werden die Ergebnisse der Analyse zur Berechnung der Asymmetrie  $A_1^d$  vorgestellt werden. Desweiteren werden die einzelnen systematischen Fehler genauer analysiert.

Für die einzelnen Jahre wurden folgende Daten verwendet:

- **1992** Nur Trigger 1. Datenschnitte sind wie in Kapitel 4.1 beschrieben. Für diesen Datensatz existiert aufgrund der geringeren Strahlenergie der erste  $x_{\text{Bj}}$  Bereich nicht. Trigger 2 und 14 waren im Jahre 1992 noch nicht einsatzfähig.
- **1994** Trigger 1, 2 und 14 wurden verwendet. Datenschnitte wie in Kapitel 4.1 beschrieben.
- **1995** Trigger 1, 2 und 14 wurden verwendet. Datenschnitte wie in Kapitel 4.1 beschrieben.

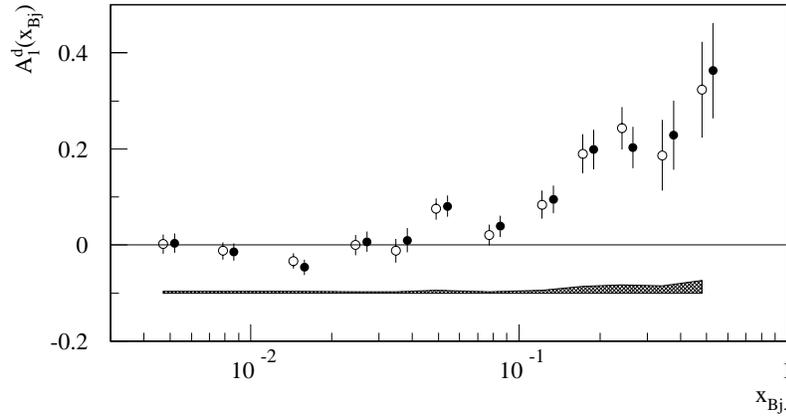


Abbildung 4.2: Asymmetrie  $A_1^d$  als Funktion von  $x_{Bj}$  für die 100 GeV (1992) und die 190 GeV Deuterium-Daten, berechnet mit der  $fD$ -Methode ( $\circ$ ) und der Likelihood-Methode ( $\bullet$ ). Zum besseren Vergleich sind die Daten der  $fD$ -Methode zu höheren  $x_{Bj}$  verschoben dargestellt. Der Fehlerbalken entspricht dem statistischen Fehler, der systematische Fehler ist als Band zu erkennen.

Die Berechnung der Asymmetrien wurde auf verschiedene Weise durchgeführt. Im einzelnen sind dies die in Kapitel 1.9.2 und Kapitel 1.9.3 vorgestellten Methoden. Sie sind innerhalb ihres statistischen Fehlers miteinander vereinbar. Die Daten der Jahre 1992, 1994 und 1995 sind dabei kombiniert. Es handelt sich hierbei um Deuterium-Daten, die bei einer Strahlenergie von 100 GeV im Jahre 1992 und 190 GeV in 1994 und 1995 aufgezeichnet wurden.

Abb. 4.2 zeigt einen Vergleich der aus den beiden unterschiedlichen Methoden erhaltenen Resultaten. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Das eingezeichnete Band für die systematischen Fehler wird in Kapitel 4.6 behandelt.

Ein vollständiger Vergleich der beiden Methoden ist in Kapitel 4.14 zu finden.

Die einzelnen Punkte stellen  $A_1^d(x_{Bj})$  beim mittleren  $Q^2$  der einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereiche dar. Radiative QED-Korrekturen und ein Korrekturterm resultierend aus der Hintergrundpolarisation sind bei der Berechnung der Asymmetrie berücksichtigt worden.

Da  $A_1^d$  keine  $Q^2$ -Abhängigkeit zeigt (siehe Kapitel 4.4.1), kann die SMC-Messung direkt mit der E143-Messung, die bei kleineren  $Q^2$  durchgeführt wurde, verglichen werden. Abb. 4.3 zeigt diesen Vergleich. Die Ergebnisse stimmen im gemeinsamen  $x_{Bj}$ -Bereich gut überein. Das ist auch der Fall für die Ergebnisse von E155 [25] und HERMES [39].

#### 4.4.1 $Q^2$ Abhängigkeit von $A_1^d$

Wie bereits in Kapitel 1 erläutert, gibt es theoretische Modelle, die eine  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $A_1^d$  postulieren. Mit den bisher vorliegenden Daten läßt sich deren Aussage nicht einwandfrei bestätigen.

Bisher ist keine  $Q^2$ -Abhängigkeit der Asymmetrie  $A_1^d$  beobachtet worden. Auch in dem zu kleineren  $Q^2$  ( $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ ) erweiterten Datensatz der SMC-Kollaboration ist eine solche nicht zu erkennen. Abb. 4.4 zeigt die Asymmetrie  $A_1^d$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  für die einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereiche. Die dargestellten Daten sind die Deuterium-Daten von SMC, berechnet mit der  $fD$ -Methode und die E143 Daten.

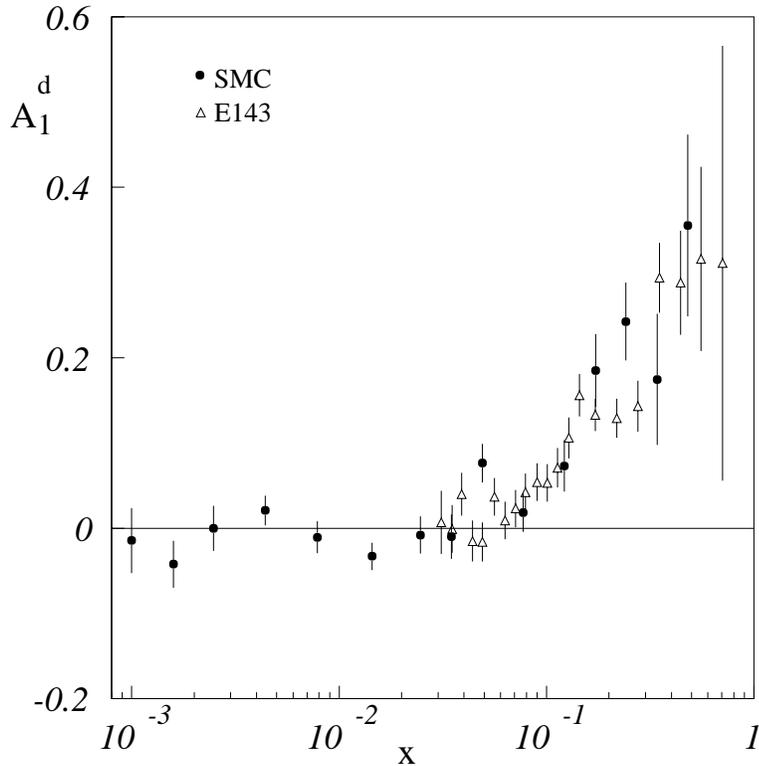


Abbildung 4.3: Vergleich der SMC Messung mit der SLAC Messung. Die Kreise stellen die SMC Messung dar, die Dreiecke die SLAC Messung.

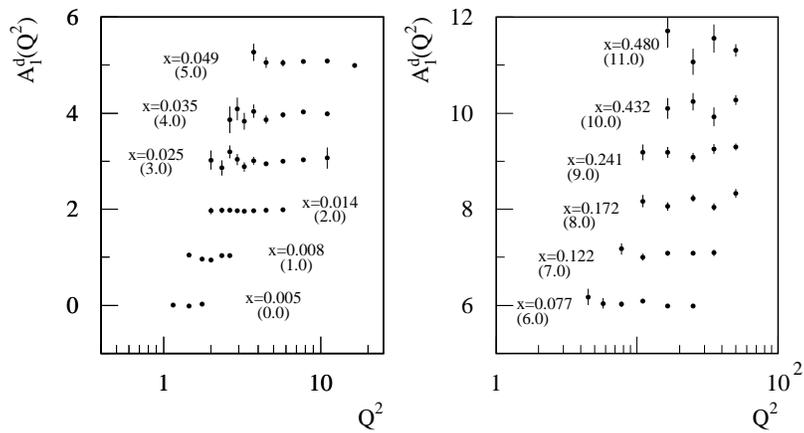


Abbildung 4.4:  $Q^2$ -Abhängigkeit der Asymmetrie  $A_1^d$ . Die Fehlerbalken stellen nur den statistischen Fehler dar. Zur besseren Überschaubarkeit ist zu den Werten die jeweils in der Klammer angegebene Konstante addiert worden.

An die Datenpunkte ist für jedes  $x_{\text{Bj}}$ -Intervall eine Funktion der Form:

$$A_1^{\text{d}} = a + b \ln\left(\frac{1}{Q^2}\right) \quad (4.4)$$

angepaßt. Tab. 4.3 zeigt die angepaßten Parameter  $a$  und  $b$  sowie das  $\chi^2$  der Anpassung zusammen mit der Anzahl der angepaßten Datenpunkte  $N_p$ .

$\langle x_{\text{Bj}} \rangle$	$a$	$\chi^2/N_p$	$a$	$b$	$\chi^2/N_p$
0.005	0.002	0.51/3	-0.004	-0.024	0.99/3
0.008	-0.011	2.11/5	-0.073	-0.091	2.57/5
0.014	-0.032	0.09/8	-0.061	-0.023	0.08/8
0.025	0.001	0.88/11	-0.095	-0.057	0.89/11
0.035	-0.009	0.58/8	-0.080	-0.036	0.64/8
0.050	0.071	0.98/6	0.233	0.071	0.89/6
0.077	0.023	1.05/6	0.225	0.077	0.79/6
0.122	0.090	0.44/5	0.040	-0.017	0.57/5
0.172	0.178	1.92/5	-0.160	-0.104	2.12/5
0.241	0.236	0.96/5	-0.121	-0.105	0.84/5
0.341	0.199	0.95/4	-0.379	-0.161	1.06/4
0.478	0.326	0.81/4	0.541	0.588	1.12/4

Tabelle 4.3: Die Parameter der Anpassung einer Konstanten sowie einer Funktion  $\sim \ln(1/Q^2)$  für die einzelnen  $x_{\text{Bj}}$ -Bereiche. Angegeben sind auch das  $\chi^2$  und die Anzahl der angepaßten Datenpunkte  $N_p$ .

Bei der logarithmischen Anpassung ist eine Tendenz zu negativen Werten hin erkennbar, allerdings lassen sich aufgrund der begrenzten Statistik keine aussagekräftigen Schlüsse ziehen. Zumindest kann aber die Tendenz, die bei der E143-Kollaboration [21] gefunden wurde, bestätigt werden.

## 4.5 Korrekturen zur Asymmetrie

### 4.5.1 Strahlungskorrekturen

Die realen Daten beinhalten außer dem Ein-Photon-Austausch noch Reaktionen höherer Ordnung, die den Austausch mehrerer Photonen berücksichtigen. Des weiteren treten noch Reaktionen, wie die elastische Streuung des Myons an einem Nukleon ( $x_{\text{Bj}} = 1$ ), am gesamten Kern  $X$ , ( $x_{\text{Bj}} = m_X/m_p$ ) oder an Elektronen auf. Diese werden im allgemeinen Strahlungskorrekturen genannt. Um aus den Daten die Ein-Photon-Austausch Reaktion zu erhalten, müssen diese Strahlungskorrekturen berechnet werden und die Asymmetrie gegebenenmaßen korrigiert werden. Für die kinematischen Gegebenheiten in diesem Experiment wurden sie von Shumeiko [64] berechnet und von L. Klostermann [51] an die SMC-Analyse angepaßt.

Spinabhängige Korrekturen werden direkt bei der Berechnung der Asymmetrie berücksichtigt, wogegen die spinunabhängigen Anteile in die Berechnung des Verdünnungsfaktors einfließen.

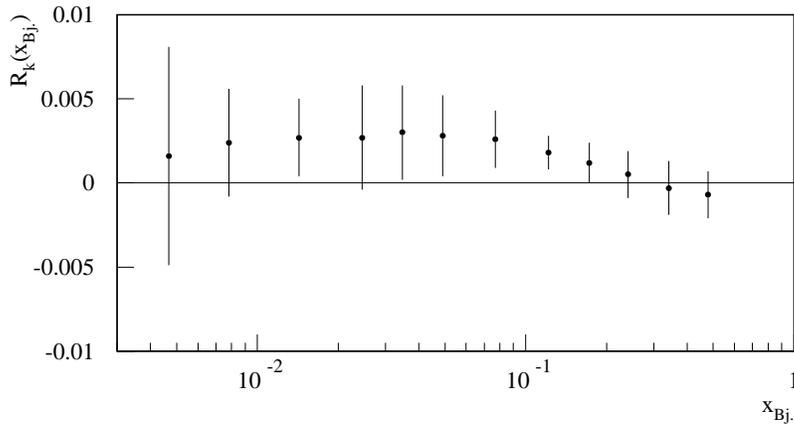


Abbildung 4.5: Strahlungskorrekturen als Funktion von  $x_{Bj}$ . Gezeigt ist der additive Term, der zur Asymmetrie hinzuaddiert werden muß.

Sie sind im wesentlichen abhängig von der relativen Anzahl von Fremdnukleonen im Targetmaterial zum Deuteriumanteil und deren Wirkungsquerschnitts im Vergleich zu dem des Deuteriums. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte wird aus den veröffentlichten Daten zu  $F_2$  und dessen Parametrisierungen erhalten. Die Strahlungskorrekturen, die bei der Bestimmung von  $F_2$  berücksichtigt wurden, werden vorher herausgefaltet.

Aufgrund der Abhängigkeit der spinabhängigen Strahlungskorrekturen von  $A_1$  ist deren Bestimmung ein iterativer Prozess und braucht als Eingangsgröße eine Parametrisierung der Asymmetrie  $A_1^d$ . Der größte Anteil am systematischen Fehler der Strahlungskorrekturen kommt daher aus dieser Parametrisierung. Zu dessen Berechnung wurde die Parametrisierung um die Größe ihres statistischen Fehlers variiert und daraus der systematische Fehler aufgrund dieser Parametrisierung bestimmt.

Als Ausgangsfunktion liefert diese Berechnung einen additiven Term, der zur Asymmetrie  $A_1^d$  hinzuaddiert werden muß. Dies geschieht, bevor über  $Q^2$  oder Konfigurationen gemittelt wird. Abhängig vom kinematischen Bereich liegt er zwischen  $-0.001$  und  $0.003$ .

Abb. 4.5 zeigt diesen Korrekturterm in Abhängigkeit von  $x_{Bj}$ .

### 4.5.2 Hintergrundpolarisierung

Neben dem Deuterium sind noch weitere polarisierbare Substanzen im Targetmaterial enthalten. Diese tragen auch zur gemessenen Asymmetrie bei. Die Asymmetrie muß deshalb aufgrund dieses Anteils korrigiert werden. Der Hauptbeitrag im Falle von Deuterium als Targetmaterial kommt von polarisiertem  $^1\text{H}$ , welches im Butanol enthalten ist (siehe 2.5). Andere polarisierbare Nukleonen wie  $^{14}\text{Na}$  und  $^{53}\text{Cr}$  sind nur in sehr kleinen Mengen im Targetmaterial enthalten, während  $^{13}\text{C}$  mit einem Relativanteil von 1.1% ein messbares NMR-Signal ergibt [11]. Die Analyse in [51] ergibt einen Korrekturterm für diesen Anteil von  $< 0.1\%$ .

$\langle x_{Bj} \rangle$	$A_{1,hp}^d [10^{-3}]$						
0.005	$0.02 \pm 0.25$	0.014	$0.14 \pm 0.33$	0.077	$0.54 \pm 0.66$	0.241	$2.62 \pm 1.85$
0.003	$0.03 \pm 0.26$	0.035	$0.21 \pm 0.39$	0.122	$1.06 \pm 0.98$	0.341	$3.93 \pm 2.54$
0.007	$0.07 \pm 0.28$	0.050	$0.31 \pm 0.47$	0.172	$1.69 \pm 1.35$	0.478	$5.72 \pm 3.42$

Tabelle 4.4: Korrekturterm resultierend aus der Hintergrundpolarisation  $A_{1,hp}^d$  von  $^1\text{H}$  und  $^{13}\text{C}$ .

Die Berücksichtigung aller dieser Verunreinigungen ergibt einen additiven Term der zur Asymmetrie  $A_1^d$  addiert werden muß. Er berechnet sich aus:

$$A_{1,hp}^d = \frac{P_H n_H \sigma_H}{P_p n_d \sigma_d} A_1^p \quad (4.5)$$

im Falle der Protonkontaminierung. Der Korrekturterm wird nur für die beiden größten Anteile ( $^1\text{H}$  und  $^{13}\text{C}$ ) berechnet. Alle anderen sind vernachlässigbar. Tab. 4.4 zeigt die berechneten Werte in Abhängigkeit von  $x_{Bj}$

## 4.6 Systematische Fehler von $A_1^d(x_{Bj})$

Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler lassen sich, wie folgt, auflisten:

- Messung der Strahlpolarisation.
- Messung der Targetpolarisierung.
- Falsche Asymmetrien.
- Berechnung des Verdünnungsfaktors.
- Nichtberücksichtigung von  $A_2^d$ .
- Strahlungskorrekturen.
- Proton Hintergrund.
- Kinematische Auflösung des experimentellen Aufbaus.
- Impulsmessung im FSM.
- Unsicherheit im Depolarisationsfaktor

Der größte Beitrag zum systematischen Fehler kommt dabei von der falschen Asymmetrie. Im folgenden werden die einzelnen Beiträge näher erläutert.

#### 4.6.1 Systematischer Fehler aufgrund der Vernachlässigung von $A_2^d(x_{Bj})$

Die obere Grenze für den Beitrag der transversalen Asymmetrie  $A_2^d(x_{Bj})$  ist gegeben durch  $\sqrt{R}$  [14]. Wie bereits in Kapitel 4.7 beschrieben, benutzt die SMC-Kollaboration die SLAC-Parametrisierung von  $R(x_{Bj})$ .

Im Jahre 1995 wurde nach der Messung der Asymmetrie  $A_2^p$  im Jahre 1993 eine Messung dieser Strukturfunktion am Deuterium vorgenommen. Die Datenanalyse und die Resultate können [7] entnommen werden.

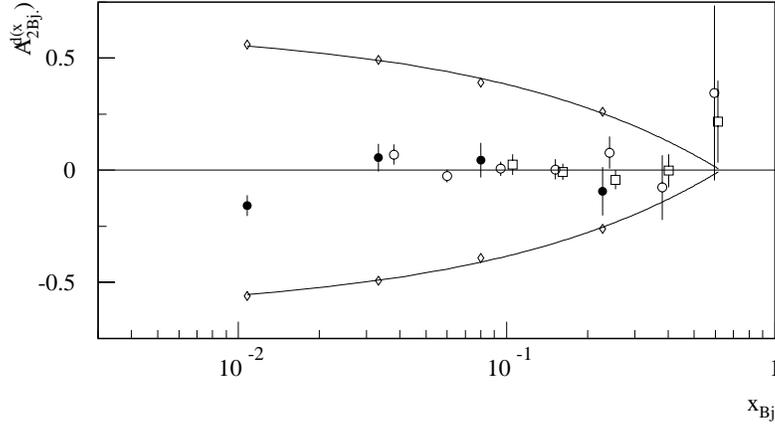


Abbildung 4.6: Die Strukturfunktion  $A_2$  als Funktion von  $x_{Bj}$ . Dargestellt sind die Ergebnisse der SMC-Messung ( $\bullet$ ) im Jahre 1995 zusammen mit den Ergebnissen der beiden SLAC-Messungen ( $\circ$  und  $\square$ ). Die durchgezogenen Linien stellen die Grenzen  $A_2(x_{Bj}) < \sqrt{R(x_{Bj})}$  ( $\diamond$ ) dar.

Die Berechnung des Beitrages zum systematischen Fehler von  $A_1^d$ , den die Vernachlässigung von  $A_2^d$  verursacht, ist gegeben durch den Ausdruck:

$$\Delta A_1^d(A_2^d) = \eta \left| A_2^d \right| \quad . \quad (4.6)$$

wobei der kinematische Faktor  $\eta$  in Kapitel 1 beschrieben ist.  $|A_2^d|$  ist dabei berechnet im 90% Vertrauensintervall.

Für diese Arbeit wurde für den Beitrag von  $A_2^d$  zum systematischen Fehler die SMC-Messung aus dem Jahre 1995 [7], sowie die Messungen am SLAC [22] herangezogen. Abb. 4.6 zeigt das Ergebnis dieser Messungen als Funktion von  $x_{Bj}$  zusammen mit der oberen Grenze  $\sqrt{R(x_{Bj})}$ . Die Daten sind mit einem Wert der zweiten Asymmetrie  $A_2^d$  von Null im gesamten kinematischen Bereich verträglich.

Die Messung der zweiten Strukturfunktion des Deuteriums  $g_2^d(x_{Bj})$  hat den systematischen Fehler, der vorher beim Deuterium nur durch das obere Limit  $\sqrt{R(x_{Bj})}$  zusammen mit der Protonmessung von  $A_2^p$  im Jahre 1993 gegeben war, um einen Faktor 5 gesenkt.

Die SMC Messung allein ergibt einen Fehlerbeitrag von  $A_2^d$  zu  $\Gamma_1^d$  von 0.0011.

## 4.6.2 Systematischer Fehler aufgrund von Akzeptanzvariationen

Wie bereits in Kapitel 1.9 erläutert, resultiert aus der zeitlichen Akzeptanzvariation eine falsche Asymmetrie, für die eine obere Grenze angegeben werden kann. Die obere Grenze ist gegeben durch den Wert der falschen Asymmetrie berechnet im 90% Vertrauensintervall. Das heißt es wird der Mittelwert plus eine Standardabweichung als Fehlerbeitrag genommen.

Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Kapitel 3.3.2 bereits gezeigt worden. Tab. 4.5 listet die Ergebnisse dieser Analyse getrennt nach  $x_{Bj}$ -Bereichen nochmals auf.

$\langle x_{Bj} \rangle$	$\Delta A_1^d(A_f^d)$						
0.005	0.0019	0.025	0.0022	0.077	0.0023	0.241	0.0028
0.008	0.0020	0.035	0.0022	0.122	0.0025	0.341	0.0030
0.014	0.0021	0.050	0.0022	0.172	0.0026	0.478	0.0030

Tabelle 4.5: Beitrag zum systematischen Fehler aufgrund zeitlicher Schwankungen im Ansprechverhalten des Spektrometers.

Die Berechnung dieser Werte geschieht aus Gründen eines Vergleiches mit anderen Methoden durch die Berechnung des in Kapitel 1.9 eingeführten  $k$ -Faktors für die einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereiche. Es wird dabei iterativ vorgegangen. Ein Anfangswert für diesen  $k$ -Faktor wird vorgegeben und dieser dann solange variiert, bis der Fehlerbeitrag der falschen Asymmetrie zum systematischen Fehler des Integrals  $\Gamma_1^d$  mit dem aus den Akzeptanzstudien erhaltenen Wert übereinstimmt. Die hier angegebenen Werte unterscheiden sich daher geringfügig von den in Kapitel 3.3.2 ermittelten.

Aufgrund der Berechnung des Wertes der falschen Asymmetrie im 90% Vertrauensintervall liegt der Fehler aufgrund der Akzeptanzschwankungen berechnet mit der Wichtungsmethode unter dem der Standardmethode. Zwar ist der Fehler bei der Berechnung mit der Wichtungsmethode größer als bei der Standardmethode, aber der Wert an sich hat sich verringert. Dies ergibt ein engeres 90% Vertrauensintervall, und somit einen geringeren Beitrag zum systematischen Fehler. Die Verringerung ist eher zufällig, allerdings ist das Vertrauen in die Berechnung durch die Berücksichtigung aller Fehlerquellen weitaus größer.

## 4.6.3 Systematischer Fehler aufgrund der Strahlungskorrekturen

Der systematische Fehler resultierend aus der Unsicherheit in der Berechnung der Strahlungskorrekturen wurde durch Variation der einzelnen Werte um die Größe ihres statistischen Fehlers ermittelt. Für die einzelnen Werte ergibt sich in Abhängigkeit von  $x_{Bj}$ :

$\langle x_{\text{Bj}} \rangle$	$\Delta A_1^{\text{d}}(R_k)$						
0.005	0.00365	0.025	0.00121	0.077	0.00025	0.241	0.00027
0.008	0.00270	0.035	0.00085	0.122	0.00018	0.341	0.00037
0.014	0.00184	0.050	0.00053	0.172	0.00001	0.478	0.00009

Tabelle 4.6: Beitrag zum systematischen Fehler aufgrund der Strahlungskorrekturen.

#### 4.6.4 Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $R(x_{\text{Bj}})$

Die Strukturfunktion  $R(x_{\text{Bj}})$  wird gemäß Gl. (1.28) zur Berechnung des Depolarisationfaktors  $D$  benötigt. Die Unsicherheit in  $R$  führt auf einen Beitrag zum systematische Fehler von

$$\Delta A_1^{\text{d}} = \frac{2(1 - y_{\text{Bj}})}{y_{\text{Bj}}^2 + 2(1 - y_{\text{Bj}})(1 + R(x_{\text{Bj}}))} A_1^{\text{d}} \Delta R, \quad (4.7)$$

wobei  $\Delta R$  der SLAC Parametrisierung entnommen ist. Tab. 4.7 tabelliert diese Werte in Abhängigkeit von  $x_{\text{Bj}}$ .

$\langle x_{\text{Bj}} \rangle$	$\Delta A_1^{\text{d}}(R)$						
0.005	0.00004	0.025	0.00001	0.077	0.00089	0.241	0.00977
0.008	0.00038	0.035	0.00066	0.122	0.00290	0.341	0.00868
0.014	0.00087	0.050	0.00259	0.172	0.00704	0.478	0.01867

Tabelle 4.7: Beitrag zum systematischen Fehler aufgrund der Unsicherheit in  $R$ .

## 4.7 Externe Eingangsgrößen für die Berechnung von $g_1^{\text{d}}$

### 4.7.1 Die Strukturfunktion $R(x_{\text{Bj}}, Q^2)$

Die Strukturfunktion ist, wie in Kapitel 1 bereits erwähnt, das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der longitudinalen zur transversalen Streuung  $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ . Die hier benutzte Parametrisierung folgt der Analyse in [74]. Sie fließt in die Datenanalyse zweimal ein. Zum ersten wird sie zur Berechnung der Depolarisationsfaktor  $D$  benötigt, zum zweiten wird sie zur Berechnung der Strukturfunktion  $g_1^{\text{d}}$  aus der virtuellen Photon Asymmetrie  $A_1^{\text{d}}$  benutzt. Abb. 4.7 zeigt diese Funktion als Funktion von  $x_{\text{Bj}}$ .

### 4.7.2 Die Strukturfunktion $F_2(x_{\text{Bj}}, Q^2)$

Die unpolarisierte Strukturfunktion  $F_2(x_{\text{Bj}}, Q^2)$  ist von verschiedenen Experimenten am CERN [61, 6], bei SLAC [65], am FNAL [33]<sup>1</sup> und bei DESY [35, 77]<sup>2</sup> gemessen worden. In

<sup>1</sup>Fermi National Laboratory

<sup>2</sup>Deutsches Elektronen Synchrotron

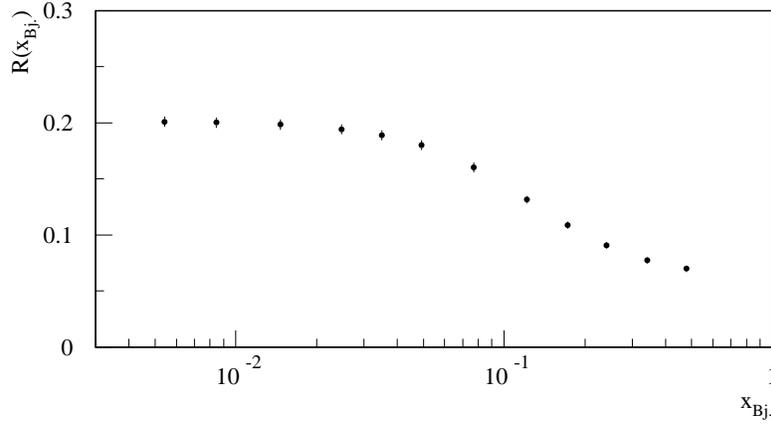


Abbildung 4.7: Die Strukturfunktion  $R$  als Funktion von  $x_{Bj}$ . Die einzelnen Punkte sind bei dem mittleren  $Q^2$  des jeweiligen  $x_{Bj}$ -Bereichs aufgezigt.

dieser Analyse sind die Parametrisierung von  $F_2(x_{Bj}, Q^2)$  aus [58] verwendet worden. Die Parametrisierung folgt der Funktion:

$$F_2(x_{Bj}, Q^2) = A(x_{Bj}) \left[ \frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right]^{B(x_{Bj})} \left[ 1 + \frac{C(x_{Bj})}{Q^2} \right] \quad (4.8)$$

mit

$$\begin{aligned} A(x_{Bj}) &= x_{Bj}^{a_1} (1 - x_{Bj})^{a_2} \{ a_3 + a_4(1 - x_{Bj}) + a_5(1 - x_{Bj})^2 + a_6(1 - x_{Bj})^3 + a_7(1 - x_{Bj})^4 \} \\ B(x_{Bj}) &= b_1 + b_2 x_{Bj} + b_3 / (x_{Bj} + b_4) \\ C(x_{Bj}) &= c_1 x_{Bj} + c_2 x_{Bj}^2 + c_3 x_{Bj}^3 + c_4 x_{Bj}^4 \end{aligned}$$

Es wurden  $Q_0^2 = 20 \text{ GeV}^2$  und  $\Lambda = 0.25 \text{ GeV}$  verwendet. Die einzelnen Daten wurden mit ihrem jeweiligen statistischen Fehler gemittelt. Die Parameter  $a_1 \dots a_7$ ,  $b_1 \dots b_4$  und  $c_1 \dots c_4$  können [61] entnommen werden. Die Unsicherheit in dieser Anpassung liegt je nach  $x_{Bj}$  und  $Q^2$  im Bereich von 1.5% bis 5%. Da beim Erstellen der Parametrisierung noch keine endgültigen Daten im Bereich kleiner  $x_{Bj}$  vorlagen ( $0.003 < x_{Bj} < 0.006$ ), wird die Strukturfunktion  $F_2(x_{Bj}, Q^2)$  in diesem Bereich extrapoliert. Die Konsistenz der Parametrisierung mit vorläufigen Daten von FNAL und HERA wurde dabei im Überlappungsbereich überprüft. Im extrapolierten Bereich ( $x_{Bj} < 0.006$ ) tendieren aber beide Experimente zu etwas höheren Werten von  $F_2(x_{Bj}, Q^2)$  als die Parametrisierung aus [61]. Abb. 4.8 zeigt die Strukturfunktion als Funktion von  $Q^2$  für mehrere  $x_{Bj}$ -Bereiche. Zur besseren Überschaubarkeit sind die einzelnen Meßwerte mit den angegebenen Faktoren multipliziert worden.

## 4.8 Die spinabhängige Strukturfunktion $g_1^d$ des Deuteriums

Die polarisierte Strukturfunktion  $g_1^d$  wird, wie schon in Kapitel 1 beschrieben, aus der Asymmetrie mit Hilfe von:

$$g_1^d(x_{Bj}, Q^2) = A_1^d(x_{Bj}, Q^2) \frac{F_2(x_{Bj}, Q^2)}{2x_{Bj}(1 + R(x_{Bj}, Q^2))} \quad (4.9)$$

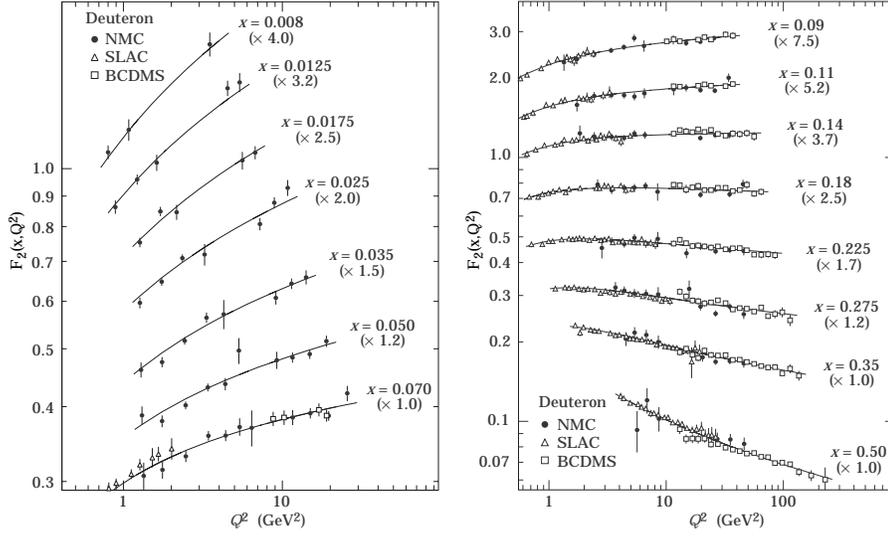


Abbildung 4.8: Die Strukturfunktion  $F_2^d$  als Funktion von  $Q^2$  für verschiedene  $x_{Bj}$ . Die einzelnen Punkte sind mit den in den Klammern angegebenen Werten multipliziert worden, um ihre Darstellung zu vereinfachen.

hergeleitet. Für  $F_2(x_{Bj}, Q^2)$  wird hierbei die Parametrisierung der NMC-Kollaboration und für  $R(x_{Bj}, Q^2)$  die der SLAC-Experimente verwendet.

Für alle von der SMC aufgezeichneten Deuterium-Daten der Jahre 1992 bei 100 GeV und 1994-1995 bei 190 GeV ergibt sich das Ergebnis, das in Abb. 4.8 gezeigt ist. Die Ergebnisse für die einzelnen Jahre wurden dabei, unter Berücksichtigung ihrer Fehler, zu einem Gesamtergebnis zusammengefasst. Die Werte sind mit der  $fD$ -Methode bestimmt worden. Wie in Kapitel 3.3.3 und Anhang A gezeigt, ist der Unterschied zwischen der  $fD$ -Methode und der Likelihoodmethode vernachlässigbar.

Die Fehlerbalken stellen nur den statistischen Fehler dar, wohingegen die schraffierte Fläche die Größe des systematischen Fehlers markiert.

Wie in Abb. 4.9 zu erkennen ist, sind die Daten bei kleinen  $x_{Bj}$  mit 0 verträglich. Ein Vergleich mit der Analyse der Jahre 1992 und 1994 [71] zeigt, daß sich der damals beobachtete Trend zu negativen Werten von  $g_1^d$  bei kleinen  $x_{Bj}$  verringert hat. Anhang A zeigt detailliert die Asymmetrie  $A_1^d$  und die Strukturfunction  $g_1^d$  in Abbildungen und Tabellen. Er gibt auch Einzelheiten für die falschen Asymmetrien.

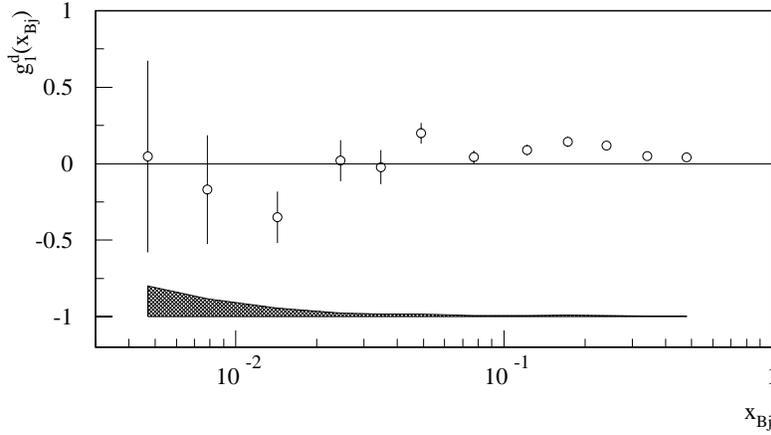
## 4.9 Systematische Fehlerbeiträge zu $g_1^d$

Die aus Kapitel 4.6 bekannten systematischen Fehlerbeiträge zu  $A_1^d$  werden zur Berechnung des systematischen Fehlers von  $g_1^d$  gemäß:

$$\Delta g_1^d (\Delta A_1^d) = \Delta A_1^d \frac{F_2(x_{Bj}, Q^2)}{2x_{Bj} (1 + R(x_{Bj}, Q^2))} \quad (4.10)$$

skaliert. Im Falle von  $A_2$  muß dies noch mit den kinematischen Faktoren  $\gamma$  und  $\eta$  modifiziert werden (siehe auch Kapitel 1):

$$\Delta g_1^d (\Delta A_2) = (\gamma - \eta) A_2^d \frac{F_2(x_{Bj}, Q^2)}{2x_{Bj} (1 + R(x_{Bj}, Q^2))} \quad (4.11)$$



Abbildungung 4.9: Die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1^d$  als Funktion von  $x_{Bj}$  bei einem  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  unter der Annahme  $A_1^d$  ist unabhängig von  $Q^2$ .

Zusätzlich zu diesen Fehlerbeiträgen kommen noch zwei Beträge aus der Unsicherheit von  $R(x_{Bj})$  und  $F_2(x_{Bj})$ . Diese beiden Beiträge werden in den folgenden Kapiteln beschrieben.

#### 4.9.1 Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $F_2(x_{Bj})$

Der Beitrag zum systematischen Fehler resultierend aus der Unsicherheit von  $F_2^d$  hat mehrere Anteile. Diese sind der statistische Fehler, der systematische Fehler der NMC-Messung, sowie Fehler aufgrund der Extrapolation bei kleinen  $x_{Bj}$  und ein Normalisierungsfehler, dessen Größe mit  $\Delta g_1^d(\text{Norm}) = 0.007 g_1^d$  bestimmt wurde [60].

Die ersten drei Beiträge wurden durch eine Anpassung der Parametrisierung an die Daten bestimmt. Diese Anpassung wurde für ein  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  gemacht. Der Fehlerbeitrag aus der Unsicherheit in der Normalisierung wird dann gemäß:

$$\Delta g_1^d(F_2^d) = \sqrt{\left(\frac{A_1^d \Delta F_2^d(Q_0^2)}{2x_{Bj}(1+R)}\right)^2 + \Delta(g_1^d(F_2^d - \text{Normalisierung}))^2} \quad (4.12)$$

mit den anderen Beiträgen zum Gesamtfehler  $\Delta g_1^d(\Delta F_2^d)$  quadratisch addiert.

#### 4.9.2 Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $R(x_{Bj})$

In diesem Abschnitt wird nur der Fehlerbeitrag betrachtet, der auf der Unsicherheit in  $R(x_{Bj})$  basiert und mit der Berechnung von  $g_1^d$  in Zusammenhang steht. Der Beitrag des systematischen Fehlers von  $R(x_{Bj})$  zum systematischen Fehler des Verdünnungsfaktor wurde bereits in Kapitel 4.6.4 berücksichtigt.

Der zweite Beitrag von  $R(x_{Bj})$  zum systematischen Fehler erklärt sich aus der NMC-Parametrisierung von  $F_2^d$ . Dabei wurde implizit eine Parametrisierung von  $R(x_{Bj})$  benutzt. Der systematische Fehler aufgrund der Unsicherheit in  $R(x_{Bj})$  wird im Falle von  $F_2^d$  und  $g_1^d$  bei einem festen  $Q^2 = Q_0^2$  berechnet. Im Unterschied dazu wurde der Fehlerbeitrag im Verdünnungsfaktor beim  $Q^2$  des jeweiligen  $x_{Bj}$ -Bereichs bestimmt. Der Unterschied zwischen  $R$  und  $R_0$  wird hierbei

mit  $\delta R$  bezeichnet. Dessen Fehler ist  $\Delta(\delta R) = \frac{1}{2}\delta R$ . Der systematische Fehler wird jetzt bezüglich  $R$  und  $\delta R$  berechnet. Beide werden als nicht korreliert angenommen.

Man erhält:

$$\Delta g_1^d(R) = \left( \frac{\epsilon}{1 + \epsilon R} - \frac{\epsilon_0}{1 + \epsilon_0 R_0} \right) \Delta R g_1^d \quad (4.13)$$

sowie:

$$\Delta g_1^d(\delta R) = \frac{\epsilon_0}{1 + \epsilon_0 R_0} \Delta(\delta R) g_1^d \quad (4.14)$$

mit:

$$\epsilon = \left( 1 + 2(1 + \gamma^{-2}) \tan^2 \left( \frac{\Theta}{2} \right) \right)^{-1}, \quad (4.15)$$

$\epsilon$  gibt die transversale lineare Polarisation des virtuellen Photons an. Sie ist verbunden mit dem Verdünnungsfaktor durch:

$$D = \frac{1 - \epsilon E'/E}{1 + \epsilon R}. \quad (4.16)$$

Sie wird beim mittleren  $Q^2$  des jeweiligen  $x_{Bj}$ -Bereichs und einer Strahlenergie von 190 GeV bestimmt, wohingegen  $\epsilon_0$  bei  $Q^2 = Q_0^2$  und der mittleren Strahlenergie des NMC-Experimentes (274 GeV) berechnet wurden. Beide Fehlerbeiträge werden quadratisch zum Gesamtfehlerbeitrag  $g_1^d(R)$  addiert.

Tab. 4.8 listet die so erhaltenen Beiträge in den einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereichen auf.

$\langle x_{Bj} \rangle$	$\Delta g_1^d(R)$						
0.005	0.0023	0.025	0.0034	0.077	0.0063	0.241	0.0223
0.008	0.0065	0.035	0.0002	0.122	0.0137	0.341	0.0099
0.014	0.0131	0.050	0.0218	0.172	0.0250	0.478	0.0008

Tabelle 4.8: Beitrag zum systematischen Fehler von  $g_1^d$  aufgrund der Unsicherheit in  $R$ .

## 4.10 $Q^2$ -Entwicklung von $g_1^d$

Die Daten in den einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereichen sind bei unterschiedlichen  $Q^2$ -Werten aufgezeichnet. Um die experimentellen Daten mit anderen Experimenten oder den Summenregeln von Bjorken und Ellis-Jaffe zu vergleichen, ist eine Entwicklung zu einem gemeinsamen  $Q_0^2$  notwendig. In den bisher veröffentlichten Analysen ist jeweils angenommen, daß  $A_1^d$  ein Skalenverhalten, d. h. daß es nicht von  $Q^2$  abhängt, hat. Wie bereits in Kapitel 4.4.1 erläutert, ist dies mit den experimentellen Daten vereinbar, eine explizite  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $A_1^d$  kann aber nicht ausgeschlossen werden.

Im Falle, daß  $A_1^d$  kein Skalenverhalten hat, kann man mit Hilfe der QCD die  $Q^2$ -Abhängigkeit berechnen. Die Kenntnis der Splittingfunktionen für die Ordnungen  $\alpha_s^2$  ermöglicht, eine

QCD NLO<sup>3</sup> Analyse von  $g_1^d$  durchzuführen. Die Annahme einer Unabhängigkeit der Asymmetrie  $A_1^d$  von  $Q^2$  wird fallengelassen und  $g_1^d$  gemäß Gl. (1.49) entwickelt [32].

Es werden die Singlettverteilungen  $\Delta\Sigma(x_{Bj})$ , die Non-Singlettverteilungen des Proton  $\Delta q_{NS}^p$  und des Deuteriums  $\Delta q_{NS}^d$  sowie die Gluonverteilung  $\Delta G$  verwendet. Alle diese Verteilungen genügen bei  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$  der Form:

$$h = x_{Bj}^\alpha (1 - x_{Bj})^\beta (a + bx_{Bj}) \quad . \quad (4.17)$$

Die Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $a$  und  $b$  werden jetzt mit Hilfe der Entwicklungsgleichungen an die spinabhängigen Strukturfunktionen des Deuteriums angepaßt.

Bei dieser Anpassung können allerdings nicht alle Parameter unabhängig voneinander bestimmt werden. Es sind zusätzliche Annahmen nötig.  $b_{NS}$  läßt sich unter Berufung auf die  $SU(3)_f$ -Symmetrie fixieren.  $\beta_{NS}$  beeinflußt die Verteilungen nur bei großen  $x_{Bj}$ . Sie sind festgelegt auf 3 bei den Quarkverteilungen und auf 4 bei der Gluonverteilung.

Für die NLO Analyse wurden nur Daten mit  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  benutzt. Außer den Deuterium-Daten von SMC wurden auch die Protondaten von SMC und Deuterium und Protondaten von E143 verwendet.

Die optimale Anpassung an die experimentell bestimmte Strukturfunktion ergibt für die einzelnen Parameter die in Tab. 4.9 aufgelisteten Werte. Aus dieser Tabelle ist zu entnehmen, daß die Quarkverteilungen bis auf ca. 20% genau bestimmt werden können. Zur Ermittlung der Gluonverteilung reicht die Meßgenauigkeit nicht aus.

	$a$	$b$	$\alpha$
$\Delta q_{NS}^d(x_{Bj})$	$-1.30 \pm 0.25$	13.36(festgelegt)	$-0.53 \pm 0.06$
$\Delta\Sigma(x_{Bj})$	$1.72 \pm 0.29$	$-11.70 \pm 2.19$	$-0.42 \pm 0.09$
$\Delta G(x_{Bj})$	$0.52 \pm 0.65$	$-0.36 \pm 3.70$	$-0.83 \pm 0.26$

Tabelle 4.9: Parameter der NLO-Analyse von  $g_1^d$ . Alle Werte sind bei  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ .

Abb. 4.10 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse für  $g_1^d$  dieser NLO Analyse mit denen, die für  $Q^2$ -unabhängiges  $A_1$  gewonnen wurden. Einmal ist  $g_1^d$  dargestellt bei  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  unter der Annahme eines Skalenverhaltens von  $A_1^d$  und einmal als Resultat der NLO-Analyse. Der Unterschied zwischen beiden Methoden ist für die Deuteriumdaten im Vergleich zum statistischen Fehler vernachlässigbar. Das heißt, daß die Annahme eines Skalenverhaltens für die Analyse der Deuterium-Daten eine hinreichend gute Näherung für die unterschiedliche  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $g_1^d$  und  $F_2^d$  ist.

Für die Protondaten ist dies nicht der Fall. Eine Analyse der bisher verfügbaren Daten zeigt bei kleinen  $x_{Bj}$  einen großen Unterschied zwischen  $g_1^p$ , berechnet unter der Annahme eines Skalenverhaltens von  $A_1^d$  und der NLO-Analyse. Dies deutet auf eine unterschiedliche  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $g_1^p$  und  $F_2^p$  hin.

---

<sup>3</sup>Next to Leading Order

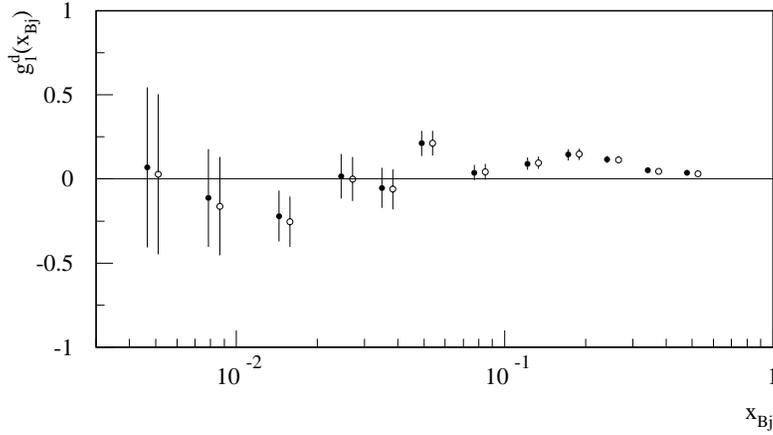


Abbildung 4.10: Die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1^d$  nach der  $Q^2$ -Entwicklung. Gezeigt sind die Werte bei  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  ( $\circ$ ), bei Annahme eines  $Q^2$  unabhängigen  $A_1$  und nach der NLO-Entwicklung ( $\bullet$ ). Zur besseren Übersicht sind die Werte der NLO-Entwicklung zu kleineren  $x_{Bj}$  verschoben.

### 4.11 Das Integral der Strukturfunktion $\Gamma_1^d$

Aufgrund der unterschiedlichen mittleren  $Q^2$  für die einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereiche, müssen die Werte der spinabhängigen Strukturfunktion  $g_1^d$  und  $g_1^n$  vor der Berechnung ihrer ersten Momente bei einem gemeinsamen  $Q_0^2$  berechnet werden. Das mittlere  $Q^2$  der Deuterium-Daten liegt beim SMC-Experiment bei  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . Die Strukturfunktionen werden somit bei diesem Wert berechnet.

Wie bereits in Kapitel 1.7 erläutert, lassen sich mit den vorliegenden Daten keine endgültigen Schlüsse über das Verhalten von  $A_1^d$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  herleiten. Es wird deshalb von einem Skalenverhalten von  $A_1^d$  ausgegangen und die  $Q^2$ -Abhängigkeit resultiert allein aus den  $Q^2$ -Abhängigkeiten von  $F_2(x_{Bj}, Q^2)$  und  $R(x_{Bj}, Q^2)$ .

Die Berechnung des Integrals  $g_1^d$  erfolgt als Summation der gemessenen Strukturfunktion in den einzelnen  $x_{Bj}$ -Bereichen multipliziert mit der Länge des  $x_{Bj}$ -Bereichs. Es ergibt sich im untersuchten  $x_{Bj}$ -Bereich, bei  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , folgender Wert:

$$\Gamma_1^d = \int_{0.003}^{0.7} g_1^d(x_{Bj}) dx_{Bj} = 0.037 \pm 0.006(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{sys.}) \quad (4.18)$$

Da der gemessene  $x_{Bj}$ -Bereich nicht von exakt null bis eins geht, sondern nur von 0.003 bis 0.7, muß die Strukturfunktion  $g_1^d$  vor der Berechnung der ersten Momente zu null bzw. eins extrapoliert werden.

Die Extrapolation von 0.003 nach null geht von einem Regge-Verhalten der Strukturfunktion aus [3, 15, 36]. Sie hat die Form:

$$g_1(x_{Bj}) = C x_{Bj}^\alpha, \quad (4.19)$$

mit  $\alpha$  als Parameter der zwischen 0 und 0.5 variieren kann. Bei der hier vorgestellten Analyse wird, aufgrund der negativen Werte von  $g_1^d$  im Bereich kleiner  $x_{Bj}$ ,  $\alpha = 0$  angenommen und als Wert für das Integral zwischen 0 und 0.003 wurde aus dem mit dem statistischen Fehler gewichteten Mittelwert der ersten beiden Datenpunkten, zusammen mit der Breite der beiden ersten  $x_{Bj}$ -Bereiche berechnet. Es ergibt sich ein Wert von:

$$\Gamma_1^d = \int_0^{0.003} g_1^d(x_{Bj}) dx_{Bj} = 0.000 \pm 0.001 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad (4.20)$$

Für die Extrapolation zu  $x_{\text{Bj}} = 1$  wird angenommen, daß  $A_1^{\text{d}}$  im Bereich  $0.7 < x_{\text{Bj}} < 1.0$  konstant ist. Als Wert wurde  $A_1^{\text{d}} = 0.4 \pm 0.6$  gewählt. Der Fehler wurde so gewählt, daß er die obere Grenze  $A_1^{\text{d}} = 1$  einschließt. Als Ergebnis ergibt sich:

$$\Gamma_1^{\text{d}} = \int_{0.7}^1 g_1^{\text{d}}(x_{\text{Bj}}) dx_{\text{Bj}} = 0.0006 \pm 0.0009 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad (4.21)$$

Addition der Werte der Extrapolationen zum Integral und quadratische Addition von statistischem und systematischem Fehler ergibt für  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ :

$$\Gamma_1^{\text{d}} = \int_0^1 g_1^{\text{d}}(x_{\text{Bj}}) dx_{\text{Bj}} = 0.037 \pm 0.008 \quad (4.22)$$

Unter Benutzung der NLO-Analyse, die eine mögliche  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $A_1^{\text{d}}$  berücksichtigt, ergibt sich für Deuterium ein nur geringfügig anderer Wert als für das Integral  $\Gamma_1^{\text{d}}$ .

$$\Gamma_1^{\text{d}} = \int_0^1 g_1^{\text{d}}(x_{\text{Bj}}) dx_{\text{Bj}} = 0.041 \pm 0.008 \quad (4.23)$$

## 4.12 Systematische Fehler von $\Gamma_1^{\text{d}}$

Zusätzlich zu den aus der Berechnung von  $g_1^{\text{d}}$  stammenden Fehlerbeiträgen, kommen bei der Berechnung der Integrale noch Beiträge zum systematischen Fehler aufgrund der Extrapolationen bei kleinen und großen  $x_{\text{Bj}}$  hinzu.

Bei der Extrapolation von  $g_1^{\text{d}}$  zu  $x_{\text{Bj}} \rightarrow 0$  wird als Fehler das Maximum aus dem Fehler des gewichteten Mittelwert  $g_1^{\text{d}}$  in den ersten beiden  $x_{\text{Bj}}$ -Bereichen und dem Mittelwert an sich genommen. Bei der Extrapolation von  $g_1^{\text{d}}$  zu  $x_{\text{Bj}} \rightarrow 1$  wird  $A_1^{\text{d}} = \text{konstant} = 0.4 \pm 0.6$  angenommen und der Betrag zum systematischen Fehler von  $g_1^{\text{d}}$  aus dem Fehler von  $A_1^{\text{d}} = \text{konstant}$  berechnet.

Zwei weitere Beiträge sind auf die kinematische Auflösung und die Ungenauigkeit in der Impulsbestimmung der auslaufenden Myonen zurückzuführen. Sie sind zu  $\Delta\Gamma_1^{\text{d}}(\Delta x_{\text{Bj}}) = 0.0014$  und  $\Delta\Gamma_1^{\text{d}}(\Delta P_{\mu}) = 0.0010$  bestimmt worden.

Tab. 4.10 faßt alle systematischen Fehlerbeiträge nochmals zusammen.

Wie aus Tab. 4.10 zu entnehmen ist, ist einer der größten Beiträge zum systematischen Fehler von der falschen Asymmetrie bestimmt. Er hat sich mit der Wichtungsmethode von  $\Delta\Gamma_1^{\text{d}}(\Delta g_f) = 0.0020$  auf  $\Delta\Gamma_1^{\text{d}}(\Delta g_f) = 0.0014$  verringert, obgleich der statistische Fehler der falschen Asymmetrie bei den bisherigen Berechnungen unterschätzt worden war.

## 4.13 Die Summenregeln

Dieses Kapitel vergleicht die experimentell erhaltenen Werte mit den bereits in Kapitel 1 erwähnten theoretischen Vorhersagen. Im einzelnen sind dies die Bjorken und die Ellis-Jaffe Summenregeln. Von diesen Ergebnissen werden dann die Anteile der Quarkspins am Gesamtspin des Protons und Neutrons ermittelt.

Abb. 4.11 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse der experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen.

Fehlerquelle	$\Delta\Gamma_1^d$
Strahlpolarisation	0.0015
Akzeptanzänderungen $\Delta r$	0.0014
Impulsmessung	0.0014
Targetpolarisation	0.0013
Ungenauigkeit in $R$	0.0012
Ungenauigkeit von $F_2$	0.0012
Kinematische Auflösung	0.0010
Extrapolation zu kleinen $x_{Bj}$	0.0009
Extrapolation bei großen $x_{Bj}$	0.0009
Strahlungskorrekturen	0.0008
Verdünnungsfaktor	0.0006
Hintergrundpolarisierung	0.0006
Vernachlässigung von $A_2$	0.0005
Gesamter systematischer Fehler	0.0037
Statistischer Fehler	0.0059

Tabelle 4.10: Zusammenfassung der systematischen Fehlerbeiträge.

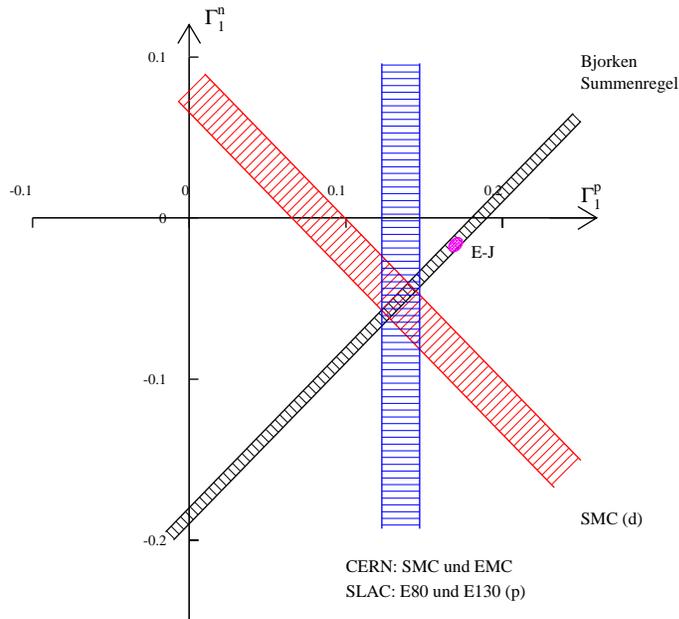


Abbildung 4.11: Die ersten Moment von Deuterium und Proton in der  $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ -Ebene. Die theoretische Vorhersage von Bjorken ist als Band zu erkennen, die Vorhersage von Ellis und Jaffe (E-J) ist als Ellipse zu erkennen. Alle Daten sind auf ein  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  bezogen.

Die Bänder entsprechen den erlaubten Bereichen, wobei die Breite vom Gesamtfehler bestimmt wird. Er wird durch die quadratische Addition des statistischen und des systematischen Fehlers erhalten.

Alle Daten wurden für ein  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  berechnet. Die theoretischen Vorhersagen sind durch QCD-Korrekturen bis zur dritten Ordnung in  $\alpha_s$  berechnet. Als Wert für  $\alpha_s$  bei diesem  $Q_0^2$  wurde  $\alpha_s(Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) = 0.24 \pm 0.03$  verwendet. Dies entspricht  $\alpha_2(M_Z^2) = 0.117$ .

Als Protodaten wurden nur die Ergebnisse der SMC-Messung herangezogen. Die Deuteriumdaten sind das Ergebnis dieser Arbeit, eine Kombination aus den SMC-Messungen der Jahre 1992, 1994 und 1995.

Die Abbildung zeigt eine gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Bjorken-Summenregel, wohingegen die Summenregel von Ellis und Jaffe, als Ellipse dargestellt, welche nicht im experimentell erlaubten Überlappungsbereich liegt.

### 4.13.1 Die Bjorken Summenregel

Die in Kapitel 1 eingeführte Bjorken-Summenregel stellt eine Verbindung der ersten Momente von  $g_1^p$  und  $g_1^n$  mit den elektroschwachen Kopplungskonstanten  $g_A$  und  $g_V$  her:

$$\Gamma_1^p(Q_0^2) - \Gamma_1^n(Q_0^2) = \Gamma_1^{\text{Bj}} = \frac{1}{6} C_{\text{NS}}(Q_0^2) \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 0.187 \pm 0.003 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad , \quad (4.24)$$

wobei der Fehler hauptsächlich durch die Unsicherheit in der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bestimmt wird. In diesem Wert sind QCD-Korrekturen bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_s$  berücksichtigt worden.

Die Bjorken-Summenregel wird unter Verwendung der Protodaten von 1993 und der gesamten zur Verfügung stehenden Deuteriumdaten, wie folgt, berechnet:

$$\Gamma_1^{\text{Bj}} = \Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 2\Gamma_1^p - \frac{2\Gamma_1^d}{1 - \frac{3}{2}\omega_D} \quad (4.25)$$

Die systematischen Fehler der Deuterium-Daten können aufgrund der Benutzung desselben experimentellen Aufbaus und der Verwendung derselben externen Größen mit den Protodaten korreliert sein. Die Korrelationsmatrix ist [73]:

$$\text{cov}(\Gamma_1^p, \Gamma_1^d) = \begin{pmatrix} 0.235 \cdot 10^{-3} & -0.384 \cdot 10^{-6} \\ -0.384 \cdot 10^{-6} & 0.521 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

Dies ergibt für  $\Gamma_1^p$  und  $\Gamma_1^d$  einen Korrelationskoeffizienten  $\rho(\Gamma_1^p, \Gamma_1^d)$  von

$$\rho(\Gamma_1^p, \Gamma_1^d) = \frac{\text{cov}(\Gamma_1^p, \Gamma_1^d)}{\sigma_p \sigma_d} = -0.06 \quad (4.27)$$

Die beiden Messungen von  $\Gamma_1^d$  und  $\Gamma_1^p$  sind somit nahezu unkorreliert.

Unter der Annahme eines Skalenverhaltens von  $A_1^d$  ergibt sich aus den gemessenen Daten ein Wert für die Bjorken-Summenregel von:

$$\Gamma_1^{\text{Bj}} = 0.183 \pm 0.034 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad . \quad (4.28)$$

welches in sehr guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage steht.

Unter der Annahme einer möglichen  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $A_1^d$ , und der Benutzung der NLO-Analyse ergeben sich andere Werte für die Bjorken Summenregel:

$$\Gamma_1^{\text{Bj}} = 0.172 \pm 0.034 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad . \quad (4.29)$$

Die starke Veränderung des Wertes für  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  ist auf das Resultat der Protonanalyse zurückzuführen. Er verändert sich, wie schon erwähnt, bei der Verwendung der NLO-Analyse von  $\Gamma_1^{\text{P}} = 0.142 \pm 0.012$  zu  $\Gamma_1^{\text{P}} = 0.130 \pm 0.017$ .

### 4.13.2 Die Ellis-Jaffe Summenregel

Ellis und Jaffe haben getrennte Summenregeln für die ersten beiden Momente des Neutrons und des Protons aufgestellt. Die Berechnungen gingen von der Annahme aus, daß der Strange-Quark-See unpolarisiert ist. QCD-Korrekturen bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_s$  sind berücksichtigt worden. Bei Vernachlässigung des Spinanteils des seltsamen Quarksees ergeben sich folgende Formeln:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^{\text{P}} &= \frac{1}{6} \left\{ \left( \frac{1}{2} g_A + \frac{1}{6} g_8 \right) C_{NS}(Q^2) \right\} \\ &+ \frac{1}{9} g_8 C_S(Q^2) \\ \Gamma_1^{\text{n}} &= \frac{1}{6} \left\{ \left( \frac{1}{2} g_A + \frac{1}{6} g_8 \right) C_{NS}(Q^2) \right\} \\ &+ \frac{1}{9} g_8 C_S(Q^2) \quad . \end{aligned} \quad (4.30)$$

Die Werte bei  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  für Proton und Deuterium sind:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^{\text{P}}(Q_0^2) &= 0.170 \pm 0.005 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^{\text{d}}(Q_0^2) &= 0.071 \pm 0.004 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad , \end{aligned} \quad (4.31)$$

welche mit den experimentellen Werten:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^{\text{P}}(Q_0^2) &= 0.142 \pm 0.012 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^{\text{d}}(Q_0^2) &= 0.037 \pm 0.008 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \quad , \end{aligned} \quad (4.32)$$

verglichen werden müssen. Die Werte sind unter der Annahme eines Skalenverhaltens von  $A_1^d$  bestimmt worden. Die Abweichungen betragen  $2\sigma$  im Falle von  $\Gamma_1^{\text{P}}$  und  $4\sigma$  im Falle von  $\Gamma_1^{\text{d}}$ . Die Ellis-Jaffe-Summenregel ist somit nicht im Einklang mit den experimentellen Daten.

## 4.14 Spinanteile am Nukleonenspin

Die Operator-Produkt-Entwicklung stellt einen Zusammenhang zwischen dem ersten Moment der Strukturfunktion und der Singlett Axialladung  $\Delta\Sigma$  her.  $\Delta\Sigma$  kann aus den ersten Momenten des Deuteriums und des Protons berechnet werden. Da der  $g_A$ -Terms bei der Berechnung von  $\Delta\Sigma$  aus dem Deuterium-Moment herausfällt und die Unsicherheit in  $g_A$  sich daher nicht im

Fehler von  $\Delta\Sigma$  niederschlägt, ist die Deuterium-Messung besser geeignet,  $\Delta\Sigma$  zu extrahieren als die Proton-Messung. Unter der Annahme eines Skalenverhaltens von  $A_1^d$  ergeben sich:

$$\begin{aligned}\Delta\Sigma &= 0.278 \pm 0.066 && \text{(aus Deuterium)} \\ \Delta\Sigma &= 0.272 \pm 0.128 && \text{(aus Proton)}.\end{aligned}\tag{4.33}$$

Im folgenden wird deshalb nur die Berechnung von  $\Delta\Sigma$  aus den Deuterium-Daten verwendet.

Der Gesamtquarkanteil am Nukleonenspin kann nun gemäß Gl. (1.22) berechnet werden. Es ergibt sich folgender Wert für  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ :

$$\Delta\Sigma = 0.278 \pm 0.066\tag{4.34}$$

$$\begin{aligned}\Delta u &= \frac{1}{6}(3g_A + g_8 + 2\Delta\Sigma) &= & 0.814 \pm 0.027 \\ \Delta d &= \frac{1}{6}(-3g_A + g_8 + 2\Delta\Sigma) &= & -0.443 \pm 0.027 \\ \Delta s &= \frac{1}{3}(\Delta\Sigma - g_8) &= & -0.104 \pm 0.028\end{aligned}\tag{4.35}$$

Der Unterschied zwischen  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  und  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  ist, verglichen mit dem totalen Fehler, verschwindend gering.

# Zusammenfassung

Diese vorliegende Arbeit befasst sich mit der spinabhängigen Strukturfunktion des Deuteriums. Die Daten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, wurden zwischen 1993 und 1995 mit dem SMC Detektor am CERN aufgezeichnet. Dieser Detektor besteht im wesentlichen aus einem polarisierten Target, einem Spektrometer und einem Polarimeter zur Myonpolarisationsmessung. Als Strahlteilchen werden polarisierte Myonen verwendet, die durch Beschuss eines Berylliumtargetes mit Protonen aus dem CERN SPS Speicherring kommen. Ereignisse aus tiefinelastischen Streuung der Strahlmyonen mit dem Targetmaterial sind gekennzeichnet durch ein auslaufendes Myon hoher Energie. Dieses auslaufende Myon wird durch das Spektrometer aufgezeichnet und analysiert.

In dieser Arbeit wird speziell auf Ereignisse eingegangen mit kleinen  $Q^2$ . Diese Ereignisse sind dadurch gekennzeichnet, dass das auslaufende Myon sehr nah an der Strahlachse liegt. Die im Frühjahr 1992 eingebauten Proportionalkammern P67 sind ein hoch effizienter Bestandteil der Myonregion des SMC-Experiments, die sonst nur von den größeren Streamerebenen ST67 abgedeckt wird. Der einfache Kammeraufbau und die eingesetzte Hochspannungsstabilisierung haben dieses Detektorsystem extrem zuverlässig und effizient gemacht. Durch Ihre Größe und ihren relativ kleinen toten Bereich in Strahlhöhe sind sie gut geeignet Ereignisse bei kleinem  $Q^2$  aufzuzeichnen. Als unabhängiges Kammerensystem in der Myonregion hinter dem Hadronabsorber trägt P67 maßgeblich zur Stabilisierung der Registrierung von Ereignissen kleiner Winkel bei. Schwankungen in der Rekonstruktionseffizienz der Streamerebenen ST67 werden fast vollständig durch die Proportionalkammern aufgefangen.

Diese Arbeit gibt einen Einblick in den Aufbau und die Eigenschaften dieser Driftkammern. Aufgrund der Hochspannungsstabilisierung, die Änderung in den klimatischen Verhältnisse und damit den Gaseigenschaften ausgleicht, konnten die Effizienz der einzelnen Ebenen im wesentlichen konstant gehalten werden. Dies wirkt sich direkt auf die zeitlichen Akzeptanzschwankungen und damit auf den Wert der falschen Asymmetrie aus. Als falsche Asymmetrie wird dabei ein Beitrag zur physikalischen Asymmetrie bezeichnet der allein aus Schwankungen im Ansprechverhalten des Spektrometers hat.

Die Analyse der falschen Asymmetrien konnte wesentlich verbessert werden. Sie beinhaltet nun auch Fehlerbeiträge aufgrund der endlichen Anzahl von Ereignissen sowie einen Beitrag aufgrund der endlichen Anzahl von Monte-Carlo Versuchen. Die Fehleranalyse beinhaltet ebenfalls die Korrelation zwischen den einzelnen Ereigniszahlen, die bei der Berechnung der falschen Asymmetrie benutzt werden. Da es sich um dieselben Ereignisse handelt, kann dieser Fehlerbeitrag nicht vernachlässigt werden.

In dieser Arbeit wird ebenfalls eine neue Methode der Asymmetrieberechnung vorgestellt. Sie beruht auf einer logarithmischen Likelihoodanpassung von 37 Parametern an 48 Ereigniszahlen. Die Ergebnisse dieser Analyse stimmen sehr gut mit den anderen Methoden überein. Zusätzlich liefert diese Methode aber noch eine erste Abschätzung der falschen Asymmetrie.

Die spinabhängigen Strukturfunktionen des Deuteriums sind in einem weiten kinematischen Bereich gemessen worden. Die beiden verschiedenen Methoden, mit denen in dieser Arbeit die spinabhängige Strukturfunktion  $g_1^d$  berechnet wurden, stimmen gut überein. Der systematische Fehler aufgrund der zeitlichen Variationen im Ansprechverhalten des Spektrometers konnte in den Jahren 1994 und 1995 wesentlich reduziert werden. Dies ist auf eine bessere Stabilität des experimentellen Aufbaus zurückzuführen. Zusammen mit der Verbesserung des Targets im Jahre

1993, die eine größere Anzahl von Targetspininvertierungen pro Tag zuläßt, konnte der gesamte systematische Fehler im Vergleich zur Messung des Jahres 1992 erheblich verbessert werden. Ein wesentlicher Beitrag zur Reduktion des systematischen Fehlers hat auch die Messung der zweiten Asymmetrie  $A_2^d$  im Jahre 1995 ermöglicht.

Als Ergebniss wird das erste Moment des Deuteriums  $\Gamma_1^d = 0.0383 \pm 0.0076$  ( $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ) erhalten. Dies weicht um 4 Standardabweichungen vom Wert, des theoretischen Modells von Ellis und Jaffe, ab. In Kombination mit dem ersten Moment des Protons  $\Gamma_1^p$ , welches ebenfalls von SMC gemessen wurde, bestätigen die aufgenommenen Daten allerdings eindrucksvoll die Gültigkeit der fundamentalen Bjorken-Summenregel.

# Anhang

## Asymmetrien

Die folgenden Tabellen repräsentieren die Ergebnisse der Datenanalyse der Deuterium Daten von 1992-1995. Im einzelnen sind dies für die im Jahre 1992 aufgezeichneten Daten bei 100 GeV Strahlenergie, sowie die Daten aus 1994 und 1995 bei einer Strahlenergie von 190 GeV. Die Daten wurden nach den in Kapitel 4.1 beschriebenen Schnitten selektiert.

Aufgelistet sind jeweils das mittlere  $x_{Bj}$  für diesen Bereich, das mittlere  $Q^2$  in diesem Bereich,  $A_1^d$ ,  $g_1^d$  beim  $Q^2$  des jeweiligen  $x_{Bj}$ -Bereichs aufgelistet sowie  $g_1^d$  berechnet bei einem  $Q^2$  von  $10.0 \text{ GeV}^2$  unter der Annahme, daß  $A_1^d$  unabhängig von  $Q^2$  ist.

Der erste Fehlerbeitrag ist jeweils statistisch der zweite systematisch.

Die ersten drei Tabellen listen die Ergebnisse bei Benutzung der  $fD$ -Methode auf. Die nächsten drei die der Likelihoodmethode. Beide Methoden sind innerhalb ihrer statistischen Fehler miteinander vereinbar. Die Integrale  $\Gamma_1^d$ ,  $\Gamma_1^p$  und  $\Gamma_1^n$  sind

$$\begin{aligned}\Gamma_1^d(Q_0^2) &= 0.041 \pm 0.007 & (Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^d(Q_0^2) &= 0.038 \pm 0.008 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^p(Q_0^2) &= 0.132 \pm 0.015 & (Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^p(Q_0^2) &= 0.136 \pm 0.016 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^n(Q_0^2) &= -0.048 \pm 0.022 & (Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^n(Q_0^2) &= -0.046 \pm 0.017 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)\end{aligned}\tag{4.36}$$

unter Benutzung der  $fD$ -Methode und

$$\begin{aligned}\Gamma_1^d(Q_0^2) &= 0.042 \pm 0.008 & (Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^d(Q_0^2) &= 0.041 \pm 0.008 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^p(Q_0^2) &= 0.132 \pm 0.015 & (Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^p(Q_0^2) &= 0.136 \pm 0.016 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^n(Q_0^2) &= -0.041 \pm 0.022 & (Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2) \\ \Gamma_1^n(Q_0^2) &= -0.047 \pm 0.021 & (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)\end{aligned}\tag{4.37}$$

bei Benutzung der Likelihoodmethode.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^d$	$g_1^d$	$g_1^d(Q^2=10 \text{ GeV}^2)$
0.008	1.2	$-0.106 \pm 0.101 \pm 0.016$	$-1.357 \pm 1.303 \pm 0.205$	$-2.390 \pm 2.296 \pm 0.560$
0.014	1.8	$-0.002 \pm 0.062 \pm 0.006$	$-0.017 \pm 0.522 \pm 0.049$	$-0.026 \pm 0.793 \pm 0.080$
0.025	2.8	$-0.036 \pm 0.076 \pm 0.008$	$-0.200 \pm 0.416 \pm 0.042$	$-0.265 \pm 0.551 \pm 0.059$
0.035	3.6	$-0.119 \pm 0.093 \pm 0.018$	$-0.484 \pm 0.378 \pm 0.072$	$-0.599 \pm 0.467 \pm 0.095$
0.049	4.8	$0.111 \pm 0.082 \pm 0.018$	$0.333 \pm 0.247 \pm 0.050$	$0.383 \pm 0.285 \pm 0.061$
0.077	6.7	$-0.003 \pm 0.082 \pm 0.007$	$-0.006 \pm 0.163 \pm 0.014$	$-0.006 \pm 0.172 \pm 0.015$
0.122	9.3	$0.120 \pm 0.111 \pm 0.019$	$0.149 \pm 0.137 \pm 0.023$	$0.150 \pm 0.138 \pm 0.023$
0.172	11.8	$0.175 \pm 0.160 \pm 0.026$	$0.144 \pm 0.132 \pm 0.021$	$0.143 \pm 0.131 \pm 0.021$
0.240	14.9	$0.124 \pm 0.174 \pm 0.020$	$0.064 \pm 0.089 \pm 0.010$	$0.064 \pm 0.090 \pm 0.010$
0.341	18.6	$0.174 \pm 0.305 \pm 0.027$	$0.047 \pm 0.082 \pm 0.007$	$0.049 \pm 0.085 \pm 0.008$
0.479	22.7	$0.080 \pm 0.424 \pm 0.017$	$0.008 \pm 0.044 \pm 0.002$	$0.009 \pm 0.049 \pm 0.002$

Tabelle 4.11: Asymmetrien für die Deuterium Daten des Jahres 1992 berechnet mit der  $fD$ -Methode.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^d$	$g_1^d$	$g_1^d(Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.005	1.3	$0.006 \pm 0.030 \pm 0.004$	$0.141 \pm 0.727 \pm 0.108$	$0.247 \pm 1.272 \pm 0.202$
0.008	2.1	$-0.043 \pm 0.027 \pm 0.005$	$-0.702 \pm 0.452 \pm 0.082$	$-0.898 \pm 0.677 \pm 0.181$
0.014	3.7	$-0.040 \pm 0.023 \pm 0.004$	$-0.404 \pm 0.236 \pm 0.046$	$-0.517 \pm 0.302 \pm 0.083$
0.025	6.0	$-0.018 \pm 0.032 \pm 0.003$	$-0.120 \pm 0.207 \pm 0.020$	$-0.135 \pm 0.234 \pm 0.029$
0.035	8.1	$0.015 \pm 0.039 \pm 0.003$	$0.072 \pm 0.187 \pm 0.014$	$0.075 \pm 0.195 \pm 0.022$
0.049	10.8	$0.064 \pm 0.033 \pm 0.006$	$0.225 \pm 0.116 \pm 0.018$	$0.222 \pm 0.114 \pm 0.019$
0.077	15.5	$0.033 \pm 0.033 \pm 0.004$	$0.072 \pm 0.072 \pm 0.007$	$0.069 \pm 0.069 \pm 0.008$
0.122	22.1	$0.094 \pm 0.044 \pm 0.008$	$0.122 \pm 0.057 \pm 0.009$	$0.117 \pm 0.055 \pm 0.009$
0.172	28.5	$0.323 \pm 0.064 \pm 0.024$	$0.267 \pm 0.053 \pm 0.018$	$0.262 \pm 0.052 \pm 0.018$
0.241	36.3	$0.229 \pm 0.067 \pm 0.018$	$0.114 \pm 0.033 \pm 0.008$	$0.117 \pm 0.034 \pm 0.008$
0.341	46.1	$0.167 \pm 0.114 \pm 0.014$	$0.041 \pm 0.028 \pm 0.003$	$0.046 \pm 0.031 \pm 0.003$
0.478	57.0	$0.230 \pm 0.157 \pm 0.021$	$0.021 \pm 0.014 \pm 0.002$	$0.026 \pm 0.018 \pm 0.002$

Tabelle 4.12: Asymmetrien für die Deuterium Daten des Jahres 1994 berechnet mit der  $fD$ -Methode.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^d$	$g_1^d$	$g_1^d (Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.005	1.3	$-0.002 \pm 0.026 \pm 0.004$	$-0.058 \pm 0.630 \pm 0.107$	$-0.104 \pm 1.104 \pm 0.223$
0.008	2.1	$0.021 \pm 0.024 \pm 0.004$	$0.343 \pm 0.398 \pm 0.064$	$0.516 \pm 0.597 \pm 0.130$
0.014	3.6	$-0.017 \pm 0.021 \pm 0.003$	$-0.168 \pm 0.209 \pm 0.035$	$-0.216 \pm 0.269 \pm 0.055$
0.025	5.9	$0.019 \pm 0.028 \pm 0.003$	$0.125 \pm 0.183 \pm 0.019$	$0.141 \pm 0.207 \pm 0.026$
0.035	8.0	$-0.020 \pm 0.034 \pm 0.003$	$-0.096 \pm 0.166 \pm 0.014$	$-0.100 \pm 0.173 \pm 0.016$
0.049	10.7	$0.053 \pm 0.030 \pm 0.004$	$0.183 \pm 0.103 \pm 0.013$	$0.182 \pm 0.102 \pm 0.015$
0.077	15.3	$0.013 \pm 0.029 \pm 0.003$	$0.027 \pm 0.064 \pm 0.006$	$0.026 \pm 0.061 \pm 0.006$
0.122	21.8	$0.052 \pm 0.040 \pm 0.004$	$0.067 \pm 0.051 \pm 0.005$	$0.064 \pm 0.049 \pm 0.005$
0.172	28.2	$0.061 \pm 0.057 \pm 0.005$	$0.050 \pm 0.047 \pm 0.003$	$0.049 \pm 0.046 \pm 0.004$
0.241	35.9	$0.240 \pm 0.060 \pm 0.014$	$0.119 \pm 0.030 \pm 0.006$	$0.123 \pm 0.031 \pm 0.006$
0.341	45.8	$0.200 \pm 0.103 \pm 0.013$	$0.050 \pm 0.026 \pm 0.003$	$0.055 \pm 0.028 \pm 0.003$
0.478	56.7	$0.456 \pm 0.142 \pm 0.033$	$0.041 \pm 0.013 \pm 0.002$	$0.052 \pm 0.016 \pm 0.003$

Tabelle 4.13: Asymmetrien für die Deuterium Daten des Jahres 1995 berechnet mit der  $fD$ -Methode.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^d$	$g_1^d$	$g_1^d (Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.009	1.2	$0.057 \pm 0.097 \pm 0.014$	$-1.551 \pm 1.241 \pm 0.171$	$-2.387 \pm 2.188 \pm 0.380$
0.015	1.8	$-0.022 \pm 0.059 \pm 0.007$	$-0.183 \pm 0.499 \pm 0.062$	$-0.277 \pm 0.760 \pm 0.107$
0.025	2.7	$-0.041 \pm 0.072 \pm 0.009$	$-0.224 \pm 0.397 \pm 0.045$	$-0.298 \pm 0.527 \pm 0.064$
0.035	3.6	$-0.076 \pm 0.088 \pm 0.012$	$-0.308 \pm 0.358 \pm 0.046$	$-0.382 \pm 0.444 \pm 0.062$
0.049	4.7	$0.161 \pm 0.079 \pm 0.022$	$0.479 \pm 0.236 \pm 0.059$	$0.555 \pm 0.273 \pm 0.072$
0.077	6.6	$-0.028 \pm 0.080 \pm 0.009$	$-0.056 \pm 0.156 \pm 0.017$	$-0.059 \pm 0.165 \pm 0.018$
0.122	9.1	$0.115 \pm 0.106 \pm 0.017$	$0.140 \pm 0.130 \pm 0.020$	$0.141 \pm 0.131 \pm 0.020$
0.172	11.6	$0.129 \pm 0.152 \pm 0.019$	$0.105 \pm 0.123 \pm 0.015$	$0.104 \pm 0.123 \pm 0.015$
0.241	14.6	$0.181 \pm 0.166 \pm 0.026$	$0.092 \pm 0.084 \pm 0.012$	$0.092 \pm 0.084 \pm 0.012$
0.341	18.3	$0.082 \pm 0.288 \pm 0.017$	$0.021 \pm 0.075 \pm 0.004$	$0.023 \pm 0.078 \pm 0.005$
0.481	22.5	$0.056 \pm 0.401 \pm 0.018$	$0.006 \pm 0.039 \pm 0.001$	$0.006 \pm 0.044 \pm 0.002$

Tabelle 4.14: Asymmetrie für die Deuterium Daten des Jahres 1992 aus der Likelihood-Methode.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^d$	$g_1^d$	$g_1^d (Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.005	1.3	$0.003 \pm 0.031 \pm 0.004$	$0.081 \pm 0.734 \pm 0.095$	$0.141 \pm 1.285 \pm 0.177$
0.008	2.1	$-0.064 \pm 0.028 \pm 0.005$	$-0.899 \pm 0.465 \pm 0.096$	$-1.584 \pm 0.699 \pm 0.178$
0.014	3.6	$-0.064 \pm 0.024 \pm 0.005$	$-0.645 \pm 0.245 \pm 0.056$	$-0.828 \pm 0.316 \pm 0.084$
0.025	5.8	$-0.012 \pm 0.033 \pm 0.002$	$-0.074 \pm 0.213 \pm 0.014$	$-0.084 \pm 0.242 \pm 0.027$
0.035	7.9	$0.039 \pm 0.040 \pm 0.004$	$0.187 \pm 0.190 \pm 0.016$	$0.196 \pm 0.199 \pm 0.025$
0.049	10.6	$0.074 \pm 0.034 \pm 0.006$	$0.258 \pm 0.118 \pm 0.019$	$0.256 \pm 0.117 \pm 0.019$
0.077	15.1	$0.047 \pm 0.034 \pm 0.004$	$0.101 \pm 0.074 \pm 0.008$	$0.097 \pm 0.070 \pm 0.008$
0.122	21.5	$0.106 \pm 0.045 \pm 0.008$	$0.137 \pm 0.058 \pm 0.010$	$0.131 \pm 0.055 \pm 0.009$
0.172	27.8	$0.297 \pm 0.063 \pm 0.022$	$0.244 \pm 0.052 \pm 0.017$	$0.240 \pm 0.051 \pm 0.017$
0.241	35.5	$0.202 \pm 0.067 \pm 0.016$	$0.099 \pm 0.033 \pm 0.007$	$0.102 \pm 0.034 \pm 0.007$
0.342	45.2	$0.353 \pm 0.111 \pm 0.029$	$0.087 \pm 0.027 \pm 0.006$	$0.096 \pm 0.030 \pm 0.007$
0.480	56.1	$0.408 \pm 0.153 \pm 0.037$	$0.036 \pm 0.013 \pm 0.003$	$0.045 \pm 0.017 \pm 0.003$

Tabelle 4.15: Asymmetrie für die Deuterium Daten des Jahres 1994 aus der Likelihood-Methode.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1^d$	$g_1^d$	$g_1^d (Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.005	1.3	$0.004 \pm 0.026 \pm 0.004$	$0.093 \pm 0.634 \pm 0.098$	$0.161 \pm 1.111 \pm 0.253$
0.008	2.1	$0.027 \pm 0.025 \pm 0.003$	$0.440 \pm 0.407 \pm 0.060$	$0.664 \pm 0.614 \pm 0.121$
0.014	3.6	$-0.037 \pm 0.022 \pm 0.003$	$-0.369 \pm 0.217 \pm 0.036$	$-0.476 \pm 0.280 \pm 0.055$
0.025	5.8	$0.026 \pm 0.029 \pm 0.003$	$0.168 \pm 0.188 \pm 0.017$	$0.192 \pm 0.213 \pm 0.025$
0.035	7.8	$0.002 \pm 0.035 \pm 0.002$	$0.011 \pm 0.168 \pm 0.011$	$0.012 \pm 0.177 \pm 0.013$
0.049	10.4	$0.072 \pm 0.030 \pm 0.005$	$0.250 \pm 0.105 \pm 0.014$	$0.248 \pm 0.105 \pm 0.016$
0.077	14.9	$0.041 \pm 0.030 \pm 0.003$	$0.090 \pm 0.066 \pm 0.006$	$0.086 \pm 0.063 \pm 0.006$
0.122	21.3	$0.097 \pm 0.040 \pm 0.006$	$0.125 \pm 0.052 \pm 0.006$	$0.119 \pm 0.050 \pm 0.006$
0.172	27.6	$0.123 \pm 0.057 \pm 0.007$	$0.101 \pm 0.047 \pm 0.005$	$0.099 \pm 0.046 \pm 0.005$
0.241	35.1	$0.205 \pm 0.060 \pm 0.013$	$0.101 \pm 0.030 \pm 0.005$	$0.104 \pm 0.031 \pm 0.005$
0.342	44.9	$0.211 \pm 0.101 \pm 0.015$	$0.052 \pm 0.025 \pm 0.003$	$0.057 \pm 0.027 \pm 0.003$
0.480	55.9	$0.368 \pm 0.139 \pm 0.028$	$0.032 \pm 0.012 \pm 0.002$	$0.041 \pm 0.015 \pm 0.002$

Tabelle 4.16: Asymmetrie für die Deuterium Daten des Jahres 1995 aus der Likelihood-Methode.

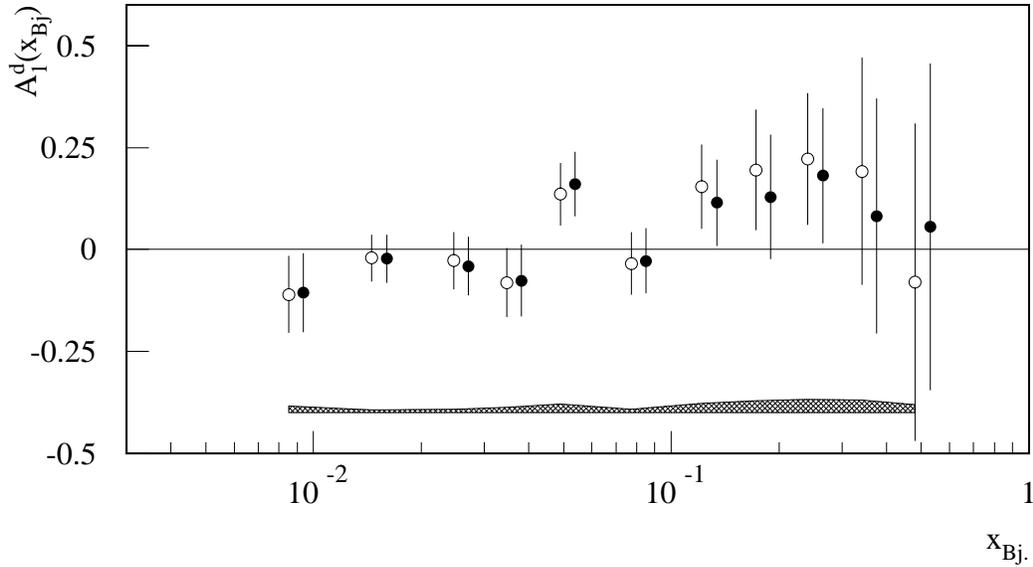


Abbildung 4.12: Asymmetrie  $A_1^d$  als Funktion von  $x_{Bj}$  für die 100 GeV Deuterium Daten des Jahres 1992, berechnet mit der  $fD$ -Methode ( $\circ$ ) und der Likelihood-Methode ( $\bullet$ ). Zum besseren Vergleich sind die Daten der  $fD$ -Methode zu höheren  $x_{Bj}$  verschoben dargestellt. Der Fehlerbalken entspricht dem statistischen Fehler, der systematische Fehler ist als Band zu erkennen.

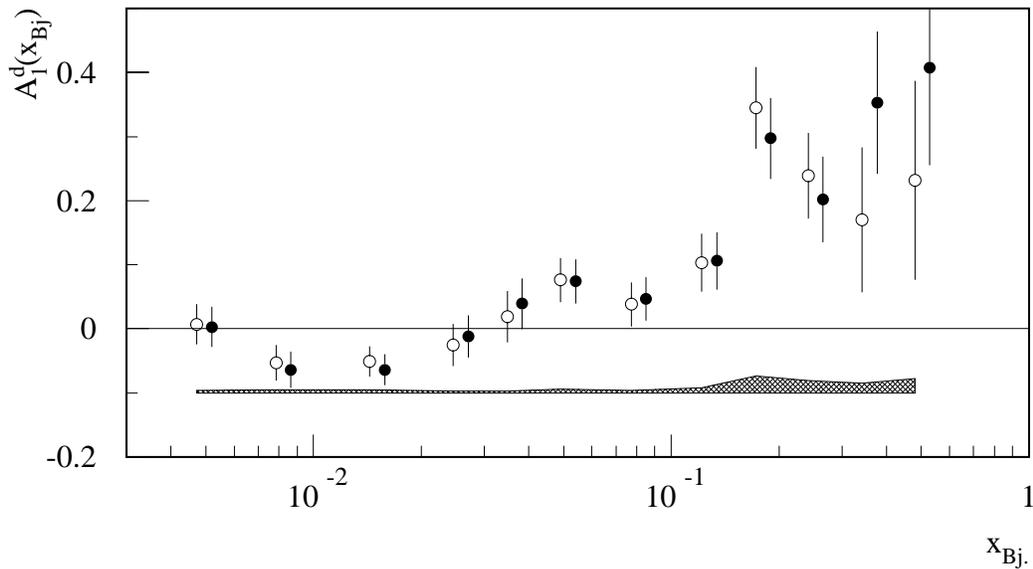


Abbildung 4.13: Asymmetrie  $A_1^d$  als Funktion von  $x_{Bj}$  für die 190 GeV Deuterium Daten des Jahres 1994, berechnet mit der  $fD$ -Methode ( $\circ$ ) und der Likelihood-Methode ( $\bullet$ ). Zum besseren Vergleich sind die Daten der  $fD$ -Methode zu höheren  $x_{Bj}$  verschoben dargestellt. Der Fehlerbalken entspricht dem statistischen Fehler, der systematische Fehler ist als Band zu erkennen.

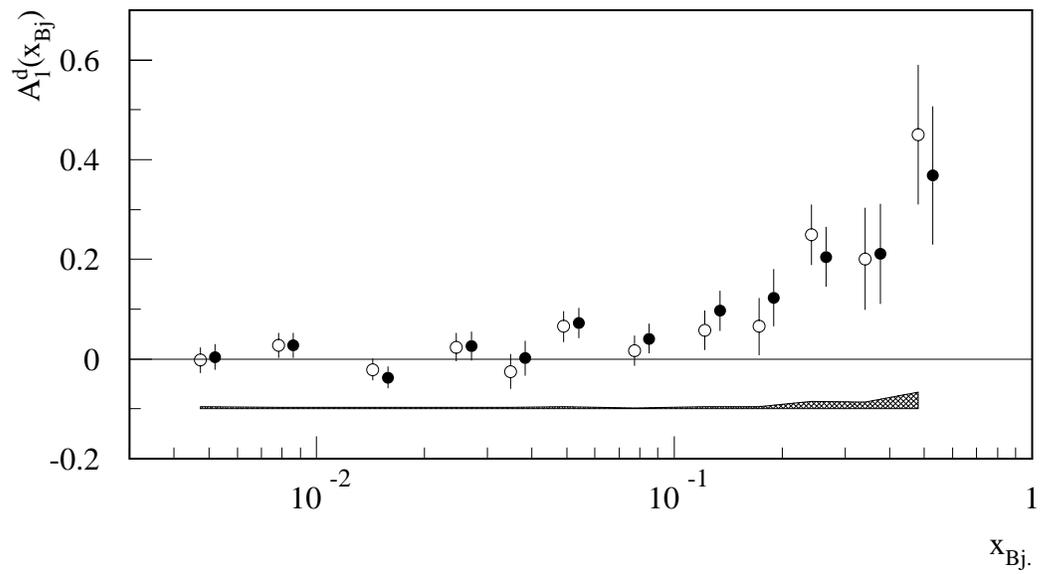


Abbildung 4.14: Asymmetrie  $A_1^d$  als Funktion von  $x_{Bj}$  für die 190 GeV Deuterium Daten des Jahres 1995, berechnet mit der  $fD$ -Methode ( $\circ$ ) und der Likelihood-Methode ( $\bullet$ ). Zum besseren Vergleich sind die Daten der  $fD$ -Methode zu höheren  $x_{Bj}$  verschoben dargestellt. Der Fehlerbalken entspricht dem statistischen Fehler, der systematische Fehler ist als Band zu erkennen.

# Falsche Asymmetrien

Die folgenden Tabellen fassen die Ergebnisse der Analyse der Auswirkungen von zeitlichen Akzeptanzvariationen zusammen. Die Daten sind für die einzelnen Jahre bei den in Kapitel 4.14 beschriebene Strahlenergien registriert worden. Die Datenschnitte sind dieselben wie bei der Berechnung der Asymmetrie. Es handelt sich hier um die Daten, die mit der Methode der Wichtung der einzelnen Ereignisse gewonnen wurden.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_f^d$	$g_f^d$	$g_f^d(Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.008	1.2	$0.057 \pm 0.079 \pm 0.010$	$0.758 \pm 1.065 \pm 0.135$	$1.325 \pm 1.859 \pm 0.280$
0.015	1.9	$-0.034 \pm 0.053 \pm 0.008$	$-0.292 \pm 0.448 \pm 0.086$	$-0.441 \pm 0.671 \pm 0.127$
0.025	2.9	$0.168 \pm 0.064 \pm 0.025$	$0.931 \pm 0.352 \pm 0.135$	$1.225 \pm 0.464 \pm 0.188$
0.035	3.7	$0.247 \pm 0.077 \pm 0.037$	$1.008 \pm 0.314 \pm 0.144$	$1.242 \pm 0.387 \pm 0.185$
0.049	4.9	$0.063 \pm 0.070 \pm 0.013$	$0.188 \pm 0.210 \pm 0.035$	$0.216 \pm 0.241 \pm 0.042$
0.077	7.1	$0.154 \pm 0.071 \pm 0.024$	$0.306 \pm 0.141 \pm 0.045$	$0.321 \pm 0.148 \pm 0.048$
0.121	10.1	$0.082 \pm 0.098 \pm 0.015$	$0.102 \pm 0.122 \pm 0.018$	$0.102 \pm 0.122 \pm 0.018$
0.172	13.8	$0.142 \pm 0.151 \pm 0.022$	$0.116 \pm 0.124 \pm 0.018$	$0.115 \pm 0.123 \pm 0.018$
0.238	18.5	$0.185 \pm 0.187 \pm 0.029$	$0.095 \pm 0.096 \pm 0.014$	$0.096 \pm 0.097 \pm 0.014$
0.338	25.6	$0.472 \pm 0.410 \pm 0.069$	$0.124 \pm 0.108 \pm 0.018$	$0.131 \pm 0.114 \pm 0.019$
0.456	34.5	$-0.112 \pm 1.000 \pm 0.021$	$-0.012 \pm 0.112 \pm 0.002$	$-0.016 \pm 0.130 \pm 0.003$

Tabelle 4.17: Falsche Asymmetrie für die Deuterium Daten des Jahres 1992 und 11  $x_{Bj}$ -Bereiche.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_f^d$	$g_f^d$	$g_f^d(Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.005	1.3	$0.001 \pm 0.016 \pm 0.004$	$0.036 \pm 0.387 \pm 0.128$	$0.066 \pm 0.711 \pm 0.182$
0.008	2.1	$-0.003 \pm 0.015 \pm 0.004$	$-0.044 \pm 0.253 \pm 0.095$	$-0.067 \pm 0.390 \pm 0.103$
0.014	3.7	$-0.002 \pm 0.013 \pm 0.004$	$-0.024 \pm 0.138 \pm 0.064$	$-0.031 \pm 0.179 \pm 0.057$
0.025	6.0	$-0.006 \pm 0.019 \pm 0.004$	$-0.043 \pm 0.124 \pm 0.043$	$-0.048 \pm 0.140 \pm 0.035$
0.035	8.1	$-0.005 \pm 0.023 \pm 0.005$	$-0.024 \pm 0.112 \pm 0.032$	$-0.025 \pm 0.117 \pm 0.024$
0.049	10.8	$-0.001 \pm 0.020 \pm 0.005$	$-0.004 \pm 0.071 \pm 0.023$	$-0.004 \pm 0.071 \pm 0.017$
0.077	15.5	$0.003 \pm 0.021 \pm 0.007$	$0.008 \pm 0.046 \pm 0.015$	$0.007 \pm 0.044 \pm 0.011$
0.122	22.1	$0.000 \pm 0.028 \pm 0.008$	$0.001 \pm 0.037 \pm 0.008$	$0.001 \pm 0.035 \pm 0.007$
0.172	28.5	$0.002 \pm 0.041 \pm 0.009$	$0.002 \pm 0.034 \pm 0.005$	$0.002 \pm 0.033 \pm 0.005$
0.241	36.3	$0.000 \pm 0.045 \pm 0.011$	$0.000 \pm 0.022 \pm 0.003$	$0.000 \pm 0.023 \pm 0.003$
0.341	46.2	$-0.001 \pm 0.077 \pm 0.014$	$0.000 \pm 0.019 \pm 0.002$	$0.000 \pm 0.021 \pm 0.002$
0.478	57.2	$0.009 \pm 0.109 \pm 0.019$	$0.001 \pm 0.010 \pm 0.001$	$0.001 \pm 0.012 \pm 0.001$

Tabelle 4.18: Falsche Asymmetrie für die Deuterium Daten des Jahres 1994 und 12  $x_{Bj}$ -Bereiche.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_f^d$	$g_f^d$	$g_f^d(Q^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.005	1.3	$-0.001 \pm 0.014 \pm 0.003$	$-0.02 \pm 0.34 \pm 0.12$	$-0.03 \pm 0.60 \pm 0.13$
0.008	2.1	$-0.001 \pm 0.014 \pm 0.003$	$-0.01 \pm 0.22 \pm 0.07$	$-0.02 \pm 0.34 \pm 0.07$
0.014	3.7	$0.000 \pm 0.012 \pm 0.005$	$0.00 \pm 0.12 \pm 0.04$	$-0.01 \pm 0.16 \pm 0.07$
0.025	5.9	$0.002 \pm 0.017 \pm 0.003$	$0.01 \pm 0.11 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.13 \pm 0.02$
0.035	8.0	$-0.002 \pm 0.021 \pm 0.004$	$-0.01 \pm 0.10 \pm 0.02$	$-0.01 \pm 0.11 \pm 0.02$
0.049	10.7	$-0.002 \pm 0.018 \pm 0.004$	$-0.01 \pm 0.06 \pm 0.01$	$-0.01 \pm 0.06 \pm 0.01$
0.077	15.4	$-0.004 \pm 0.019 \pm 0.004$	$-0.01 \pm 0.04 \pm 0.01$	$-0.01 \pm 0.04 \pm 0.01$
0.122	21.9	$0.001 \pm 0.026 \pm 0.004$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.00$
0.172	28.3	$-0.002 \pm 0.037 \pm 0.004$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.03 \pm 0.00$
0.241	36.0	$0.002 \pm 0.041 \pm 0.006$	$0.00 \pm 0.02 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.341	46.1	$-0.006 \pm 0.070 \pm 0.007$	$0.00 \pm 0.02 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.477	57.3	$0.028 \pm 0.100 \pm 0.009$	$0.00 \pm 0.01 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.01 \pm 0.00$

Tabelle 4.19: Falsche Asymmetrie für die Deuterium Daten des Jahres 1995 und 12  $x_{Bj}$ -Bereiche.

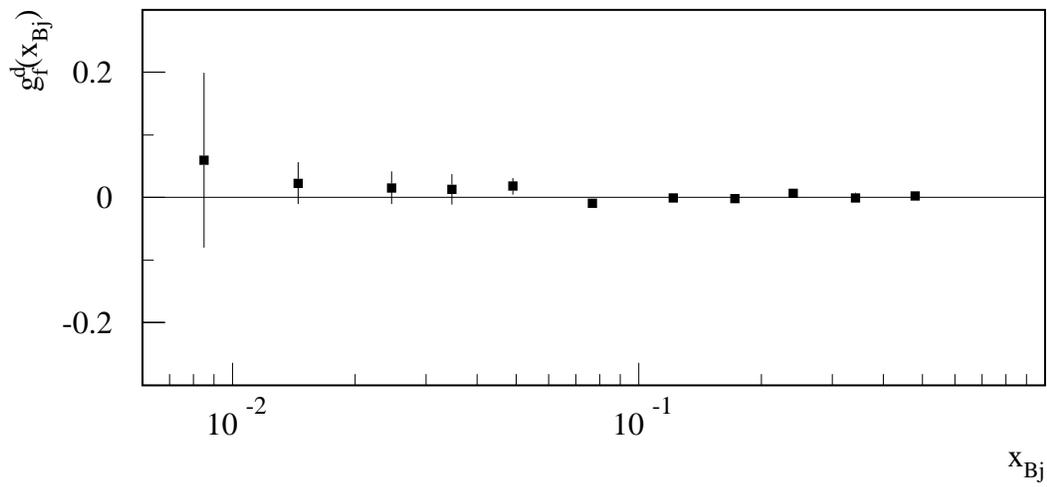
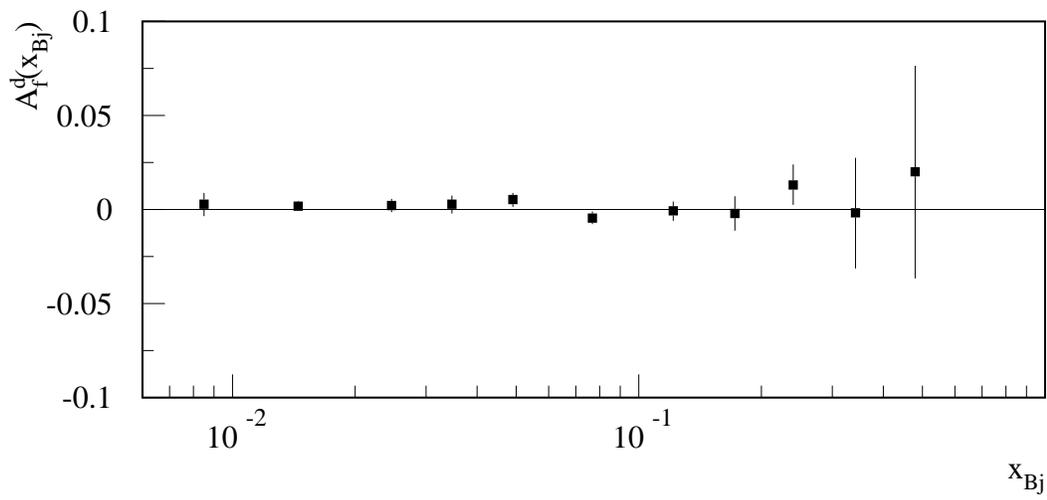


Abbildung 4.15: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  des Jahres 1992 und 11  $x_{Bj}$ -Bereiche. Der Fehlerbalken entspricht nur dem statistischen Fehler.

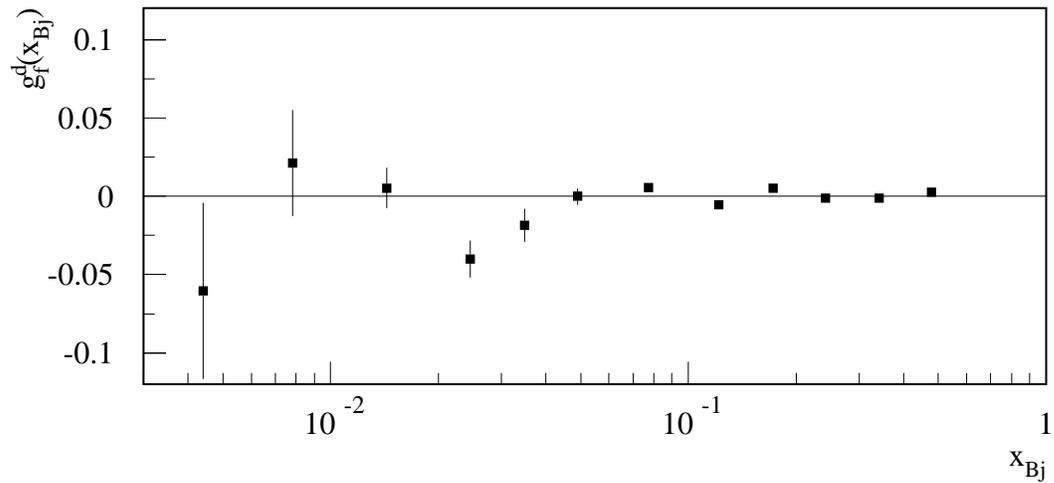
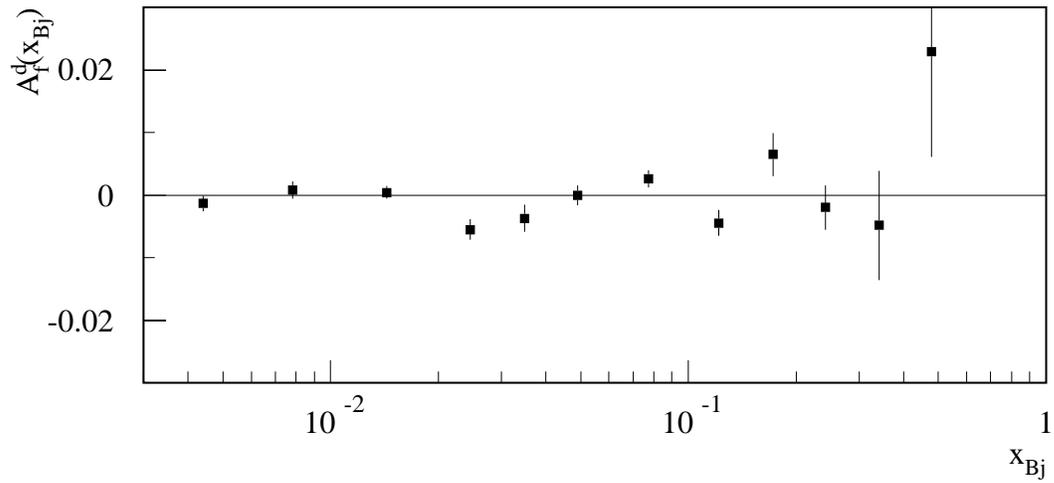


Abbildung 4.16: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  des Jahres 1994 und 12  $x_{Bj}$ -Bereiche. Der Fehlerbalken entspricht nur dem statistischen Fehler.

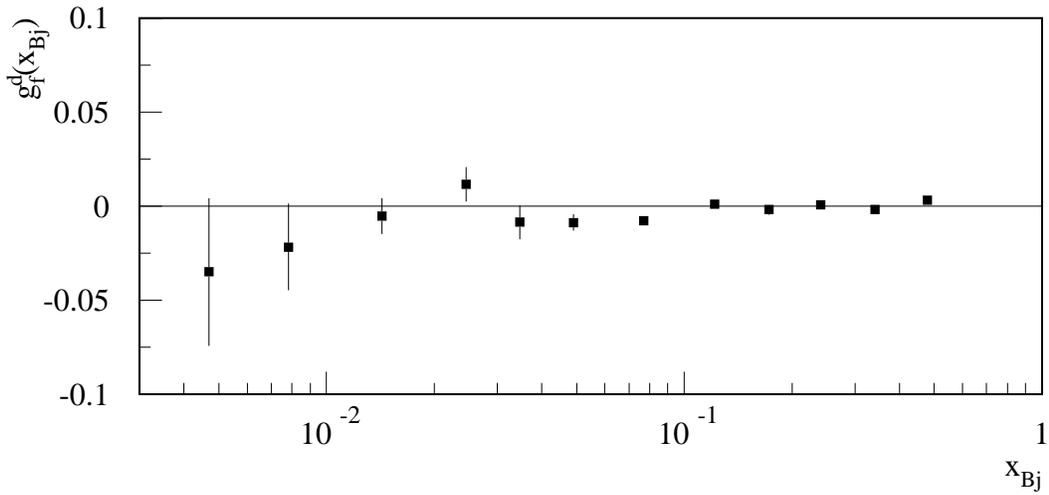
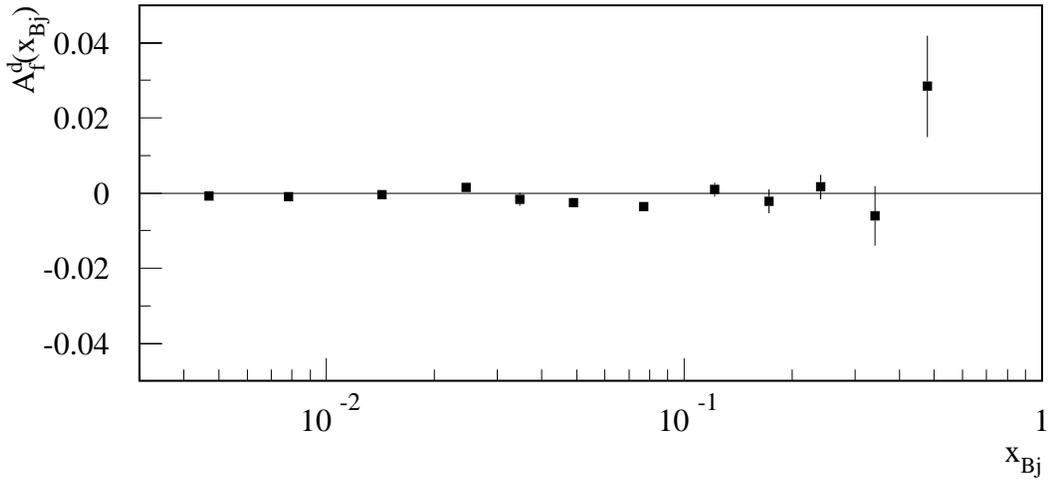


Abbildung 4.17: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  des Jahres 1995 und 12  $x_{Bj}$ -Bereiche. Der Fehlerbalken entspricht nur dem statistischen Fehler.

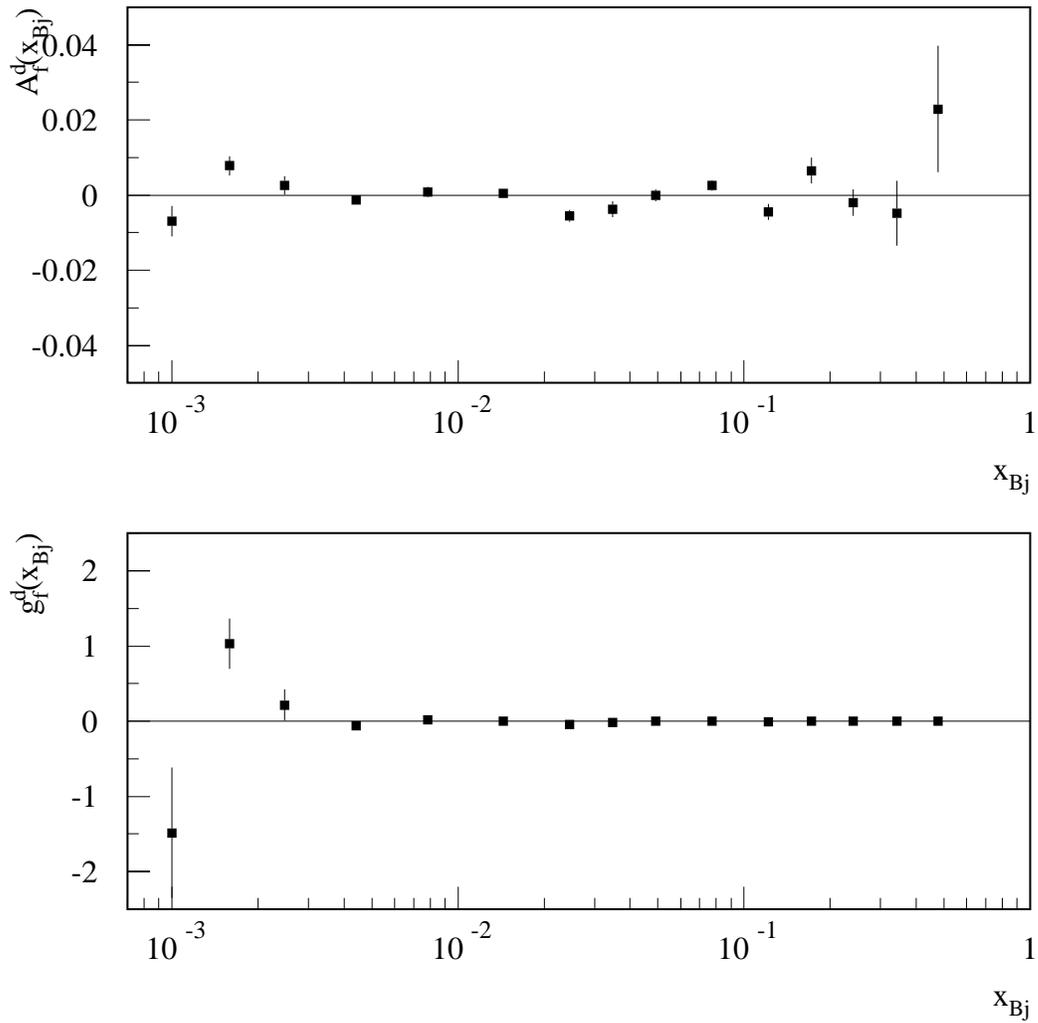


Abbildung 4.18: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  des Jahres 1994 und 15  $x_{Bj}$ -Bereiche. Der Fehlerbalken entspricht nur dem statistischen Fehler.

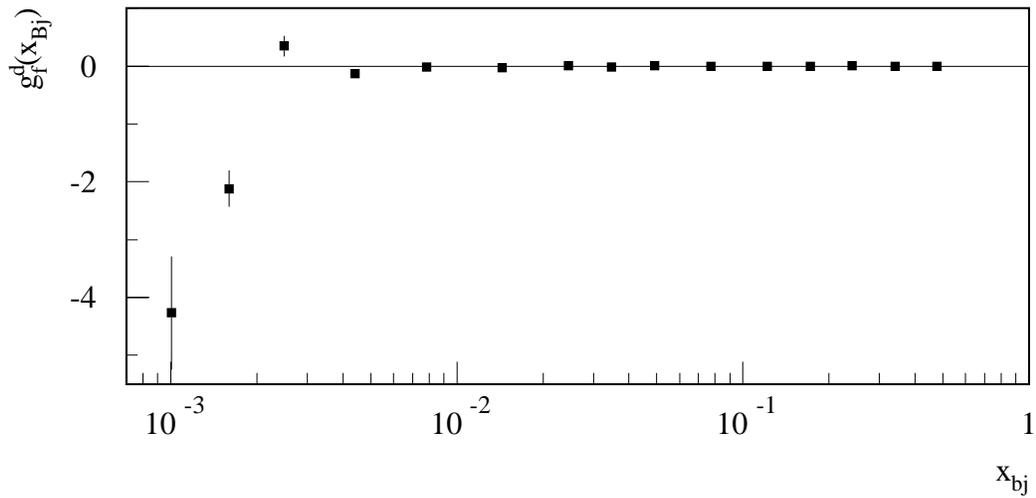
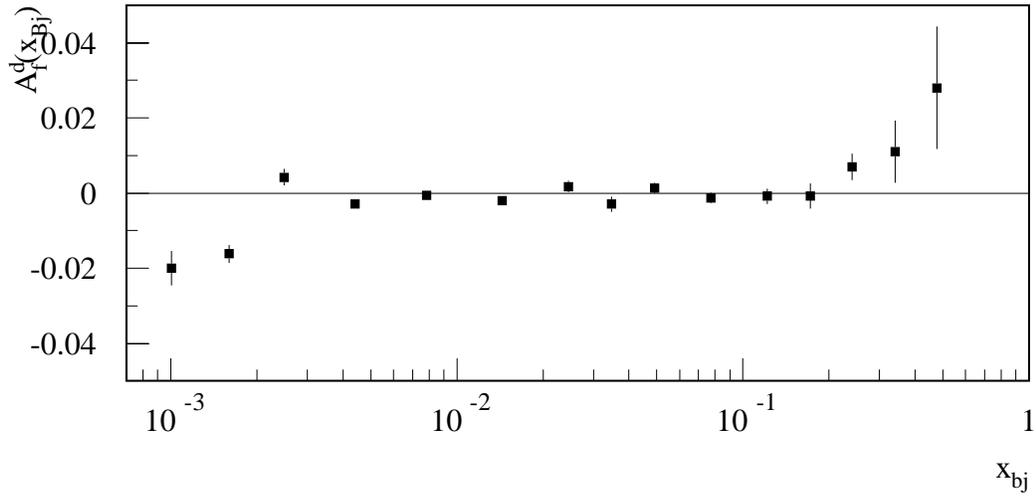


Abbildung 4.19: Falsche Asymmetrie als Funktion von  $x_{Bj}$  des Jahres 1995 und 15  $x_{Bj}$ -Bereiche. Der Fehlerbalken entspricht nur dem statistischen Fehler.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Anteile am totalen Wirkungsquerschnitt . . . . .	2
1.2	Feynmangraph der tiefinelastischen Streuung . . . . .	2
1.3	Depolarisationsfaktor . . . . .	7
1.4	Kinematischer Bereich der einzelnen Experimente . . . . .	12
2.1	Aufbau des Spektrometers . . . . .	20
2.2	Kinematischer Bereich der Trigger 1 Ereignisse . . . . .	22
2.3	Kinematischer Bereich von Trigger 2 Ereignissen . . . . .	23
2.4	Position der zum Trigger 2 gehörenden Hodoskopebenen . . . . .	24
2.5	Schemazeichnung der Trigger 2 Logik . . . . .	25
2.6	Kinematischer Bereich von Trigger 14 Ereignissen . . . . .	26
2.7	Aufbau der P67 Module . . . . .	28
2.8	$x_{Bj}$ -Abhängigkeit der Trigger 2 Daten . . . . .	31
2.9	Aufbau des polarisierten Targets . . . . .	34
2.10	Energy Niveaus bei der DNP . . . . .	35
2.11	Strahlprofil und Steigungen des Myonstrahls . . . . .	37
2.12	Aufbau der Beam Momentum Station . . . . .	38
2.13	Impulsverteilung der Strahlmyonen . . . . .	39
2.14	Aufbau des Polarimeters . . . . .	40
2.15	Positronen Energiespektrum im Myonzerfall . . . . .	41
3.1	Zeitliche Verlauf der Kammereffizienz . . . . .	45
3.2	Verlauf der Kammereffizienz als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	46
3.3	Vergleich der beiden Methoden zur Parametrisierung der Effizienz . . . . .	47
3.4	Akzeptanzverhältnis als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	48
3.5	Akzeptanz als Funktion der Zeit . . . . .	49

3.6	Prinzip der Berechnung der falschen Asymmetrie . . . . .	50
3.7	Falsche Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ Standardmethode . . . . .	51
3.8	Falsche Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ Wichtungsmethode . . . . .	53
3.9	Falsche Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ Likelihoodmethode . . . . .	55
4.1	Verdünnungsfaktor als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	60
4.2	Physikalische Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	61
4.3	Vergleich der SMC Daten mit den SLAC Daten . . . . .	62
4.4	$Q^2$ -Abhängigkeit der Asymmetrie $A_1^d$ . . . . .	62
4.5	Strahlungskorrekturen als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	64
4.6	Die Strukturfunktion $A_2$ als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	66
4.7	Die Strukturfunktion $R$ als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	69
4.8	Die Strukturfunktion $F_2^d(x_{Bj}, Q^2)$ als Funktion von $x_{Bj}$ und $Q^2$ . . . . .	70
4.9	Die spinabhängige Strukturfunktion $g_1^d$ als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	71
4.10	$g_1^d(x_{Bj})$ nach $Q^2$ -Entwicklung . . . . .	74
4.11	Die ersten Momente von Deuterium und Proton . . . . .	76
4.12	Physikalische Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ 1992 . . . . .	86
4.13	Physikalische Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ 1994 . . . . .	86
4.14	Physikalische Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ 1995 . . . . .	87
4.15	Falsche Asymmetrie 1992 11 $x_{Bj}$ -Bereiche . . . . .	90
4.16	Falsche Asymmetrie 1994 12 $x_{Bj}$ -Bereiche . . . . .	91
4.17	Falsche Asymmetrie 1995 12 $x_{Bj}$ -Bereiche . . . . .	92
4.18	Falsche Asymmetrie 1994 15 $x_{Bj}$ -Bereiche . . . . .	93
4.19	Falsche Asymmetrie 1995 15 $x_{Bj}$ -Bereiche . . . . .	94

# Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenfassung der verschiedenen Trigger . . . . .	21
2.2	Zusammenfassung der Trigger 2 Daten . . . . .	23
2.3	Gaszusammensetzung der P67 Proportionaldriftkammern . . . . .	29
2.4	Stabilisierung der Rekonstruktion durch P67. Gezeigt werden die Rekonstruktionsverluste in Abhängigkeit von einem Abfall in der Effizienz. ST67 Rekonstruktionsverluste werden teilweise durch P67 aufgefangen. . . . .	30
2.5	Aufteilung der Ereignisse nach dem nachweisendem Kammersystem . . . . .	30
2.6	Übersicht über die verwendeten Kammertypen . . . . .	32
3.1	Mittlere Effizienzen . . . . .	44
3.2	Falsche Asymmetrie als Funktion von $x_{Bj}$ . . . . .	54
4.1	Datenschnitte für die Deuterium Daten . . . . .	57
4.2	Datenschnitte für die Deuterium Daten . . . . .	58
4.3	Parameter der $Q^2$ -Abhängigkeit . . . . .	63
4.4	Hintergrundpolarisation . . . . .	65
4.5	Systematischer Fehler aufgrund zeitlicher Akzeptanzvariationen . . . . .	67
4.6	Systematischer Fehler aufgrund der Strahlungskorrekturen . . . . .	68
4.7	Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $R$ . . . . .	68
4.8	Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in $R$ . . . . .	72
4.9	$Q^2$ -Entwicklung von $g_1^d$ und $g_1^p$ . . . . .	73
4.10	Zusammenfassung der systematischen Fehlerbeiträge . . . . .	76
4.11	Asymmetrien für die Deuterium Daten $fD$ -Methode 1992 . . . . .	83
4.12	Asymmetrien für die Deuterium Daten $fD$ -Methode 1994 . . . . .	83
4.13	Asymmetrien für die Deuterium Daten $fD$ -Methode 1995 . . . . .	84
4.14	Asymmetrie für die Deuterium Daten Likelihood-Methode 1992 . . . . .	84
4.15	Asymmetrie für die Deuterium Daten Likelihood-Methode 1994 . . . . .	85
4.16	Asymmetrie für die Deuterium Daten Likelihood-Methode 1995 . . . . .	85
4.17	Falsche Asymmetrie für die Deuterium Daten 1992 . . . . .	88
4.18	Falsche Asymmetrie für die Deuterium Daten 1994 . . . . .	89
4.19	Falsche Asymmetrie für die Deuterium Daten 1995 . . . . .	89

# Literaturverzeichnis

- [1] L/ A. Ahrens et. al., Phys. Rev. D35 (1987) 785
- [2] G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [3] M. Anselmino, A. Efremov und E. Leader, Phys. Rep. 261 (1995) 1
- [4] R. G. Arnold et al., Phys. Rev. C21 (1980) 1426
- [5] R. D. Ball, S. Forte und G. Ridolfi, Nucl. Phys. B444 (1995) 287
- [6] A. C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B237 (1990) 592
- [7] L. B. Betev, Dissertation (unveröffentlicht), Universität München (1996)
- [8] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 148 (1966) 1467
- [9] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D1 (1970) 1376
- [10] W. Buck, F. Gross, Phys. Rev. D20 (1979) 2361
- [11] S. Bültmann, Nucl. Instr. and Meth. A356 (1995) 106
- [12] F. E. Close und R. G. Roberts, Phys. Lett. B316 (1993) 165
- [13] N. Doble et al., Nucl. Instr. and Meth. A343 (1994) 351
- [14] M. G. Donzel und E. de Rafael, Nuove Cimento 4A (1971) 363
- [15] J. Ellis und M. Karliner, Phys. Lett. B213 (1988) 73
- [16] J. Ellis, R. L. Jaffe, Phys. Rev. D9 (1974) 1444
- [17] J. Ellis, R. L. Jaffe, Phys. Rev. D10 (1974) 1669
- [18] M. J. Alguard et. al. , Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1261
- [19] M. J. Alguard et. al. , Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 70
- [20] D. L. Anthony et. al. , Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 959
- [21] K. Abe et. al. , Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 346
- [22] K. Abe et. al. , SLAC-PUB-95 6982
- [23] R. Arnold et. al. , SLAC Proposal E154 (1993)
- [24] R. Arnold et. al. , SLAC Proposal E155 (1993)

- [25] P. Anthony et. al. , Phys. Letter B463 (1999) 339
- [26] D. Adams et. al., Phys. Lett. B336 (1994) 269
- [27] D. Adams et. al., Phys. Lett. B396 (1997) 338
- [28] O. C. Allkofer et. al. , Nucl. Instrum. and Methods 179 (1981) 445
- [29] J. P. Albanese et. al. , Nucl. Instrum. and Methods 212 (1983) 111
- [30] O. C. Allkofer et. al. , Nucl. Instrum. and Methods A251 (1986) 437
- [31] J. Ashman et. al. , Nucl. Phys. B206 (1988) 364
- [32] D. Fasching, Dissertation (unveröffentlicht), Northwestern University (1996)
- [33] A. V. Kotwal, Dissertation (unveröffentlicht), Harvard University (1995)
- [34] M. Grosse-Pferdekamp, Dissertation (unveröffentlicht), University of California (1995)
- [35] T. Ahmed et al., Nucl. Phys. B349 (1995) 471
- [36] R. L. Heimann, Nucl. Phys. B64 (1973) 429
- [37] HERMES Kollaboration, HERMES Proposal PRC90/01 (1990)
- [38] HERMES Kollaboration, HERMES technical Design Report (1993)
- [39] U. Stösslein, Spin 2000, AIP conference proceedings Vol570 (2000) 387
- [40] P. Hoodbhoy, R. L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. B312 (1989) 571
- [41] V. Hughes and J. Kuti, Ann. Rev. Nucl. Part. 33 (1983) 611
- [42] C. Itzykson and J. B. Zuber, McGraw-Hill, New York (1980)
- [43] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C21 (1980) 861
- [44] M. Lacombe et al., Phys. Lett. B101 (1981) 139
- [45] S. A. Larin, S. G. Gorishny, Phys. Lett. B172 (1986) 109
- [46] S. A. Larin, J. A. M. Vermaseren, Phys. Lett. B259 (1991) 345
- [47] S. A. Larin, Phys. Lett. B334 (1994) 192
- [48] T. D. Lee and C. S. Wu, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 15 (1965) ???
- [49] J. Lichtenstadt und H. J. Lipkin, Phys. Lett. B353 (1995) 119
- [50] A. L. Kataev, Phys. Rep. D50 (1994) 5469
- [51] L. Klostermann, Dissertation (unveröffentlicht), Universität Delft (1995)
- [52] J. Kodeira et. al. , Phys. Rev. D20 (1979) 627
- [53] J. Kodeira et. al. , Nucl. Phys. B159 (1979) 99
- [54] J. Kodeira, Nucl. Phys. B165 (1980) 129
- [55] D. Krämer, Nucl. Instr. and Meth. A356 (1995) 79

- [56] J. Kyynäräinen, Nucl. Instr. and Meth. A356 (1995) 47
- [57] R. Machleidt et al., Phys. Rep. 149 (1987) 1
- [58] A. Milsztajn et al., Zeit. f. Phys. C49 (1992) 527
- [59] L. Montanet et. al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D50 (1994) 1173
- [60] P. Arnaudruz et. al., Phys. Lett. B295 (1992) 159
- [61] M. Arneodo et al., CERN-PPE/95-138
- [62] G. Rädcl, Persönliche Mitteilung (1996)
- [63] A. Rosado, Diplomarbeit LMU München (1993) 26
- [64] T. V. Kukhto and N. M. Shumeiko, Nucl. Phys. B219 (1983) 412
- [65] L. W. Whitlow et al., Phys. Lett. B282 (1992) 475
- [66] B. Adeva et al., CERN/SPSC (1988) 47
- [67] B. Adeva et al., Phys. Lett. B302 (1993) 533
- [68] B. Adams et al., Phys. Lett. B336 (1994) 125
- [69] D. Adams et al., Phys. Lett. B329 (1994) 399
- [70] D. Adams et al. Erratum, Phys. Lett. B339 (1994) 332
- [71] D. Adams et al., Phys. Lett. B357 (1995) 248
- [72] A. Staude, Persönliche Mitteilung (1993)
- [73] U. Stiegler, SMC interner Bericht 94-51 (1994)
- [74] L. W. Whitlow et al., Phys. Lett. B250 (1990) 193
- [75] E. B. Zijstra und W. L. Neerven, Nucl. Phys. B417 (1994) 61
- [76] M. Z. Zuilhof und J. A. Tjon, Phys. Rev. C22 (1980) 2369
- [77] M. Derrick et al., Zeit. f. Phys. C65 (1995) 627

# Danksagung

Mein ganz besonderer Dank gilt A. STAUDE für die Betreuung dieser Arbeit und die Aufnahme in die SMC. Durch seine wissenschaftliche Anleitung hat er ganz wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ganz besonderer Dank gebührt L. BETEV, A. ROSADO-SCHLOSSER und U. STIEGLER die mich immer durch ihr ernsthaftes Interesse an allen Fragestellungen, die im Zusammenhang mit dieser Analyse aufgetreten sind, unterstützt haben. Aus mancher Diskussion mit ihnen resultierten Anregungen, die ganz entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Das SMC-Experiment ist ein Gemeinschaftsprojekt von über 50 Physikern und Technikern. Aus Vorträgen und Diskussionen auf den Kollaborationstreffen sind oft wichtige Anstöße gekommen. In diesem Sinne hat die ganze Kollaboration an dieser Arbeit mitgewirkt, wofür ich mich recht herzlich bei allen Mitgliedern bedanke.

Danken möchte ich den Technikern der Universität München, H. HERBERT und M. HASE, die mir bei der Konstruktion und der Inbetriebnahme der P67 Proportionaldriftkammern sehr geholfen haben.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau L. VOGT für ihre unendliche Geduld, sowie meiner Schwester B. VOGT-TRENDELKAMP und meiner Mutter, die mich immer unterstützt haben.

# Lebenslauf

Jens Vogt

## Persönliche Daten:

Geboren: 02/03/1963 in Dortmund

Familienstand: verheirated, 1 Kind

Mutter: Herta Vogt geb. Tessarzyk, Vater: Winfried Vogt

## Ausbildung:

*1969-1973* Fritz Reuter Grundschule, Dortmund

*1973-1979* Wilhelm Röntgen Realschule, Dortmund

*1979-1982* Lehre als Autolackierer, Fa. Winfried Vogt, Dortmund

*1982-1983* Zivildienst Arbeiterwohlfahrt, Dortmund

*1983-1985* Abendgymnasium, Dortmund

*1983-1985* Angestellt als Autolackierergeselle Fa. Winfried Vogt, Dortmund

*1985-1991* Ludwig Maximilians Universität, Falkultät für Physik, München

. Akademischer Grad: Diplom 1991, Note: gut

## Arbeitsverhältnisse:

*1991-1996* Ludwig-Maximilians-Universität München, Wissenschaftliche

. Angestellter, SMC Kollaboration.

*1996-1998* Technical Support Manager, ISO (International Standardization

. Organization), Genf/Schweiz

*1998-2000* Technical Manager Computer Associates, Nyon, Schweiz

*2000-2002* Technology Leader Computer Associates, Islandia/NY, USA