

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Diplom-Physikerin Ursula Gaul, geb. Jaenicke
aus Backnang
- 1. Juli 1992 -

Messung des Verhältnisses
der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$
von Neutron und Proton
in der
tiefinelastischen Streuung
von Myonen
an Deuterium und Wassertoff

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Rith
Prof. Dr. Hans-Jürgen Pirner

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung	1
Kapitel 2: Theoretische Grundlagen der tiefinelastischen Streuung	4
2.1 Kinematik und Wirkungsquerschnitte	4
2.2 Das Quark-Parton-Modell	8
2.3 Skalenbrechung und die Funktion $R(x_B, Q^2)$	11
2.4 Summenregeln	18
2.5 Experimente zur Messung von Strukturfunktionen	20
2.6 Motivation zur detaillierten Messung des Strukturfunktions- verhältnisses von Neutron und Proton	24
Kapitel 3: Aufbau des NMC-Experiments	27
3.1 Der Myonenstrahl M2 am CERN	27
3.2 Das Spektrometer der NMC	28
3.3 Die Targetanordnung	34
3.4 Die Trigger der NMC	36
3.4.1 Die physikalischen Trigger	37
3.4.1.1 Trigger 1	37
3.4.1.2 Trigger 2	39
3.4.1.3 Trigger 14	39
3.5 Bestimmung des einfallenden Flusses	40
3.5.1 Trigger 10	40
3.5.2 Trigger 3 und Trigger 4	41
3.6 Die Datennahme der Periode P2D89	41
Kapitel 4: Datenanalyse	43
4.1 Alignment und Kalibrierung	44
4.2 Programme zur Datenrekonstruktion	47
4.2.1 PHENIX	47
4.2.2 GEOMETRY	49
4.2.3 SNOMUX	50
4.2.4 SNOMIN	51
4.3 Rekonstruktion der Daten der Periode P2D89	52
Kapitel 5: Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses von Neutron und Proton	54
5.1 Die Methode der komplementären Targets zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses	54
5.2 Systematische Studien	55
5.3 Berechnung des Strukturfunktionsverhältnisses	61
5.4 Korrekturen zum Strukturfunktionsverhältnis	64
5.4.1 Strahlungskorrekturen	64

Inhaltsverzeichnis

5.4.2 Korrektur der Messung der Impulse der Myonen	71
5.4.3 Targetmaterial-Korrekturen	73
5.4.4 Vertexkorrekturen	74
5.4.5 Bincentering Korrekturen	75
5.4.5 Smearing-Korrekturen	76
5.4.7 Bin-Selektion	76
5.5 Berechnung des systematischen und statistischen Fehlers	77
Kapitel 6: Diskussion des Strukturfunktionsverhältnisses	82
6.1 Die x_B -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses	82
6.2 Die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses	87
6.3 Die Differenz der Funktion R von Deuterium und Proton	91
6.4 Überprüfung der Gottfried-Summenregel	94
Kapitel 7: Die Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium	99
7.1 Monte-Carlo-Simulationen des Experiments	99
7.2 Bestimmung der Strukturfunktionen F_2^P und F_2^D	100
7.3 Ergebnisse für F_2^P und F_2^D	101
Kapitel 8: Zusammenfassung	106
Anhang A: Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Drahtkammern und der Triggerhodoskope	109
A.1 Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope	109
A.2 Nachweiswahrscheinlichkeiten der Drahtkammern	110
Literaturverzeichnis	124
Danksagung	128
Lebenslauf	

Kapitel 1: Einleitung

Mit Hilfe von Streuexperimenten kann erforscht werden, aus welchen Bausteinen die Materie besteht. Nach der Entdeckung des Atomkerns 1911 durch Rutherford mittels der Streuung von α -Teilchen an Goldfolie [Rut 11], [Gei 13], stellte dieser 1919 fest, daß Wasserstoffkerne die Grundbausteine der Atomkerne sind. Diese nannte er Protonen. Neben Protonen beinhalten Atomkerne noch Neutronen, die 1932 von Chadwick [Cha 32] entdeckt wurden. Franck und Hertz [Fra 14] untersuchten mittels Elektronenstreuung an Gasen die Elektronenkonfiguration verschiedener Atome.

In Streuexperimenten werden häufig Leptonen benützt, da diese nach dem heutigen Kenntnisstand punktförmig sind. 1956 stellte Hofstadter [Hof 56] bei Elektronenstreuexperimenten am SLAC fest, daß Nukleonen einen Radius von etwa 10^{-13} cm haben.

Für die 1968 am SLAC durchgeführten Experimente zur tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung erhielten J. I. Friedmann, H. W. Kendall und R. E. Taylor 1990 den Nobelpreis [Fri 91], [Ken 91], [Tay 91]. Bei diesen Experimenten wurden Energien bis zu 20 GeV benützt. 1969 schlug Feynman [Fey 69] vor, die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung als quasielastische Streuung an punktförmigen Konstituenten des Nukleons, den Partonen zu beschreiben. Diese wurden später mit den Gluonen und den schon 1964 von Gell-Mann und Zweig [Gel 64], [Zwe 64] postulierten Quarks identifiziert. Gluonen sind masselose Spin-1 Teilchen, die als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung die Quarks im Nukleon binden.

Die innere Struktur des Nukleons wird mit Strukturfunktionen beschrieben. Bei der Streuung von Myonen an unpolarisierten Targets benötigt man zwei Strukturfunktionen ($F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$). Im Quark-Parton-Modell sind diese über die Callan-Gross-Relation [Cal 69] verknüpft, so daß die Messung einer Strukturfunktion ausreicht.

Seit 1978 finden am CERN tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuexperimente (EMC, BCDMS und NMC) zur Messung der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ statt.

Von 1986 bis 1989 führte die Neue Myonen Kollaboration (NMC) [All 85a] ein Präzessionsexperiment am Myonenstrahl M2 des CERNs zur tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung mit dem modifizierten und erweiterten Spektrometer der EMC durch. Dabei wurde die Streuung an verschiedenen Targetmaterialien bei mehreren Energien (90 GeV, 120 GeV, 200 GeV und 280 GeV) untersucht.

Ein Teil des Meßprogramms der NMC bestand in Untersuchungen von Kerneffekten in der Quark-Gluon-Verteilung (EMC-Effekt). Dazu hat die NMC das Wirkungsquerschnittsverhältnis von schweren Kernen (${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{54}\text{Fe}$ und ${}^{208}\text{Pb}$) im Vergleich zu Deuterium mit hoher Statistik über einen großen kinematischen Bereich vermessen [Ama 92b], [Ama 91b]. Durch die spezielle Targetanordnung, die in Kapitel 3.3 beschrieben wird, können die systematischen Fehler in der Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses klein gehalten werden, da die

Flüsse und Akzeptanzen nicht in die Berechnung des Verhältnisses eingehen. Aus dem Wirkungsquerschnittsverhältnis läßt sich das Strukturverhältnis berechnen.

Neben der Abhängigkeit des EMC-Effekts von der Massenzahl A sollte untersucht werden, ob die Strukturverhältnisse $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ dieselbe A -Abhängigkeit haben. Dazu wurde die Funktion $R(x_B, Q^2)$, die sich schreiben läßt als

$$R(x_B, Q^2) = \frac{(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}) \cdot F_2(x_B, Q^2) - 2 \cdot x_B \cdot F_1(x_B, Q^2)}{2 \cdot x_B \cdot F_1(x_B, Q^2)} \quad (1.1)$$

für verschiedene Kerne (1H , 2D , ^{12}C und ^{120}Sn) gemessen. Dabei wird nicht der absolute Wert von $R(x_B, Q^2)$ extrahiert, sondern die Differenz $R^A(x_B, Q^2) - R^D(x_B, Q^2)$, da dann nur die kleinen systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittsverhältnisses berücksichtigt werden müssen.

Durch Untersuchung der J/Ψ -Produktion in der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung kann die Gluonverteilung extrahiert werden. Dazu wird die Erzeugung der J/Ψ -Mesonen im Photon-Gluon-Fusionsmodell betrachtet. Es wurde die J/Ψ -Erzeugung bei der Streuung an 1H , 2D , ^{120}Sn und ^{12}C untersucht [All 91], [Ama92c]. Durch die Messung an Kohlenstoff und Zinn kann festgestellt werden, ob die Gluonverteilung durch Kerneffekte beeinflusst wird.

Es wurden detaillierte Untersuchungen der Streuung an Wasserstoff und Deuterium durchgeführt.

Durch die Messung der x_B - und Q^2 -Abhängigkeit der Strukturverhältnisse $F_2(x_B, Q^2)$ von Deuterium und Wasserstoff mit kleinem systematischen Fehler über einen großen kinematischen Bereich konnte die Diskrepanz zwischen früheren Messungen anderer Experimente geklärt werden. Mit der Messung von Wasserstoff und Deuterium kann die Strukturverhältnisse des Neutrons $F_2^n(x_B, Q^2)$, die nicht einzeln gemessen werden kann, bestimmt werden.

Die x_B - und Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ wurde über einen großen x_B - und Q^2 -Bereich ($0.002 < x_B < 0.8$ und $0.4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 190 \text{ GeV}^2$) mit einem systematischen Fehler von weniger als 1 % im mittleren x_B -Bereich bestimmt [Ama 92a], [All 90].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Verhältnis der Strukturverhältnisse $F_2(x_B, Q^2)$ von Neutron und Proton mit Daten aus der Streuung an Wasserstoff und Deuterium bestimmt.

Mit dem Strukturverhältnis $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ kann die Funktion $(F_2^n - F_2^p)(x_B, Q^2)$ berechnet werden und die Gottfried-Summenregel überprüft werden [Ama 91a].

Außerdem kann untersucht werden, ob die Funktion $R(x_B, Q^2)$ für Wasserstoff und Deuterium gleich ist. Wenn dies der Fall ist, sind das Strukturverhältnis und das gemessene Wirkungsquerschnittsverhältnis identisch.

Messungen des Wirkungsquerschnittsverhältnisses bei kleinen Werten von x_B liefern Informationen darüber, ob das Neutron im Deuterium sich wie ein freies Neutron verhält. Bei der Bestimmung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton wird angenommen, daß der Deuteriumkern sich in guter Näherung als ein freies Proton und ein freies Neutron beschreiben läßt.

Durch die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung, die Neutrino-Nukleon-Streuung und die Proton-Proton-Streuung wird eine Parametrisierung der Quarkverteilungen ermöglicht. Mit dieser Parametrisierung können Wirkungsquerschnitte der harten Proton-Proton-, Proton-Antiproton und Elektron-Proton-Streuung (HERA) bei großen Impulsüberträgen berechnet werden.

In Kapitel 2 wird die Theorie zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung besprochen. Auf eine Beschreibung der Kinematik folgt eine Diskussion der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$, des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton sowie der Funktion $R(x_B, Q^2)$ unter Berücksichtigung des Quark-Parton-Modells und der Quantenchromodynamik. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau des NMC-Spektrometers, wobei auf die besondere Targetanordnung der komplementären Targets, die zu den Messungen des Verhältnisses der Strukturverhältnisse von Neutron und Proton $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ benutzt wurde, eingegangen wird. Der in dieser Arbeit analysierte Datensatz P2D89 wird vorgestellt. Die Rekonstruktion der Daten ist in Kapitel 4 erläutert. In Kapitel 5 ist die Extraktion des Strukturverhältnisses beschrieben. Eine Diskussion der gemessenen x_B - und Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses des in dieser Arbeit analysierten Datensatzes im Vergleich zu den 1986/87 gemessenen Daten findet sich in Kapitel 6. Zudem wird gezeigt, wie sich die Differenz der Funktion $R(x_B, Q^2)$ von Deuterium und Wasserstoff aus der Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses von Deuterium und Wasserstoff bestimmen läßt und die Gottfried-Summenregel überprüft werden kann. In Kapitel 7 ist das Monte-Carlo-Verfahren, mit dem das Experiment simuliert wurde, beschrieben. Daran schließt sich eine Diskussion der Strukturverhältnisse von Deuterium und Wasserstoff, die aus den 1986/87 gemessenen Daten extrahiert worden sind, an. Die Zusammenfassung findet sich in Kapitel 8. Im Anhang wird beschrieben, wie die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren bestimmt worden sind.

Kapitel 2: Theoretische Grundlagen der tiefinelastischen Streuung

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung gegeben. Auf eine Beschreibung der Kinematik der tiefinelastischen Streuung in Kapitel 2.1 folgt in Kapitel 2.2 die Interpretation der Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell. In Kapitel 2.3 werden Skalenbrechung, die Altarelli-Parisi-Gleichung und die Funktion $R(x_B, Q^2)$ vorgestellt. An die Beschreibung von Summenregeln in Kapitel 2.4 schließt sich eine Diskussion der Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium in Kapitel 2.5 an. Anschließend wird in Kapitel 2.6 das Strukturverhältnis von Neutron und Proton ausführlich diskutiert.

2.1 Kinematik und Wirkungsquerschnitte

Im Quark-Parton-Modell ist ein Nukleon aus drei Valenzquarks und einem See von Quark-Antiquark-Paaren aufgebaut. Die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung läßt sich in diesem Modell als quasielastische Streuung des Leptons an einem der Quarks des Nukleons interpretieren. Die anderen Quarks sind Zuschauerquarks. Der Streuvorgang in der Näherung des Ein-Photonen-Austausches ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

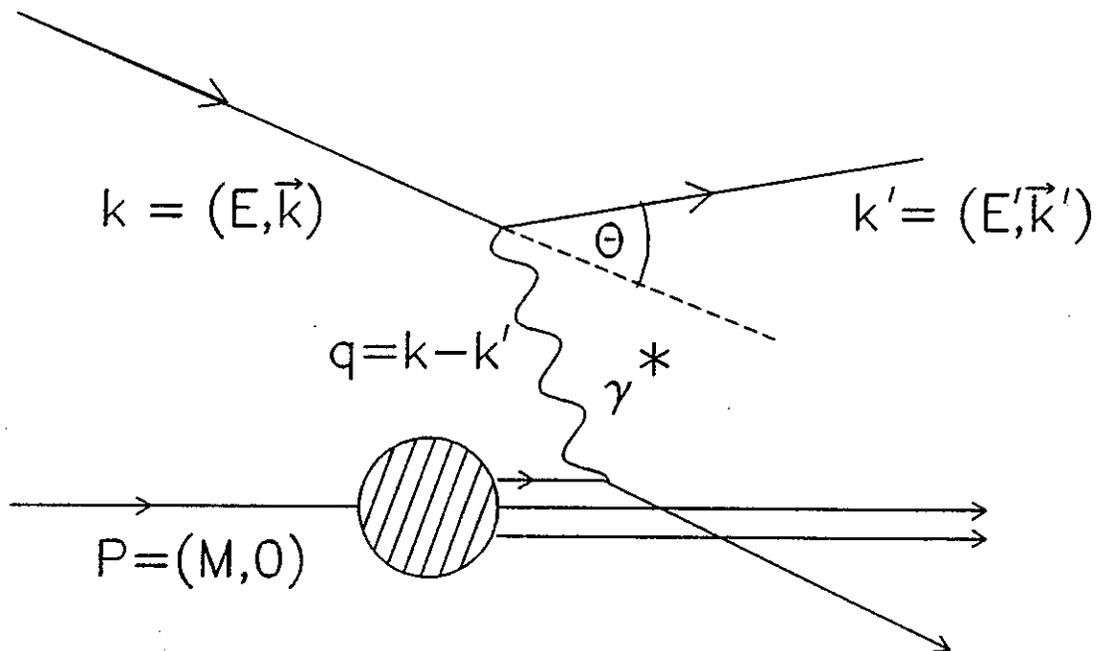


Abb. 2.1 Schematische Zeichnung zur Lepton-Nukleon-Streuung durch den Ein-Photonen-Austausch. Die Viererimpulse k , k' , q und P sind im Text erklärt.

Im folgenden gilt immer $\hbar = c = 1$.

Die nachfolgenden Gleichungen werden in Hinblick auf die von der NMC durchgeführte Myon-Nukleon-Streuung erläutert.

Das einlaufende Myon mit dem Viererimpuls $k = (E, \vec{k})$ hat nach der Streuung am Nukleon den Viererimpuls $k' = (E', \vec{k}')$. Hierbei sind E und E' die Energien und \vec{k} und \vec{k}' die Impulse. Das ausgetauschte virtuelle Photon überträgt den Viererimpuls $q = k - k'$. Der Streuvorgang ist durch die beiden Variablen q^2 und ν kinematisch vollständig beschrieben, wobei für ν gilt:

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M} \quad (2.1)$$

Da bei dem NMC-Experiment das Laborsystem (*Lab*) gleichzeitig das Ruhesystem des Targets ist, ist der Viererimpuls des Targetnukleons vor der Streuung im Laborsystem $P \stackrel{Lab}{=} (M, \vec{0})$. In diesem System ist ν der Energieübertrag vom Myon auf das Parton durch das virtuelle Photon und es gilt $\nu \stackrel{Lab}{=} E - E'$.

Für das Quadrat des Viererimpulsübertrags $q^2 = (k - k')^2$ gilt im Laborsystem

$$q^2 \stackrel{Lab}{=} 2m_\mu^2 - 2EE' + 2|\vec{k}||\vec{k}'|\cos\Theta \quad (2.2)$$

Θ ist der Streuwinkel im Laborsystem und m_μ die Masse des Myons. Für $E \gg m_\mu$ wird daraus

$$q^2 \stackrel{Lab}{\approx} -4EE' \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (2.3)$$

Das ausgetauschte Photon ist raumartig, da stets $q^2 < 0$ gilt. Im allgemeinen wird die positive Variable $Q^2 = -q^2$ definiert.

Äquivalent zur Beschreibung des Streuvorgangs mit den Variablen ν und Q^2 ist eine Beschreibung des Streuvorgangs mit den Skalenvariablen x_B und y . Die Variable y mit

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{Lab}{=} \frac{\nu}{E} \quad (2.4)$$

ist im Laborsystem der Bruchteil der Energie des einlaufenden Myons, den das virtuelle Photon überträgt. Für x_B gilt:

$$x_B = \frac{-q^2}{2 \cdot P \cdot q} \quad (2.5)$$

Zur Interpretation von x_B betrachtet man den inelastischen Streuvorgang in der Regel im Breitsystem. Dies ist ein schnell bewegtes Bezugssystem, in dem die Quarks keine Transversalimpulse haben. Das Photon und das Parton treffen kollinear aufeinander. Für $Q^2 \gg M$ hat das gestreute Parton den Viererimpuls $x_B \cdot P$, wenn seine Masse und transversale Bewegung vernachlässigt werden. Dabei ist

$$x_B \stackrel{Breit}{=} \frac{Q^2}{2 \cdot M \cdot \nu} \quad (2.6)$$

Für die invariante Masse des hadronischen Endzustandes gilt

$$W^2 = (P + q)^2 \stackrel{Lab}{=} M^2 + 2 \cdot M \cdot \nu - Q^2 . \quad (2.7)$$

W^2 ist das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem von virtuellem Photon und Targetnukleon. W^2 muß wegen der Baryonenzahl-Erhaltung größer oder gleich der quadratischen Masse des Nukleons sein, das das leichteste Baryon ist: $W^2 \geq M^2$. Damit ist eine obere Schranke für den Impulsübertrag gegeben:

$$Q^2 \leq 2 \cdot M \cdot \nu . \quad (2.8)$$

Für $W^2 = M^2$ liegt elastische Streuung vor, dort gilt $Q^2 = 2 \cdot M \cdot \nu$, dann ist $x_B = 1$. Für $0 < x_B < 1$ erfolgt inelastische Streuung an Nukleonen. Dabei werden die Nukleonen angeregt und Hadronen erzeugt. x_B ist also ein Maß für die Inelastizität des betrachteten Prozesses.

Die oben beschriebenen Größen können für die Streuung am Nukleon die folgenden Werte annehmen

$$0 < \nu < E \quad (2.9)$$

$$0 < Q^2 \leq 2 \cdot M \cdot \nu \quad (2.10)$$

$$0 < x_B \leq 1 \quad (2.11)$$

$$0 < y < 1 . \quad (2.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmter Endzustand auftritt, wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt gegeben. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Myon und Targetnukleon dominiert der Ein-Photonen-Austausch. Der Wirkungsquerschnitt für den Ein-Photonen-Austausch im Rahmen der Quantenelektrodynamik spaltet in einen leptonischen Tensor $L_{\mu\nu}$ und einen hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$ auf:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{E'}{E} \cdot L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} . \quad (2.13)$$

Dabei ist $d\Omega$ das Raumwinkelement, in das gestreut wird, und α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung (der Faktor α^2/Q^4 in Gleichung (2.13) tritt wegen des Ein-Photonen-Austauschs auf). $L_{\mu\nu}$ ist der leptonische Tensor, für den

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{s'} \left[\bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s) \right] \cdot \left[\bar{u}(k, s) \gamma_\nu u(k', s') \right] \quad (2.14)$$

oder auch

$$L_{\mu\nu} = 2[k'_\mu k_\nu + k_\mu k'_\nu + (m_\mu^2 - k k') g_{\mu\nu}] \quad (2.15)$$

gilt. Er kann exakt berechnet werden [Fey 72]. Dabei ist s bzw. s' der Spin des Anfangs- bzw. des Endzustands und $\bar{u}(k, s)\gamma_\nu u(k', s')$ ist der elektromagnetische Strom des Myons. γ_ν sind die Dirac'schen Gamma-Matrizen und $g_{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor, für dessen Diagonalelemente $g_{\mu\mu} = (1, -1, -1, -1)$ gilt, während alle anderen Elemente Null sind.

Im hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$ ist die unbekannte innere Struktur des Targetnukleons enthalten. Diese wird durch die sogenannten Strukturfunktionen beschrieben. Die Zahl der unabhängigen Strukturfunktionen ist durch die Wechselwirkung und den Spin des Targets gegeben. Der Tensor $W^{\mu\nu}$, der die Strukturfunktionen enthält, spaltet in einen symmetrischen Teil $W_{sym}^{\mu\nu}$ und einen asymmetrischen Teil $W_{asym}^{\mu\nu}$ auf, $W^{\mu\nu} = W_{sym}^{\mu\nu} + i \cdot W_{asym}^{\mu\nu}$. Der symmetrische Teil wird durch die unpolarisierten Strukturfunktionen $F_i(x_B, Q^2)$ beschrieben und der asymmetrische durch die polarisierten Strukturfunktionen $g_i(x_B, Q^2)$. Letztere werden in Spin-Experimenten wie SMC und HERMES [Rit 91] vermessen und hier nicht weiter besprochen.

Da die elektromagnetische Wechselwirkung sowohl paritätserhaltend als auch stromerhaltend ($q_\mu W^{\mu\nu} = W^{\mu\nu} q_\nu = 0$) ist, reduzieren sich die zehn Komponenten des symmetrischen Tensors $W_{sym}^{\mu\nu}$ auf die zwei reellen Funktionen $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$. $W_{\mu\nu}^{sym}$ läßt sich dann schreiben als

$$W_{\mu\nu}^{sym} = W_1(Q^2, \nu) \left(-g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{Q^2} \right) + \frac{W_2(Q^2, \nu)}{M^2} \left(P_\mu + \frac{P \cdot q}{Q^2} q_\mu \right) \cdot \left(P_\nu + \frac{P \cdot q}{Q^2} q_\nu \right). \quad (2.16)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (2.13) gilt somit, wenn man über alle nicht beobachteten Zustände summiert und Lorentzinvarianz annimmt [Dre 64]:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \left[W_1(Q^2, \nu) \cdot \frac{Q^2}{2E^2} + W_2(Q^2, \nu) \cdot \left(1 - \frac{\nu}{E} - \frac{Q^2}{4E^2} \right) \right]. \quad (2.17)$$

Zur Beschreibung des Nukleons bei der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung werden gewöhnlich die zwei dimensionslosen Strukturfunktionen $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ definiert. Es gilt

$$F_1(x_B, Q^2) = M \cdot W_1(Q^2, \nu) \quad (2.18)$$

$$F_2(x_B, Q^2) = \nu \cdot W_2(Q^2, \nu). \quad (2.19)$$

Mit den Strukturfunktionen $F_i(x_B, Q^2)$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.17) schreiben als

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \left[F_1(x_B, Q^2) \cdot y^2 + \frac{F_2(x_B, Q^2)}{x_B} \cdot \left(1 - y - \frac{Mx_B y}{2E} \right) \right]. \quad (2.20)$$

Die Strukturfunktionen $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ sind über die Größe

$$R(x_B, Q^2) = \frac{\sigma_L(x_B, Q^2)}{\sigma_T(x_B, Q^2)} \quad (2.21)$$

gekoppelt. Dabei ist $\sigma_{L(T)}(x_B, Q^2)$ die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines longitudinal (transversal) polarisierten virtuellen Photons. Es gilt

$$R(x_B, Q^2) = \frac{(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}) \cdot F_2(x_B, Q^2) - 2 \cdot x_B \cdot F_1(x_B, Q^2)}{2 \cdot x_B \cdot F_1(x_B, Q^2)} \quad (2.22)$$

In der Neutrinostreuung, die durch die paritätsverletzende schwache Wechselwirkung vermittelt wird, liegt eine Mischung aus Vektor- und Axialvektorströmen ($\bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u$) vor, während bei der elektromagnetischen Wechselwirkung nur Vektorströme ($\bar{u}\gamma^\mu u$) auftreten. Dabei sind γ^μ, γ^5 die Dirac'schen Gamma-Matrizen. Deswegen benötigt man hierbei neben $F_1(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ noch die Strukturfunktion $F_3(x_B, Q^2)$. Der Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Nukleon-Streuung lautet in Abhängigkeit der drei Strukturfunktionen $F_i^{\nu N}(x_B, Q^2)$:

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx_B dy} = \frac{G^2 M E}{\pi} \cdot \left[F_2^{\nu N}(x_B, Q^2) \cdot (1 - y) + y^2 \cdot x_B \cdot F_1^{\nu N}(x_B, Q^2) + (y - \frac{y^2}{2}) \cdot x_B \cdot F_3^{\nu N}(x_B, Q^2) \right], \quad (2.23)$$

wobei die Fermikonstante G die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung ist. E ist die Neutrinoenergie und M die Masse eines Nukleons. Der Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Nukleon-Streuung hat die gleiche Form wie der Wirkungsquerschnitt für die Myon-Nukleon-Streuung, wenn man $\frac{G^2}{\pi}$ durch $\frac{8\pi\alpha^2}{Q^4}$ ersetzt und berücksichtigt, daß die Strukturfunktion $F_3(x_B, Q^2)$ bei der Myonenstreuung Null ist.

Messungen der Strukturfunktion $F_3(x_B, Q^2)$ sind zum Beispiel in [Abr 83] und [Ber 91] beschrieben.

2.2 Das Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Modell sind alle Hadronen aus Zweiquark- (Mesonen) bzw. Dreiquarksystemen (Baryonen) aufgebaut (z. B. [Clo 79], [Hal 84], [Nac 86]). Diese Quarks werden durch die Quantenzahlen Flavour, Spin, Ladung, Farbe und Baryonenzahl beschrieben. Es gibt fünf bekannte Flavours up (u), down (d), strange (s), charme (c) und bottom (b) und die experimentell noch nicht verifizierte Flavour top (t). Quarks werden nach ihrer Flavour einer der drei Familien (u, d), (c, s) und (t, b) zugeordnet. Quarks haben drittelzahlige Ladung und tragen den Spin $1/2$. Neben den oben erwähnten zwei bzw. drei Quarks (Valenzquarks), aus denen Mesonen und Baryonen aufgebaut sind, gibt es noch Seequarks. Darunter versteht man virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die während einer durch die Heisenbergsche Unschärferelation gegebenen Zeit in den Hadronen existieren.

Damit der Quarkinhalt bestimmter Teilchen – wie zum Beispiel des Ω^- (sss) – das Pauli-Prinzip nicht verletzt, führte man die Quantenzahl Farbe ein, die drei

Werte annehmen kann, nämlich rot, grün und blau. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die $SU(3)_c$. Eine theoretische Beschreibung der Quarks und ihrer Wechselwirkungen ist durch die Quantenchromodynamik (QCD) gegeben. Die Quarks werden durch die starke Wechselwirkung zusammengehalten, wobei Gluonen ausgetauscht werden. Diese sind masselose Spin-1-Teilchen. Im Gegensatz zum Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung, dem Photon, können sie daher an andere Gluonen koppeln. Aufgrund der Wechselwirkung der Gluonen untereinander, nimmt die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s logarithmisch mit dem Quadrat des Impulsübertrags Q^2 ab. In erster Ordnung Störungstheorie gilt

$$\alpha_s = \frac{12 \cdot \pi}{(33 - 2 \cdot n_f) \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad (2.24)$$

wobei n_f die Anzahl der Quarks mit Flavour f und einer Masse $m_f < \sqrt{Q^2}$ ist. Λ ist ein experimentell zu bestimmender Skalenparameter. Da die Kopplungskonstante mit wachsendem Abstand der Quarks anwächst, ist es unmöglich, freie Quarks zu erzeugen. Dies nennt man Confinement. Für große Q^2 und kleine Abstände ist die Kopplungskonstante klein, es liegt die sogenannte asymptotische Freiheit vor.

Im folgenden werden die Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell diskutiert.

Bei tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuexperimenten am SLAC stellte man 1969 fest, daß die Strukturfunktionen im Bereich mittlerer Werte von x_B bei quadratischen Impulsüberträgen Q^2 von einigen GeV^2 nicht mehr getrennt von x_B und Q^2 abhängen, sondern nur noch von x_B [Blo 69], [Bre 69]. Dann gilt:

$$\begin{aligned} M \cdot W_1(Q^2, \nu) &= F_1(x_B) \\ \nu \cdot W_2(Q^2, \nu) &= F_2(x_B). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Dieses als Skaleninvarianz bekannte Phänomen wurde 1969 von Bjorken [Bjo 69] für sehr große Werte von Q^2 vorhergesagt. Es bedeutet, daß im Nukleon punktförmige elektrisch geladene Teilchen, die Partonen [Fey 69], vorhanden sind.

Identifiziert man diese Partonen mit den oben beschriebenen Quarks, die Spin $1/2$ tragen, so läßt sich die Größe der Funktion $R(x_B, Q^2)$ abschätzen. Da im Breitensystem das Photon und das Parton kollinear aufeinandertreffen, können für Spin-0-Teilchen wegen der Drehimpulserhaltung nur longitudinal polarisierte Photonen absorbiert werden, $R(x_B, Q^2)$ wäre also unendlich. Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen absorbieren aufgrund der Helizitätserhaltung nur transversal polarisierte Photonen, deswegen muß $\sigma_L(x_B, Q^2) = 0$ gelten und damit $R(x_B, Q^2) = 0$ sein.

Nach Gleichung (2.22) gilt für $Q^2, \nu \rightarrow \infty$, wobei x_B endlich bleibt, die sogenannte Callan-Gross-Relation [Cal 69]

$$2 \cdot x_B \cdot F_1(x_B) = F_2(x_B). \quad (2.26)$$

Das Nukleon läßt sich dann in der Myonenstreuung mit einer einzigen Strukturfunktion beschreiben. Deswegen wird im folgenden nur die Strukturfunktion $F_2(x_B)$ diskutiert.

Im Quark-Parton-Modell berechnet sich der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Myon-Nukleon-Streuung als Summe der Wirkungsquerschnitte für die elastische Myon-Quark-Streuung. Deswegen läßt sich $F_2(x_B)$ als das Produkt von x_B und der Summe der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Quarks gewichtet mit ihrer Ladungszahl schreiben:

$$F_2(x_B) = x_B \sum_f e_f^2 \cdot [q_f(x_B) + \bar{q}_f(x_B)] . \quad (2.27)$$

Hierbei ist $q_f(x_B) \cdot \Delta x_B$ bzw. $\bar{q}_f(x_B) \cdot \Delta x_B$ die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Quark bzw. ein Antiquark mit Flavour f im Intervall von x_B und $(x_B + \Delta x_B)$ gemessen wird. e_f ist die Ladungszahl des betrachteten Quarks.

Da die starke Wechselwirkung isospinsymmetrisch ist, gelten für die Impulsverteilungen der Quarks die Beziehungen (2.28)–(2.31), wobei der Index p ein Proton kennzeichnet und n ein Neutron. Die Buchstaben u , d , s und c beziehen sich auf die Flavour der Quarks und stellen die oben beschriebenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen dar.

$$u^p(x_B) = d^n(x_B) = u(x_B) \quad (2.28)$$

$$d^p(x_B) = u^n(x_B) = d(x_B) \quad (2.29)$$

$$s^p(x_B) = s^n(x_B) = s(x_B) \quad (2.30)$$

$$c^p(x_B) = c^n(x_B) = c(x_B) . \quad (2.31)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Quarks $q(x_B)$ sind jeweils die Summe aus Valenzquark- (Index v) und Seequark-Anteil (Index s): $q(x_B) = q_v(x_B) + q_s(x_B)$. Für die Antiquarks gilt: $\bar{q}(x_B) = \bar{q}_s(x_B) = q_s(x_B)$.

Die Strukturfunktionen von Proton $F_2^p(x_B)$ und Neutron $F_2^n(x_B)$ lauten dann unter Vernachlässigung der b - (und t -) Quarks

$$F_2^p(x_B) = \frac{4}{9} \cdot x_B \cdot [u(x_B) + \bar{u}(x_B)] + \frac{1}{9} \cdot x_B \cdot [d(x_B) + \bar{d}(x_B)] \\ + \frac{1}{9} \cdot x_B \cdot [s(x_B) + \bar{s}(x_B)] + \frac{4}{9} \cdot x_B \cdot [c(x_B) + \bar{c}(x_B)] \quad (2.32)$$

$$F_2^n(x_B) = \frac{4}{9} \cdot x_B \cdot [d(x_B) + \bar{d}(x_B)] + \frac{1}{9} \cdot x_B \cdot [u(x_B) + \bar{u}(x_B)] \\ + \frac{1}{9} \cdot x_B \cdot [s(x_B) + \bar{s}(x_B)] + \frac{4}{9} \cdot x_B \cdot [c(x_B) + \bar{c}(x_B)] . \quad (2.33)$$

In Abbildung 2.2 sind Messungen der Strukturfunktionen $F_2(x_B)$ und $x_B \cdot F_3(x_B)$ sowie der x_B -Abhängigkeit der Antiquarkverteilung pro Nukleon gezeigt.

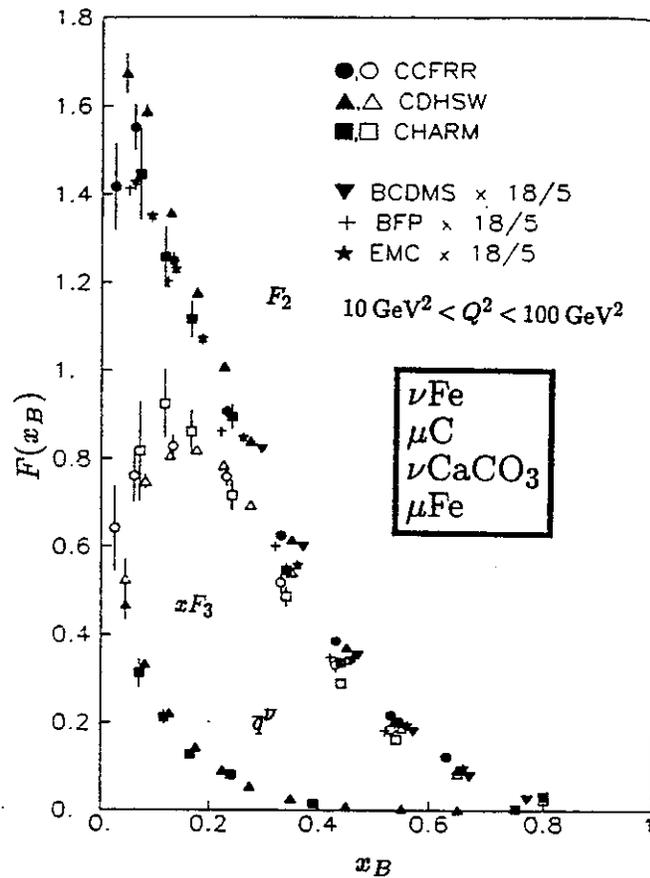


Abb. 2.2 Dargestellt sind die x_B -Abhängigkeiten der Strukturfunktion F_2 , $x_B \cdot F_3$ sowie die Verteilung der Antiquarks. Die Messungen der verschiedenen Kollaborationen erfolgten im Q^2 -Bereich von 10 GeV^2 bis 100 GeV^2 . Entnommen aus [Par 90].

Die Funktion $x_B \cdot F_3(x_B, Q^2)$ gibt die Verteilung der Valenzquarks an. Wie man in Abbildung 2.2 sieht, sind die Seequarks für $x_B > 0.4$ vernachlässigbar, während sie für $x_B \lesssim 0.05$ dominieren. Befänden sich im Nukleon nur die drei Valenzquarks und keine Seequarks, so sollte $x_B \cdot F_3(x_B, Q^2)$ eine Deltafunktion bei $x_B = \frac{1}{3}$ sein, die aber aufgrund der Fermi-Impulse der Quarks verschmiert ist. Da im Bereich von $0 < x_B < 0.4$ neben Valenzquarks noch Seequarks im Nukleon vorhanden sind, die einen Teil des Nukleonenimpulses tragen, liegt das Maximum der verschmierten Deltafunktion bei $x_B < 0.2$.

2.3 Skalenbrechung und die Funktion $R(x_B, Q^2)$

Die in Kapitel 2.2 beschriebene Skaleninvarianz gilt nur näherungsweise [Slo 88], da Nukleonen neben den Quarks auch Gluonen beinhalten. Mit wachsendem

Impulsübertrag erhöht sich die Auflösung bei der Streuung. Damit wird man sensitiv auf QCD-Effekte. Dies ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

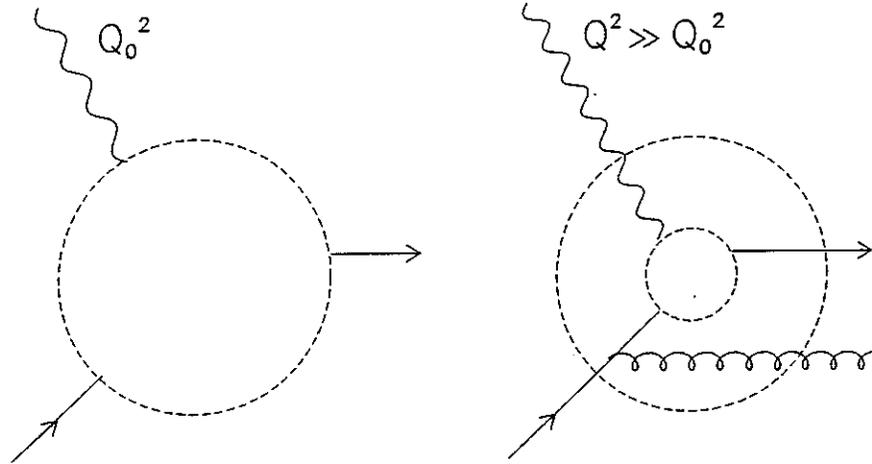


Abb. 2.3 Im linken Teil der Abbildung ist die Auflösung bei dem Quadrat des Impulsübertrags Q_0^2 dargestellt und im rechten Teil die verbesserte Auflösung bei wachsendem $Q^2 \gg Q_0^2$. Der gestrichelte Kreis in den Abbildungen stellt die Auflösung dar.

Quarks mit hohen Impulsen verlieren einen Teil ihres Impulses durch Gluonenabstrahlung. Damit verringert sich der Anteil der Quarks, die einen großen Impulsbruchteil $x_B \cdot P$ tragen. Bei großen Werten von x_B nimmt die Verteilungsfunktion der Quarks $q(x_B, Q^2)$ mit steigendem Q^2 ab. Durch den gleichen Prozeß erhält man aufgrund der Impulserhaltung mehr Quarks mit kleinen Impulsen. Auch die Aufspaltung von Gluonen in Quark-Antiquark-Paare bewirkt eine Erhöhung der Quarks mit kleinen Impulsen. Deswegen steigt die Verteilungsfunktion der Quarks bei kleinen Werten von x_B mit wachsendem Q^2 an. Abbildung 2.4 zeigt schematisch die QCD-Effekte, daß ein Quark q ein Gluon g abstrahlt, ein Gluon in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) oder in zwei Gluonen übergeht, ($q \rightarrow qg, g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$).

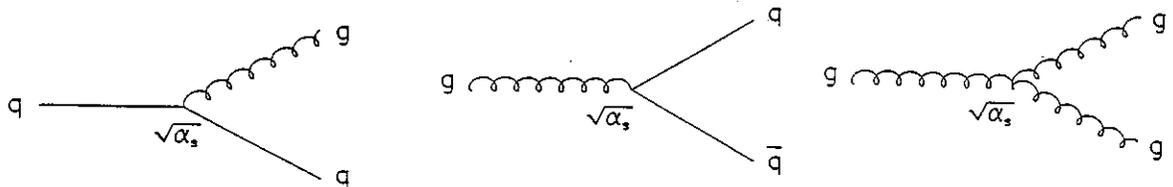


Abb. 2.4 Die Aufspaltung von Quarks und Gluonen. q kennzeichnet ein Quark, g ein Gluon und α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

Mit steigendem Q^2 und damit größerer Zahl der aufgelösten Quarks, die sich den Nukleonenimpuls teilen, wächst also die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit kleinem x_B zu finden. Damit verschiebt sich das Maximum der Strukturfunktion F_2 zu kleineren Werten von x_B .

Weitere Ursachen für die Skalenbrechung sind:

- der Targetmasseneffekt. Die Nukleonenmasse muß berücksichtigt werden, wenn die Impulsüberträge bei der Streuung in der Größenordnung der Nukleonenmasse liegen. Die Targetmassen-Korrekturen sind proportional zu $(\frac{M}{Q})^{2 \cdot n}$. Hierbei ist M die Nukleonenmasse und n eine natürliche Zahl. Die Strukturfunktionen $F_i(\zeta, Q^2)$ hängen dann nicht mehr von der Bjorkenschen Skalenvariablen x_B ab, sondern von der Nachtmann-Variablen ζ [Nac 73], für die gilt

$$\zeta = \frac{2 \cdot x_B}{1 + \sqrt{1 + \frac{4 \cdot x_B^2 \cdot M^2}{Q^2}}} \quad (2.34)$$

- der Schwelleneffekt. Dies ist die Erzeugung schwerer Quark-Antiquark-Paare ab einem Mindestimpulsübertrag. Bei dem NMC-Experiment muß die Bildung von $c\bar{c}$ -Paaren über der Charm-Schwelle betrachtet werden. Bei Berücksichtigung des Schwelleneffekts hängen die Strukturfunktionen $F_2(\chi, Q^2)$ von der Variablen χ ab, die sich wie folgt berechnet:

$$\chi = x_B \cdot \left(1 + \frac{m_c}{Q}\right) \quad (2.35)$$

Dabei ist m_c die Masse eines Charm-Quarks. Um die minimal nötige Energie zur Erzeugung der $c\bar{c}$ -Paare zu berücksichtigen, werden die Terme bei der Berechnung der Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell, die zur Charm-Erzeugung beitragen, mit einem multiplikativen Faktor $\Theta\left(1 - \frac{x_B \cdot y \cdot m_c^2}{\chi \cdot Q^2}\right)$ versehen. Dabei ist Θ die Stufenfunktion.

- Korrelationen zwischen Quarks. Durch Streuung an Multiquarksystemen kommt es zu Korrekturen der Ordnung $O(1/\alpha_s^2)$. Dies sind die sogenannten Higher-Twist-Effekte [Shu 85]. Während sich der Targetmassen- und der Schwelleneffekt quantitativ berücksichtigen lassen, können die Higher-Twist-Terme nur qualitativ abgeschätzt werden. Bei kleinen Impulsüberträgen müssen die Higher-Twist-Terme berücksichtigt werden, die aus der Wechselwirkung der am Streuprozess beteiligten Quarks mit den Zuschauerquarks herrühren. Diese sind von der Ordnung $(\frac{1}{Q^2})^n$. Man kann die Strukturfunktion dann parametrisieren als

$$F_2(x_B, Q^2) = F_2^{NLO}(x_B, Q^2) \cdot \left[1 + \frac{C(x_B)}{Q^2} + \dots\right], \quad (2.36)$$

wobei $F_2^{NLO}(x_B, Q^2)$ die Strukturfunktion in 'next to leading order' unter Berücksichtigung der Targetmasseneffekte ist. Die Messungen der Differenz

des Higher-Twist-Koeffizienten niedrigster Ordnung (Twist-4-Koeffizienten) $C^p(x_B) - C^n(x_B)$ von Proton und Neutron ist in Kapitel 6.2 dargestellt.

Die mit Myonenstreuung [Ben 90] bei verschiedenen Energien gemessene Skalenbrechung der Strukturfunktion F_2^D von Deuterium im Q^2 - Bereich von 7 GeV^2 bis 280 GeV^2 für verschiedene Werte von x_B findet sich in Abbildung 2.5.

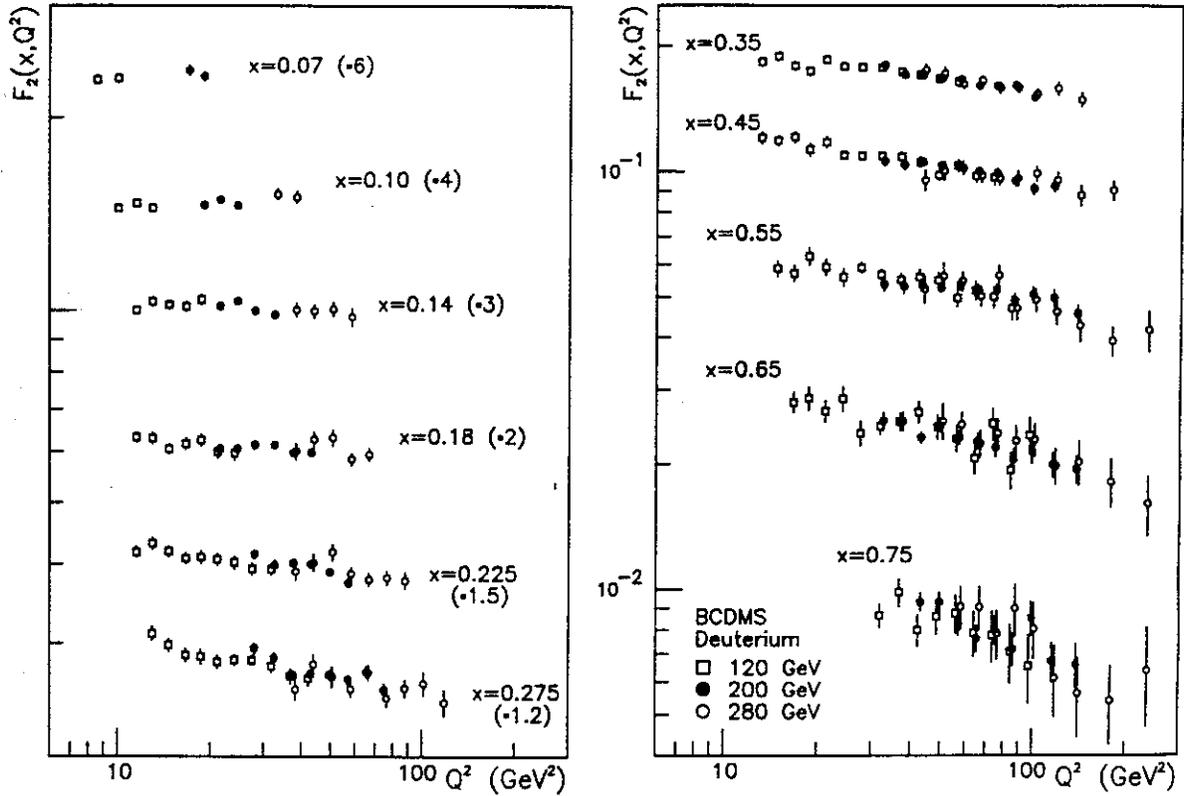


Abb. 2.5 Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2^D bei verschiedenen Werten von x_B . Dargestellt sind die Messungen der BCDMS-Kollaboration bei drei verschiedenen Energien. Entnommen aus [Ben 90].

Die Q^2 -Abhängigkeit der Partonverteilung wird für die Bereiche, in denen $\alpha_s(Q^2)/2\pi \ll 1$ gilt, durch die Altarelli-Parisi-Gleichung [Alt 77] beschrieben: Ein Quark mit Impulsbruchteil x_B kann von einem Quark mit Impulsbruchteil $z > x_B$ stammen, das ein Gluon mit dem Impulsbruchteil $z - x_B$ abgestrahlt hat. Dies ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

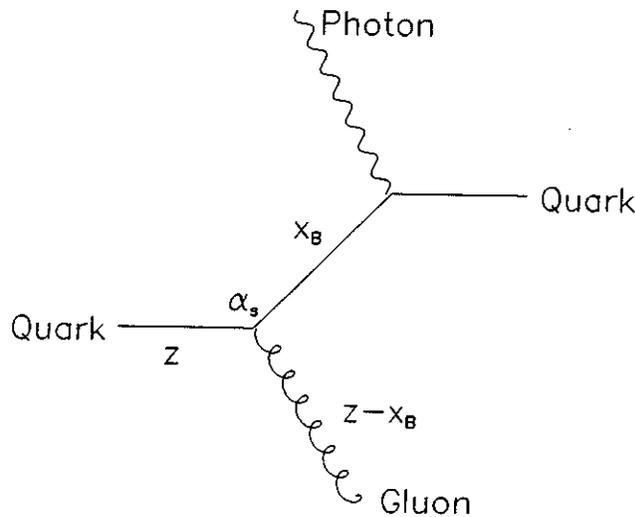


Abb. 2.6 Das Quark mit Impuls z strahlt ein Gluon mit Impuls $z-x_B$ ab und hat danach den Impuls x_B .

In führender Ordnung QCD ('leading order') lautet die Altarelli-Parisi-Gleichung für Valenzquarks

$$\frac{Q^2 dq(x_B, Q^2)}{dQ^2} = \frac{dq(x_B, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^1 q(z, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x_B}{z}\right) \frac{dz}{z}, \quad (2.37)$$

wobei $q(x_B, Q^2)$ die Quarkverteilung bei (x_B, Q^2) ist und $P_{qq}\left(\frac{x_B}{z}\right)$ die Splittingfunktion. Der Index q symbolisiert, daß es sich hierbei um Quarks handelt. Die Splittingfunktion $P_{qq}\left(\frac{x_B}{z}\right)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark, das den Impuls $z-x_B$ abgibt, einen Bruchteil x_B behält. Die Altarelli-Parisi-Gleichungen in 'next to leading order' findet sich beispielsweise in [Rob 90].

Unter Berücksichtigung der Gluonverteilung $g(x_B, Q^2)$ wird die Altarelli-Parisi-Gleichung zu einem System gekoppelter Integro-Differentialgleichungen [Alt 78] (die Nomenklatur ist die gleiche wie in Gleichung (2.37), die Indizes q und g bei der Splittingfunktion zeigen an, ob Quarks oder Gluonen beteiligt sind):

$$\frac{dq(x_B, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^1 \left[q(z, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x_B}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x_B}{z}\right) \right] \frac{dz}{z} \quad (2.38)$$

$$\frac{dg(x_B, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^1 \left[\sum_{i=u,d,\dots} q_i(z, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x_B}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x_B}{z}\right) \right] \frac{dz}{z}. \quad (2.39)$$

Die Splittingfunktionen sind sowohl in 'leading order' berechnet [Alt 77] als auch in 'next to leading order' [Flo 77], [Flo 78] und [Gon 79].

Die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ läßt sich in eine Non-Singulett Strukturfunktion $F^{NS}(x_B, Q^2)$ und eine Singulett Strukturfunktion $F^S(x_B, Q^2)$ aufspalten:

$$F_2(x_B, Q^2) = F^{NS}(x_B, Q^2) + F^S(x_B, Q^2). \quad (2.40)$$

Non-Singulett Strukturfunktionen – wie zum Beispiel die Differenz der Strukturfunktionen F_2 von Neutron n und Proton p ($F_2^n - F_2^p$) – gehorchen Gleichungen der Form

$$\frac{dF^{NS}(x_B, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^1 \frac{dz}{z} F^{NS}(z, Q^2) P_{qq}^{NS}\left(\frac{x_B}{z}\right). \quad (2.41)$$

Bei der Berechnung der Singulett-Strukturfunktionen muß man dagegen noch die Gluon-Strukturfunktion $G(x_B, Q^2) = x_B \cdot g(x_B, Q^2)$ berücksichtigen, da hierbei zusätzlich zur Gluon-Bremsstrahlung noch die Quark-Antiquark-Paarproduktion auftritt:

$$\frac{dF^S(x_B, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^1 \frac{dz}{z} \left[F^S(z, Q^2) P_{qq}^S\left(\frac{x_B}{z}\right) + 2 \cdot n_f \cdot G(z, Q^2) P_{gq}^S\left(\frac{x_B}{z}\right) \right]. \quad (2.42)$$

Dabei ist n_f die Zahl der Quarkflavours. Die Änderung der Gluon-Strukturfunktion $G(x_B, Q^2)$ berechnet sich zu

$$\frac{dG(x_B, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_B}^1 \frac{dz}{z} \left[F^S(z, Q^2) P_{gq}^S\left(\frac{x_B}{z}\right) + G(z, Q^2) P_{gg}^S\left(\frac{x_B}{z}\right) \right]. \quad (2.43)$$

Aus den Daten läßt sich durch Vergleich der gemessenen Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ mit den Vorhersagen der QCD die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bestimmen, da die Skalenverletzung proportional zu α_s ist. Dabei wird im sogenannten 'modified minimal subtraction scheme' \overline{MS} unter der Annahme von vier Quarkflavours gerechnet, was durch einen oberen Index '(4)' an dem Skalenparameter Λ gekennzeichnet wird. Dazu wurde die von der BCDMS-Kollaboration und am SLAC gemessene x_B -Abhängigkeit der Gluonverteilung für festes $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ als

$$x_B \cdot g(x_B) = A \cdot (1 + \eta) \cdot (1 - x_B)^\eta \quad (2.46)$$

parametrisiert [Vir 92]. Die Fitparameter A und η hatten die Werte $A = 0.4 \pm 0.07$ und $\eta = 5.5 \pm 1.5$. Damit wurden die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung zu

$$\alpha_s(50 \text{ GeV}^2) = 0.180 \pm 0.008 \quad (2.44)$$

und der Skalenparameter $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)}$ zu

$$\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = (263 \pm 42) \text{ MeV} \quad (2.45)$$

bestimmt [Vir 92]. Hierbei wurde in 'next to leading order' unter Berücksichtigung der Targetmasseneffekte gerechnet.

Die in Kapitel 2.2 vorgestellte Funktion $R(x_B, Q^2)$ läßt sich auch darstellen als

$$R(x_B, Q^2) = \frac{F_L(x_B, Q^2)}{2x_B F_1(x_B, Q^2)}. \quad (2.47)$$

Im Quark-Parton-Modell sollte die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x_B, Q^2)$ und damit auch $R(x_B, Q^2)$ identisch Null sein. Kleine Abweichungen von $R(x_B, Q^2)$ von Null werden erwartet, da die Quarks transversale Impulse tragen und Gluonen abstrahlen. In 'leading order' QCD bei der Myon-Nukleon-Streuung wird die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x_B, Q^2)$ durch den folgenden Ausdruck wiedergegeben [Alt 78]

$$F_L(x_B, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} x_B^2 \int_{x_B}^1 \frac{dz}{z^3} \left[\frac{8}{3} F_2(z, Q^2) + \frac{40}{9} \left(1 - \frac{x_B}{z}\right) G(z, Q^2) \right]. \quad (2.48)$$

z ist der Impulsbruchteil und $G(z, Q^2)$ die Gluon-Strukturfunktion, die für $x_B < 0.1$ den Hauptbeitrag zum Integral liefert. Die longitudinale Strukturfunktion steigt für $x_B < 0.1$ an, da dann Seequarks und Gluonen beitragen.

Nach einer Überarbeitung der SLAC-Daten fanden Whitlow et al. [Whi 90a], daß $R(x_B, Q^2)$ größer ist als aufgrund von perturbativer QCD und kinematischen Targetmasseneffekten zu erwarten wäre. In Abbildung 2.7 ist die Q^2 -Abhängigkeit von $R(x_B, Q^2)$ für verschiedene feste Werte von x_B sowie QCD-Vorhersagen für $R(x_B, Q^2)$ ohne R^{QCD} und unter Berücksichtigung der Targetmasseneffekte (R^{QCD+TM} gezeigt. Dabei ist der systematische Fehler von 2.5 % nicht eingezeichnet.

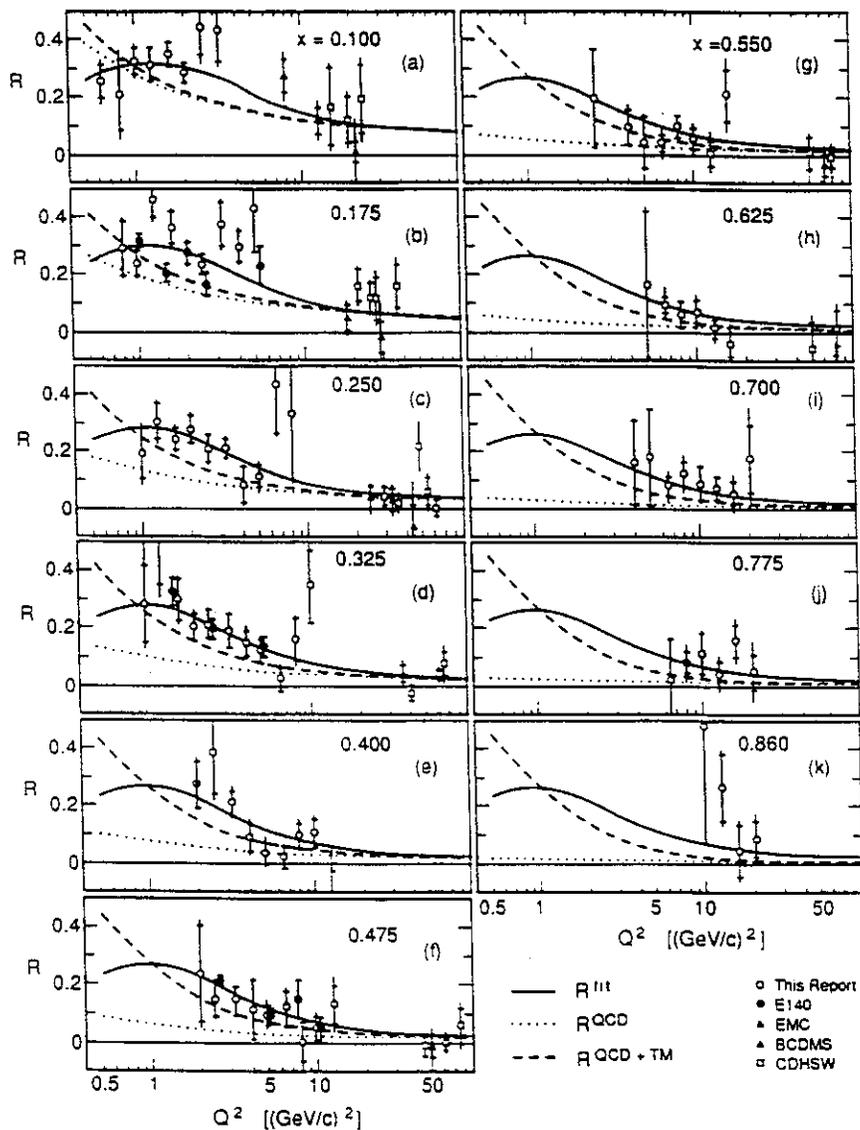


Abb. 2.7 Am SLAC gemessene Q^2 -Abhängigkeit von $R(x_B, Q^2)$ für verschiedene Werte von x_B . Die Daten werden durch eine phänomenologische Anpassung R^{Fit} beschrieben. Diese liegt über den Vorhersagen der QCD (R^{QCD} , R^{QCD+TM}). Entnommen aus [Whi 90a].

2.4 Summenregeln

Eine Möglichkeit, Vorhersagen des Quark-Parton-Modells zu überprüfen, besteht im Vergleich von theoretisch berechneten Summenregeln mit den gemessenen Werten dieser Integrale. Die Summenregeln wurden ursprünglich mit dem Strom-Algebra-Formalismus berechnet, sie erhalten aber im Quark-Parton-Modell eine anschauliche Bedeutung, die im folgenden dargestellt wird.

Wenn das Proton aus zwei u -Quarks und einem d -Quark besteht, so sollte

$$\int_0^1 [u(x_B) - \bar{u}(x_B)] dx = \int_0^1 u_v^p(x_B) dx_B = 2 \quad (2.49)$$

$$\int_0^1 [d(x_B) - \bar{d}(x_B)] dx = \int_0^1 d_v^p(x_B) dx_B = 1 \quad (2.50)$$

sein. Für das Neutron sollte wegen der Isospininvarianz dann

$$\int_0^1 u_v^n(x_B) dx_B = 1 \quad (2.51)$$

$$\int_0^1 d_v^n(x_B) dx_B = 2 \quad (2.52)$$

gelten.

Die Gross-Llewellyn-Smith-Summenregel [Gro 69] ist das Integral über die Strukturfunktion $F_3^{\nu N}$, das im Quark-Parton-Modell die Anzahl der Valenzquarks im Nucleon - nämlich drei - wiedergibt, da die paritätsverletzende Strukturfunktion $F_3^{\nu N}$ die Differenz zwischen den Dichten von Quarks und Antiquarks ist.

$$\int_0^1 \frac{x_B \cdot F_3^{\nu N}(x_B)}{x_B} dx_B = \int_0^1 [u_v(x_B) + d_v(x_B)] dx_B = 3 \cdot \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (2.53)$$

Der zweite Term der rechten Seite der Gleichung rührt von perturbativen QCD-Korrekturen erster Ordnung her. Higher-Twist-Effekte wurden vernachlässigt. Messungen ergaben einen Werte von 2.79 ± 0.13 [Mis 89]. Innerhalb des Fehlers befinden sich die Messungen und die Erwartung des Quark-Parton-Modells mit der QCD in Übereinstimmung.

Die Adler-Summenregel [Adl 66] ist die Differenz der Valenzquarks mit Flavour 'up' und derjenigen mit Flavour 'down' im Proton und in allen Ordnungen perturbativer Störungstheorie gültig:

$$\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{1}{x_B} [F_2^{\nu,p}(x_B) - F_2^{\nu,n}(x_B)] dx_B = \int_0^1 [u_v(x_B) - d_v(x_B)] dx_B = 1. \quad (2.54)$$

Hierbei wurde vorausgesetzt, daß die Seequarkverteilungen von Proton und Neutron die gleichen sind. Experimentell findet man einen Wert von 1.07 ± 0.2 [All 84], [All 85b], der sich in Übereinstimmung mit dem theoretisch berechneten Wert von 1.0 befindet.

Mit der Gottfried-Summenregel [Got 67] kann die Annahme der gebrochenzahligen Ladung der Quarks überprüft werden. Als Annahmen gehen die Isospinsymmetrie von Neutron und Proton und die Flavour-Symmetrie der u - und d -Seequarks ein. Im Quark-Parton-Modell gilt für die Non-Singulett-Funktion $F_2^p(x_B) - F_2^n(x_B)$

$$F_2^p(x_B) - F_2^n(x_B) = \frac{1}{3} \cdot x_B \cdot [u(x_B) - d(x_B) + \bar{u}(x_B) - \bar{d}(x_B)] \quad (2.55)$$

und damit für das Integral

$$\int_0^1 \frac{1}{x_B} \left[F_2^{\mu,p}(x_B) - F_2^{\mu,n}(x_B) \right] dx_B = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cdot \int_0^1 \left[\bar{u}(x_B) - \bar{d}(x_B) \right] dx_B . \quad (2.56)$$

Bei Flavoursymmetrie ist das Integral auf der rechten Seite Null. Korrekturen des Integrals aufgrund von QCD-Effekten sind klein [Ros 79]. Ereignisse im Bereich kleiner Werte von x_B tragen viel zum Integral bei, da die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ mit $1/x_B$ multipliziert wird.

Eine ausführliche Beschreibung der Messung der Gottfried-Summenregel sowie eine Diskussion der Ergebnisse findet sich in Kapitel 6.4.

Die Messungen der Strukturfunktion F_2 in der Myon-Nukleon-Streuung [Aub 83b], [Aub 87], und in der Neutrino-Nukleon-Streuung [Eic 72], [Bar 75] ergaben, daß die Relation

$$F_2^{\mu,n+p}(x_B) \approx \frac{5}{18} F_2^{\nu,n+p}(x_B) \quad (2.57)$$

gilt. Hierbei wurde der Unterschied in der Verteilung der s - und c -Quarks vernachlässigt. Gleichung (2.52) beweist, daß die Streuobjekte der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung die gleichen sind [Slo 88]. Der obere Index μ kennzeichnet die Myonenstreuung und ν die Neutrinostreuung. Der Faktor $5/18$ rührt von den Ladungen der Quarks her.

Für das Integral gilt [Aub 86]:

$$\int_0^1 F_2^{\nu,p}(x_B) dx_B \approx \frac{18}{5} \int_0^1 F_2^{\mu,p}(x_B) dx_B \approx 0.5 . \quad (2.58)$$

Dies bedeutet, daß 50% des Nukleonenimpulses nicht von den Quarks sondern von anderen Konstituenten des Nukleons getragen werden. Diese Konstituenten dürfen weder der elektromagnetischen noch der schwachen Wechselwirkung unterliegen, andernfalls wären die Integrale für Myon- und Neutrinostreuung verschieden. Deswegen identifiziert man diese Konstituenten mit den in Kapitel 2.2 vorgestellten Gluonen, die nur stark wechselwirken.

2.5 Experimente zur Messung von Strukturfunktionen

In Tabelle 2.1 findet sich eine Übersicht über die Experimente zur Messung der Strukturfunktionsverhältnisse von Neutron und Proton und der Strukturfunktionen.

Experiment	E [GeV]	Lepton	Target	x_B	Q^2 [GeV ²]	publ. Messung
CHIO [Gor 79]	96, 147, 219 147	μ μ	H D	$0.0005 < x_B < 0.7$ $0.003 < x_B < 0.1$	$0.2 < Q^2 < 80$ $0.4 < Q^2 < 30$	F_2 R
EMC NA2 [Baz 90]	120, 200, 240, 280	μ	H	$0.02 < x_B < 0.8$	$3 < Q^2 < 190$	F_2, R
EMC NA2 [Baz 90]	280	μ	D	$0.02 < x_B < 0.8$	$3 < Q^2 < 190$	F_2
EMC NA28 [Arn 90a]	280	μ	D	$0.002 < x_B < 0.17$	$2 < Q^2 < 8$	F_2, R
BCDMS [Ben 89]	100, 120, 200, 280	μ	H	$0.06 < x_B < 0.8$	$7 < Q^2 < 260$	F_2
[Ben 90]	120, 200, 280	μ	D	$0.06 < x_B < 0.8$	$8 < Q^2 < 260$	F_2^H, F_2^D
NMC [Bir 92]	90, 120, 200, 280	μ	H, D	$0.006 < x_B < 0.6$	$0.8 < Q^2 < 75$	$F_2^H, F_2^D, \frac{F_2^D}{F_2^H}$
[All 90], [Ama 92a]				$0.003 < x_B < 0.8$	$0.1 < Q^2 < 190$	
FNAL E665	490	μ	H, D	$x_B > 0.00002$	$Q^2 > 0.01$	R, F_2^H, F_2^D
SLAC-Exp. [Whi 90b]	$4.5 < E < 21$	e	H, D	$0.1 < x_B < 0.9$	$0.6 < Q^2 < 20$	$F_2, x_B \cdot F_3$
CCFR [Mac 84], [Olt 92]	120, 140, 168, 200	$\nu, \bar{\nu}$	Fe	$0.015 < x_B < 0.65$	$1.3 < Q^2 < 20$	$F_2, x_B \cdot F_3, \bar{q}^v$
CDHSW [Abr 83], [Ber 91]	280	$\nu, \bar{\nu}$	Fe	$0.015 < x_B < 0.65$	$0.19 < Q^2 < 196$	$F_2, x_B \cdot F_3$
BEBC [Var 87], [Guy 87]	wide band	$\nu, \bar{\nu}$	D	$0.028 < x_B < 0.7$	$0 < Q^2 < 64$	$F_2, x_B \cdot F_3$
CHARM [Berg 83], [Berg 84], [Alla 87]	wide band	$\nu, \bar{\nu}$	CaCO ₃	$0.02 < x_B < 0.55$	$0.2 < Q^2 < 100$	$F_2, x_B \cdot F_3, R$

Tabelle 2.1 Experimente zur tiefinelastischen Lepton- bzw. Neutrino-Streuung. Messungen an anderen Targets wie Kohlenstoff für BCDMS oder die Kerntargets verschiedener Experimente zur Untersuchung des EMC-Effekts werden in dieser Tabelle nicht berücksichtigt.

In diesem Kapitel werden die Messungen der Strukturfunktionen von Deuterium und Wasserstoff von EMC [Aub 85], [Aub 87], [Baz 90], [Arn 90a], BCDMS [Ben 89], [Ben 90] und SLAC [Whi 90b] diskutiert.

Die Streuexperimente am SLAC wurden mit einem Elektronenstrahl bei Energien von 4.5 GeV bis 21 GeV durchgeführt. Der einfallende Fluß konnte mit Faradaykäfigen sehr genau bestimmt werden. Die verwendeten Wasserstoff- und Deuterium-Targets waren $(7 - 14) \text{ cm}$ lang. Die gestreuten Elektronen wurden mit einem der beiden vorhandenen Spektrometerarme gemessen, die verschiedene Winkelbereiche akzeptierten. In Tabelle 2.1 sind die kinematischen Bereiche von verschiedenen Experimenten an Wasserstoff- und Deuterium-Targets aufgeführt. Wie man sieht, ist der mittlere Impulsübertrag am SLAC um etwa eine Größenordnung kleiner als derjenige der beiden Experimente EMC und BCDMS am Myonenstrahl M2 des CERNs. Bei diesen wurden Energien von 90 GeV bis 280 GeV verwendet. Der einfallende Fluß wurde durch Zählen der Myonen bestimmt. Da dieser um mehr als sieben Größenordnungen geringer als der mit Elektronen erreichbare Fluß ist, wurden Spektrometer mit großer Akzeptanz und lange Targets verwendet. Die von der EMC verwendeten Wasserstoff- und Deuterium-Targets waren 6 m lang und diejenigen der BCDMS 36 m . Bei dem Experiment der BCDMS-Kollaboration wurden die gestreuten Myonen in einem ringförmigen Magnetfeld der Stärke 2 T fokussiert. In einem 40 m langen segmentierten Eisenblock wurden alle Teilchen außer den Myonen absorbiert. Die gestreuten Myonen wurden mit Proportionalkammern gemessen. Das von der NMC benützte erweiterte Spektrometer der EMC ist in Kapitel 3.2 beschrieben.

Die Strukturfunktionen der EMC wurden unter der Annahme extrahiert, daß die Funktion $R(x_B, Q^2)$ identisch Null ist. Diese Daten wurden reanalysiert, wobei $R(x_B, Q^2) = R^{QCD}$ gesetzt wurde [Baz 90], [Arn 90a]. Die Funktion R^{QCD} wurde aus der gemessenen x_B -Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 und einer Parametrisierung der Gluonverteilung, die mit der gemessenen Skalenverletzung kompatibel ist, berechnet. Hierbei wurden Vorhersagen der perturbativen QCD benützt. Der Normierungsfehler bei den Strukturfunktionen der EMC beträgt 5%. Auch die Strukturfunktionen der BCDMS-Kollaboration wurden unter der Annahme $R(x_B, Q^2) = R^{QCD}$ extrahiert. Ihr Normierungsfehler beträgt 3%. Die am SLAC gemessenen Strukturfunktionen wurden mit einer Anpassung der Funktion $R(x_B, Q^2)$ an die vorhandenen Daten extrahiert, ihr Normierungsfehler ist in der Größenordnung von 2%.

Vergleicht man die Strukturfunktionen der drei Datensätze, so stellt man fest, daß für $x_B < 0.4$ die Daten der BCDMS systematisch (etwa 10%) höher liegen als diejenigen der EMC [Mils 91]. In Abbildung 2.8 sind die Strukturfunktionen von Deuterium F_2^D der drei Experimente dargestellt.

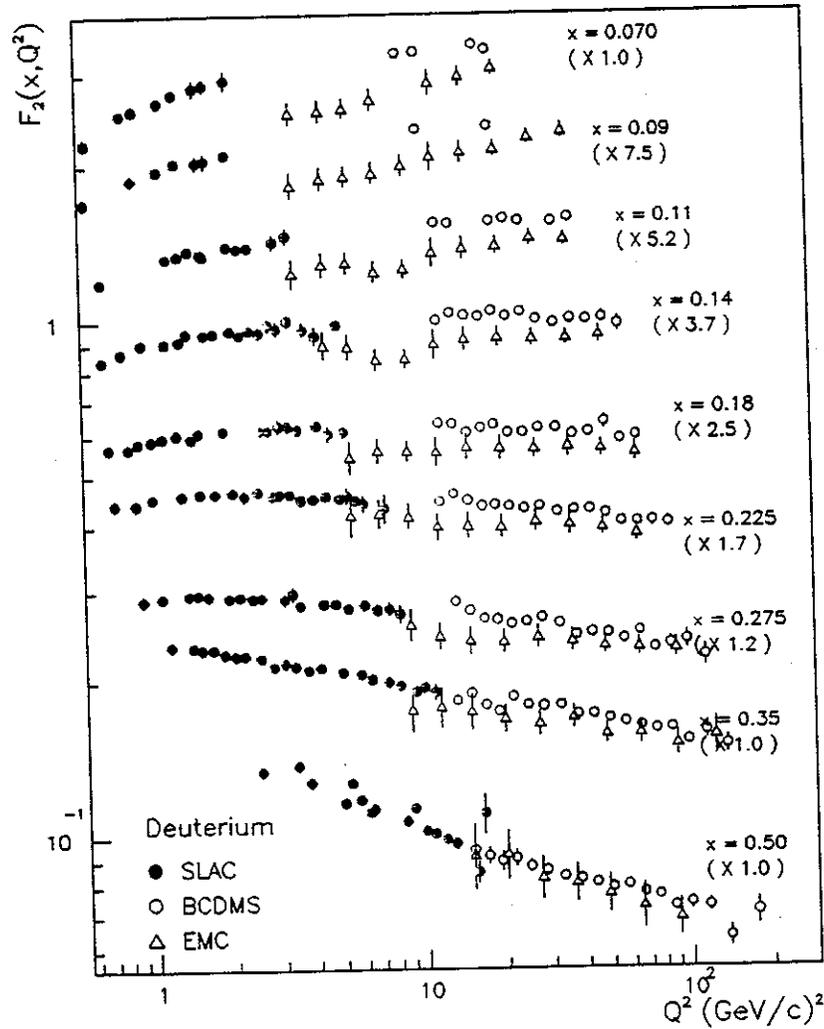


Abb. 2.8 Vergleich der Strukturfunktionen von BCDMS, EMC und SLAC. Dargestellt ist die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion für feste x_B .

Die Daten vom SLAC überlappen nicht mit denjenigen der CERN-Experimente, da sie in einem anderen Q^2 -Bereich gemessen wurden. Milsztajn et al. [Mils 91] verglichen die am SLAC gemessenen Strukturfunktionen mit den am CERN gemessenen über einen Fit. Werden die SLAC-Daten als Referenz gewählt, und die EMC-Daten um +8% und die BCDMS-Daten um -2% für Wasserstoff und -1% für Deuterium geschoben, so sind die SLAC-Daten zwar mit den beiden anderen Datensätzen kompatibel, stimmen jedoch mit keinem überein.

Die Diskrepanz zwischen den Strukturfunktionen der BCDMS und EMC konnte bis zur Messung der Strukturfunktionen durch die NMC nicht erklärt werden. Die Messungen der Strukturfunktionen der NMC, die mit hoher Statistik über einen großen kinematischen Bereich erfolgt sind, werden in Kapitel 7 gezeigt.

2.6 Motivation zur detaillierten Messung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton. Deshalb werden im folgenden diese Größe und ihre Bedeutung etwas ausführlicher diskutiert.

Im Quark-Parton-Modell, das in Kapitel 2.2 vorgestellt wurde, läßt sich das Strukturverhältnis von Neutron und Proton in Abhängigkeit von den Quarkverteilungen unter Vernachlässigung der c - und b -Quarks schreiben als

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B) = \frac{u_v(x_B) + 4 \cdot d_v(x_B) + 10 \cdot q_s(x_B) + 2 \cdot s(x_B)}{4 \cdot u_v(x_B) + d_v(x_B) + 10 \cdot q_s(x_B) + 2 \cdot s(x_B)} \quad (2.59a)$$

oder

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B) = \frac{1 + 4 \cdot \frac{d_v(x_B)}{u_v(x_B)} + \frac{10 \cdot q_s(x_B) + 2 \cdot s(x_B)}{u_v(x_B)}}{4 + \frac{d_v(x_B)}{u_v(x_B)} + \frac{10 \cdot q_s(x_B) + 2 \cdot s(x_B)}{u_v(x_B)}} \quad (2.59b)$$

Hierbei wurde angenommen, daß der See in den leichten Quarks flavoursymmetrisch ist: $u_s(x_B) = d_s(x_B) = q_s(x_B)$. Nach den Gleichungen (2.59) sind für das Strukturverhältnis im Prinzip die folgenden Werte möglich:

$$\frac{1}{4} \leq \frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B) \leq 4 \quad (2.60)$$

In Abbildung 2.9 ist die gemessene x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses schematisch dargestellt.

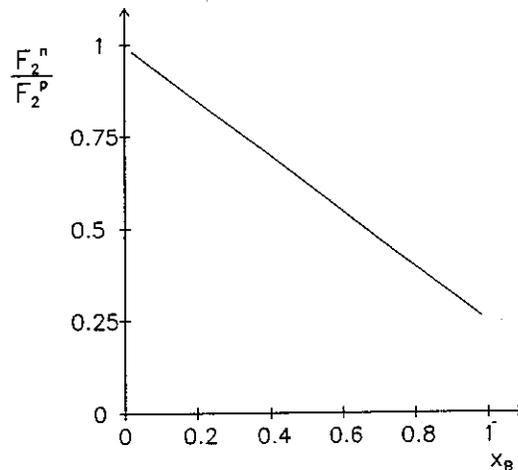


Abb. 2.9 Schematische x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton.

Wie aus dieser Abbildung ersichtlich ist, ist das Strukturverhältnis stets kleiner als 1 und fällt nahezu linear von $\frac{F_2^n}{F_2^p} = 1$ bei $x_B \rightarrow 0$ auf $\frac{F_2^n}{F_2^p} = 0.25$ für $x_B \rightarrow 1$ ab.

In Abbildung 2.2 wurde gezeigt, daß bei großen Werten von x_B die Valenzquarks dominieren. Deswegen wird bei der folgenden Diskussion angenommen, daß $q_s(x_B > 0.4) = 0$ gilt.

Wenn für die Impulsverteilungen der up- und down-Quarks für alle Werte von x_B die Beziehung $u_v(x_B) = 2 \cdot d_v(x_B)$ gelten würde, so hätte das Strukturverhältnis bei $x_B = 1$ den Wert $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B = 1) = \frac{2}{3}$. Wie in Abbildung 2.9 dargestellt, zeigen die experimentellen Ergebnisse jedoch, daß das Strukturverhältnis für $x_B \rightarrow 1$ den Wert

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B \rightarrow 1) = \frac{1}{4} \quad (2.61)$$

annimmt. Das bedeutet, daß in diesem Bereich $u_v(x_B) > d_v(x_B)$ ist, und somit im Proton die u -Quarks den höchsten Impuls tragen und im Neutron die d -Quarks.

Bei kleinen Werten von x_B überwiegen die Seequarks. Wenn dort $u_v(x_B), d_v(x_B) \rightarrow 0$ gilt und der Seequarkanteil im Neutron und im Proton gleich ist, so sollte das Verhältnis der Strukturfunktionen für $x_B \rightarrow 0$ identisch 1 sein:

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B \rightarrow 0) = 1. \quad (2.62)$$

Dies wird durch die Messungen des Strukturverhältnisses bestätigt.

Eine sehr genaue Messung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton ist aus verschiedenen Gründen wichtig. Diese sind im folgenden aufgeführt:

- Unter Verwendung der Informationen aus der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung, der (Anti-) Neutrino-Nukleon-Streuung und der Proton-Proton-Streuung können die Quarkverteilungen parametrisiert werden. Vor dem Experiment der NMC gab es keine Messungen, die das Strukturverhältnis bei kleinen Werten von x_B mit kleinem Fehler gemessen haben. Deswegen war es nicht möglich, die Quarkverteilungen in diesem x_B -Bereich zu parametrisieren. Durch die Messungen des Strukturverhältnisses bei kleinen Werten von x_B erhält man starke Randbedingungen für die Parametrisierung der Quarkverteilungen.
- Sind die Quarkverteilungen auch bei kleinen Werten von x_B genau bekannt, so kann der Wirkungsquerschnitt für die harte Streuung in Proton-Proton-, Proton-Antiproton- und Elektron-Proton-Streuungen bei hohen Impulsüberträgen (HERA) berechnet werden. Da bei hohen Impulsüberträgen die Gluonen und Seequarks bei der Streuung eine große Rolle spielen, sind Informationen über die Quarkverteilung bei kleinen Werten von x_B besonders wichtig.
- Durch die Messung des Strukturverhältnisses erhält man Informationen über das Verhältnis der Valenzquarkverteilungen der d - und u -Quarks ($\frac{d_v}{u_v}(x_B)$), in dem x_B -Bereich, in dem die Seequarks vernachlässigbar sind ($x_B > 0.4$).

- Messungen der Strukturfunktion des Neutrons mit kleinen statistischen und systematischen Fehlern sind sehr schwierig. Hat man jedoch die Strukturfunktion des Protons sowie das Strukturverhältnis von Neutron und Proton gemessen, so kann man daraus Rückschlüsse auf die Strukturfunktion des Neutrons ziehen. Vor 1985 schien die Strukturfunktion des Neutrons für große Werte von x_B nicht von Q^2 abzuhängen, während bei der Strukturfunktion des Protons eine Q^2 -Abhängigkeit vorhanden war [Dree 77], [All 85a]. Die von der NMC gemessene Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses wird in Kapitel 6.2 beschrieben.
- Durch Kenntnis des Strukturverhältnisses bei kleinen Werten von x_B erhält man Informationen, ob Shadowing im Deuterium auftritt. Unter Shadowing versteht man ein Absinken der Strukturfunktion unter 1 bei kleinen Werten von x_B . Vor den Messungen der NMC gab es keinen Hinweis auf Shadowing im Deuterium, da bei keinem anderen Experiment mit ausreichend hoher Statistik bis zu sehr kleinen Werten von x_B gemessen worden ist.
- Durch Messungen des Wirkungsquerschnittsverhältnisses bei drei verschiedenen Energien im Bereich kleiner Werte von x_B kann ermittelt werden, ob die Funktion $R(x_B, Q^2)$ für Wasserstoff und Deuterium auch für sehr kleine Werte von x_B gleich ist ($\Delta R = R^D - R^P = 0$). Wenn $\Delta R = 0$ ist, dann ist das Wirkungsquerschnittsverhältnis identisch mit dem Strukturverhältnis. Unter der Annahme, daß die Gluonverteilung im Proton und Neutron gleich ist, ergibt sich aus Gleichung (2.48), daß die Funktion $R(x_B, Q^2)$ für kleine Werte von x_B für Proton und Neutron verschieden sein sollte, da sich die Strukturfunktionen von Neutron und Proton unterscheiden. Bis jetzt ist durch Messungen am SLAC für große Werte von x_B gezeigt, daß ΔR für $x_B > 0.1$ mit Null verträglich ist. In Kapitel 6.3 werden die vorläufigen Ergebnisse der NMC diskutiert.
- Die Gottfried-Summenregel kann durch die Messung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton überprüft werden, wenn die Strukturfunktion von Deuterium bekannt ist. Dies wird in Kapitel 6.4 beschrieben.

Eine ausführliche Diskussion des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ findet sich in den Kapiteln 5 und 6.

Kapitel 3: Aufbau des NMC-Experiments

Das Präzessionsexperiment der Neuen-Myonen-Kollaboration wurde mit einem ursprünglich von der EMC aufgebauten magnetischen Spektrometer durchgeführt, das erweitert und modifiziert worden ist. In diesem Kapitel wird dieses Spektrometer [All 85a] beschrieben und auf die spezielle Targetanordnung der kompletären Targets und auf die verwendeten Trigger eingegangen. Eine Beschreibung des Vorwärtsspektrometers der EMC findet sich beispielsweise in [Allk 81] und [Gib 86].

3.1 Der Myonenstrahl M2 am CERN

Das Experiment der NMC wurde am Myonenstrahl M2 des Super Proton Synchrotrons (SPS) am CERN durchgeführt, bei dem Myonenenergien von 90 GeV bis 280 GeV zur Verfügung stehen. Eine Übersicht über den Aufbau zur Erzeugung des im Experiment verwendeten Myonenstrahls findet sich in Abbildung 3.1.

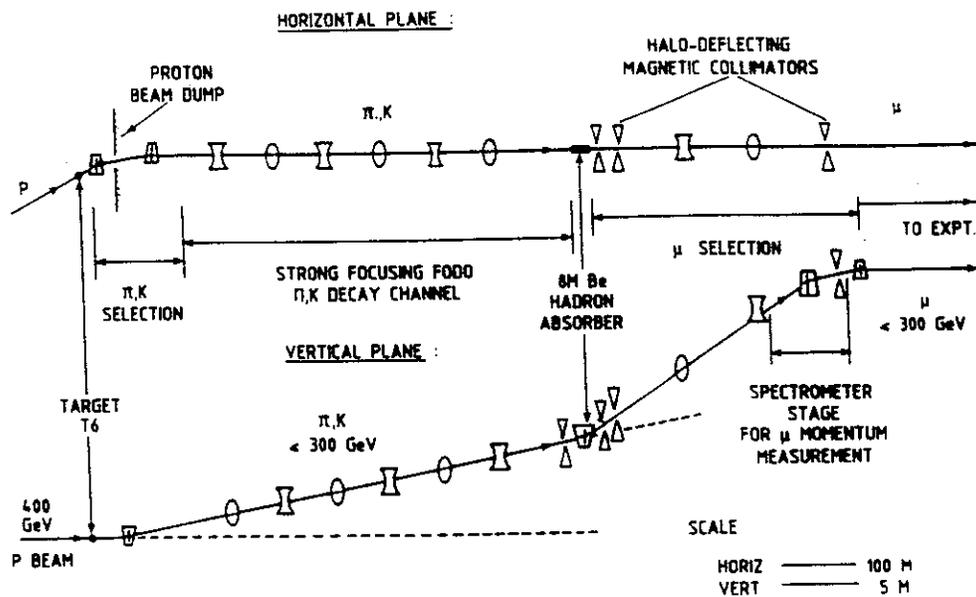


Abb. 3.1 Der Myonenstrahl M2 am CERN.

Zur Erzeugung der Myonen [Ath 81] werden Protonen im LINAC (Linear Accelerator) und – nach Durchlaufen des Boosters – im CPS (Central Proton Synchrotron) beschleunigt. Anschließend erhalten sie im SPS (Super Proton Synchrotron) Energien von etwa 450 GeV . Beim Stoß auf ein Berylliumtarget entsteht ein intensiver Hadronenstrahl, der hauptsächlich aus Pionen und Kaonen besteht. Mit Magnetfeldern werden Hadronen mit der gewünschten Energie und Ladung selektiert. Etwa 5 % dieser Pionen und Kaonen zerfallen im nachfolgenden 600 m langen Zerfallskanal in

Myonen und Neutrinos:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \overset{(-)}{\nu}_{\mu} \quad (3.1)$$

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \overset{(-)}{\nu}_{\mu} . \quad (3.2)$$

Ein 10 m langer Berylliumblock dient der Absorption der nicht zerfallenden Hadronen. Die niedrige Ladungszahl von Beryllium minimiert die Vielfachstreuung der Myonen. Der Bruchteil von Pionen in einem Myonenstrahl von 280 GeV Strahlenergie ist $\frac{N_{\pi}}{N_{\mu}} < 10^{-5}$ [Aub 85], wobei N die Anzahl der jeweiligen Teilchen symbolisiert. Mit Hilfe von Dipolmagneten wird ein Impulsbereich von 10% um den gewünschten Impuls des Myonenstrahls herausgeschnitten. Der Myonenstrahl gelangt durch einen weiteren Kanal von 250 m Länge zur Beam Momentum Station (BMS). Die Strahlführung erfolgt hier ebenso wie in dem oben beschriebenen 600 m langen Zerfallskanal mit alternierend fokussierenden und defokussierenden Quadrupolmagneten (FODO). Mit der Beam Momentum Station wird der Impuls jedes einzelnen ankommenden Myons auf $\pm 0.2\%$ genau bestimmt. Ort und Richtung der ankommenden Myonen werden mit den Strahlhodokopen BHA und BHB gemessen. Anschließend passiert der Strahl in der Experimentierhalle die in Kapitel 3.3 beschriebenen Targets, den Vorwärtsspektrometer-Magneten (FSM) und die sich dahinter befindlichen Detektoren. Am Ende des Experiments steht die Beam Calibration Station, die der absoluten Kalibrierung der Beam Momentum Station dient [All 89], [Arn 90b]. Das Experiment ist in der North Area am Ende des Myonenstrahls M2 aufgebaut und trägt den Namen NA37.

Das Profil des Strahls ist annähernd gaußförmig mit einer Breite von ca. 4 cm in horizontaler Richtung und von ca. 3 cm in vertikaler Richtung. Seine Divergenz ist kleiner als 1 mrad. Er wird von einem breiten Halo begleitet. Dieses setzt sich aus unzureichend fokussierten Myonen und den durch Vielfachstreuung im Absorber und in der Luft entstandenen strahlbegleitenden Teilchen zusammen. Mit magnetischen Kollimatoren in der Strahlführung wird der Anteil der Halomyonen im Strahl auf 10 – 20 % begrenzt.

Zyklisch folgt auf einen Myonenstrahl (Spill) von 2.4 s eine Spillpause von 12 s. Etwa $1.8 \cdot 10^6$ Protonen erzeugen bei 280 GeV ein einziges am Experiment ankommendes Myon. Die Intensität des Myonenstrahls beträgt je nach Energie und Polarität des Strahls $1 \cdot 10^7$ bis $4 \cdot 10^7$ Myonen pro Puls.

3.2 Das Spektrometer der NMC

Da der experimentelle Aufbau schon mehrfach ausführlich beschrieben worden ist, z. B. in [Arn 91], soll hier nur das Prinzip des Spektrometers dargestellt werden.

Das Spektrometer der NMC kann in vier Bereiche unterteilt werden. Die Magnete, Hodoskope und Detektoren vor den Targets erlauben eine Bestimmung der Ortskoordinaten und des Impulses des einlaufenden Myons. Hinter den Targets befindet

sich ein offenes Magnetspektrometer mit einem Vorwärtsspektrometer-Magneten mit großer Apertur. Damit werden die Impulse der auslaufenden Myonen und die Streuwinkel bestimmt. Die Myonenidentifikation erfolgt in den Detektoren hinter einem 2 m dicken Eisenabsorber. Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des NMC-Experiments.

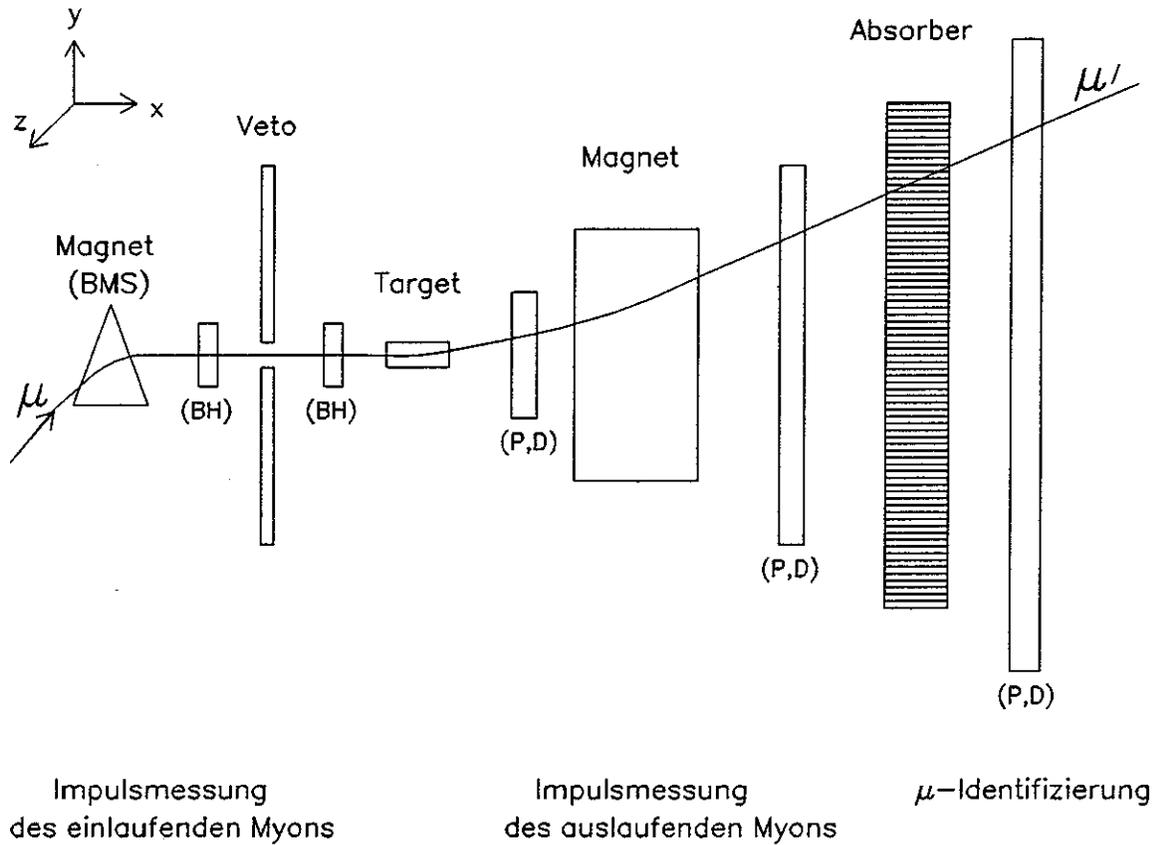


Abb. 3.2 Prinzipskizze des Spektrometers der NMC. BH steht für Strahlhodoskope, P für Proportionalkammern und D für Driftkammern.

Der Ursprung des rechtshändigen Koordinatensystems, das von der NMC verwendet wird, liegt im Zentrum des Vorwärtsspektrometer-Magneten. Die x -Richtung zeigt in Strahlrichtung. y ist die Ablenkrichtung des Vorwärtsspektrometer-Magneten für positive Teilchen, und die z -Achse steht senkrecht dazu.

In Abbildung 3.3 ist das Spektrometer der NMC, wie es im Jahr 1989 benützt wurde, dargestellt.

In der Experimentierhalle passiert der Myonenstrahl zuerst – wie in den Abbildungen 3.2 und 3.3 dargestellt – die Beam Momentum Station, wo er um 24 mrad vertikal abgelenkt wird. Die Beam Momentum Station [Bra 79] besteht aus einem Dipolmagneten und vier Hodoskopeebenen, wovon sich zwei vor und zwei hinter dem Dipolmagneten befinden. Jede Ebene besteht aus 64 Elementen, die in der Mitte segmentiert sind und jeweils 5 mm breit sind.

Zur Festlegung der Richtung der ankommenden Myonen dienen die Strahlhodoskope BHA und BHB und seit dem Jahr 1989 die Proportionalkammer P0H. BHA und BHB stehen 6 m auseinander, womit eine gute Winkelauflösung erreicht wird. Sie bestehen beide aus acht Ebenen mit 20 jeweils 2.2 mm breiten Szintillationstreifen, die eine Fläche von $12 \times 12 \text{ cm}^2$ abdecken. Die Proportionalkammer P0H wurde 1989 vor den Targets installiert, um eine bessere Bestimmung des Wechselwirkungsortes der einfallenden Myonen im vorderen Target zu erreichen.

Die Vetoähler V2 und V2.1, die sich zwischen den Strahlhodoskopen BHA und BHB befinden, haben eine kreisförmige Öffnung für den Strahldurchgang mit einem Durchmesser von 6 cm . Dadurch wird die Ausdehnung des Myonenstrahls festgelegt. V2 und V2.1 sind koaxial zu den Targets angebracht und entfernen dadurch Myonen aus dem Strahl, die die Targets nicht treffen können. Ihr relativer Abstand beträgt 6 m .

Die Detektoren, die zur Messung der Ereignisse unter großen Streuwinkeln dienen, sind großflächig und haben eine tote Zone im Strahlbereich. Unter dem Begriff 'tote Zone' versteht man einen Bereich, der künstlich ineffizient gemacht wurde. Für die Messung der unter kleinen Winkeln gestreuten Myonen befinden sich die Proportionalkammern P0A, P0B, P0C, P0D und P0E, die einen Durchmesser von jeweils 14.4 cm haben, im Strahl. Bei diesen ist eine Teilchenrate von bis zu $5 \cdot 10^7 \frac{\#}{s}$ möglich.

Die Drahtkammern haben mehrere Ebenen, bei denen die Drähte in z - und y -Richtung orientiert sind bzw. um einen mathematisch positiven oder negativen Winkel Θ bzgl. der z -Achse um die x -Achse gedreht sind. Die y -, z - und Θ -Ebenen werden fortlaufend durchnummeriert. So bedeutet z. B. z_2 die zweite z -Ebene des betrachteten Detektors.

Die Proportionalkammer P0B befindet sich zwischen den Targets und dient der genauen Bestimmung der Wechselwirkungsorte (Vertizes). Findet die Wechselwirkung in den (in Strahlrichtung gesehen) vorderen Targets statt, so wird mit P0B die Spur des gestreuten Myons festgelegt. Wird das einfallende Myon erst in den hinteren Targets gestreut, so wird mit P0B die Spur des einfallenden Myons bestimmt.

Im Vorwärtsspektrometer-Magneten, einem Dipolmagneten, werden die Teilchen abgelenkt. Der Impuls der gestreuten Myonen wird aus der Größe der Ablenkung berechnet. Die Apertur beträgt $4.3 \text{ m} \times 2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$. Daher ist die Akzeptanz groß, sie geht bis 8° im Laborsystem. Für die im Experiment verwendeten Energien wurden integrale Magnetfelder bis zu $\int B(I) dl \approx 5.2 \text{ Tm}$ [Allk 81] benötigt, wobei der

Feldverlauf präzise vermessen wurde [Bes 78].

Vor dem Magneten befinden sich die Proportionalkammern PV1 und PV2 (kurz PV12) zur Messung von Spuren mit großen Winkeln und die Strahlkammer P0C, um Spuren mit kleinen Winkeln zu messen. PV1 und PV2 decken die gesamte Apertur des Magneten ab. PV2 hat im Strahl eine tote Zone. Mit diesen Kammern wird die Spur der Myonen vor der Ablenkung im Magneten gemessen.

Mit den rechteckigen Proportionalkammern P1, P2 und P3 (kurz P123) wird die Spur im Magneten verfolgt. P123 decken die lichte Weite des Magneten ab und haben im Strahl tote Zonen. Dort befindet sich die Proportionalkammer P0D.

Hinter dem Vorwärtsspektrometer-Magneten stehen die Driftkammern W1 und W2 (kurz W12) und danach – in Strahlrichtung gesehen – die Driftkammern W4 und W5 (kurz W45). Die Proportionalkammern P4 und P5 (kurz P45) befinden sich zwischen W4 und W5 im Strahl und die Proportionalkammer P0E steht vor W12 ebenfalls im Strahl.

Mit dem Kalorimeter H2 und dem Absorber werden sowohl Hadronen, Elektronen und Myonen identifiziert als auch Hadronen und Elektronen absorbiert. Das Kalorimeter H2 ist aus zwei identischen Hälften aufgebaut. Diese Hälften bestehen aus drei Modulen, einem Modul für elektromagnetische Schauer, das in Sandwichstruktur aus Blei und Plastiksintillatoren aufgebaut ist, und zwei Hadronenmodulen, die aus Plastiksintillatoren und Eisen bestehen. Im elektromagnetischen Modul, das 22 Strahlungslängen entspricht, deponieren die Elektronen mehr als 90 % ihrer Energie.

Der darauf folgende 2 m dicke Absorber besteht aus Eisen. Er hat ebenso wie das Kalorimeter eine Öffnung im Strahl. Mit dem Kalorimeter zusammen sind dies 15 Wechselwirkungslängen. Durch den Absorber werden Hadronen und Elektronen gestoppt, so daß nur Myonen die Driftkammern W6 und W7 (kurz W67) erreichen.

Da W67 einen großen Bereich in y -Richtung (10 m) abdecken soll, wurde sie in drei Kammern – W67A, W67B und W67C – unterteilt. Aufgrund der geringen Anzahl der ankommenden Teilchen ist ein Zählendrahtabstand von 12 cm ausreichend.

Für die Messungen der unter kleinen Winkeln getreuten Myonen wurden 1989 neben P0H noch zwei weitere Detektoren – W3 und P67 – installiert. Die Proportionalkammern P6 und P7 (kurz P67), die aus ähnlichen Modulen wie P45 aufgebaut sind, befinden sich vor W67. Die letzte Driftkammer des Spektrometers – W3 – dient zusätzlich zu W67 und P67 zur Identifikation von unter kleinen Winkeln gestreuten Myonen.

Eine Übersicht über die verwendeten Drift- und Proportionalkammern findet sich in Tabelle 3.1.

Detektor	Typ	aktive Fläche	Drahtabstand	# Ebenen	x-Position
			mm		m
P0A	Prop.	ϕ 14.4 cm	1	2y,2z,4 θ	8.3
P0B	Prop.	ϕ 14.4 cm	1	2y,2z,4 θ	-6.6
P0C	Prop.	ϕ 14.4 cm	1	2y,2z,4 θ	-2.7
P0D	Prop.	ϕ 14.4 cm	1	2y,4z,2 θ	-1.9
P0E	Prop.	ϕ 14.4 cm	1	2y,2z,4 θ	2.3
P0H	Prop.	ϕ 14.4 cm	1	1y,1z,2 θ	-10.96
P1	Prop.	182 \times 80 cm ²	2	1y,1z,1 θ	-1.5
P2	Prop.	182 \times 80 cm ²	2	1y,1z,1 θ	-0.3
P3	Prop.	182 \times 80 cm ²	2	1y,1z,1 θ	0.3
P4A	Prop.	ϕ 90 cm	2	1y,1 θ	6.8
P4B	Prop.	ϕ 90 cm	2	1y,1 θ	7.1
P5A	Prop.	ϕ 90 cm	2	1y,1 θ	7.4
P5B	Prop.	ϕ 90 cm	2	1y,1 θ	7.8
P5C	Prop.	ϕ 90 cm	2	1y,1 θ	8.1
P6	Prop.	ϕ 90 cm	2	1z,1y,2 θ	13.2
P7	Prop.	ϕ 90 cm	2	1z,1y,2 θ	13.2
PV1	Prop.	75 \times 45 cm ²	2	2y,2 θ	-2.5
PV2	Prop.	77 \times 50 cm ²	2	2y,4 θ	-2.1
W1	Drift.	225 \times 125 cm ²	20	2y,2z,4 θ	2.6
W2	Drift.	225 \times 125 cm ²	20	2y,2z,4 θ	3.0
W4A	Drift.	520 \times 260 cm ²	40	2y,2z	7.0
W4B	Drift.	520 \times 260 cm ²	40	2y,2 θ	7.3
W5A	Drift.	520 \times 260 cm ²	40	2z,2 θ	7.6
W5B	Drift.	520 \times 260 cm ²	40	2y,2z	7.9
W6A	Drift.	288 \times 348 cm ²	120	2y,2z,2 θ	14.7
W6B	Drift.	288 \times 348 cm ²	120	3y,3z,2 θ	14.1
W6C	Drift.	288 \times 348 cm ²	120	2y,2z,2 θ	14.7
W7A	Drift.	348 \times 432 cm ²	120	2y,2z,1 θ	16.5
W7B	Drift.	348 \times 432 cm ²	120	3y,3z,2 θ	16.7
W7C	Drift.	348 \times 432 cm ²	120	2y,2z,1 θ	16.5
W3	Drift.	245 \times 125 cm ²	20	2y,2z,4 θ	19.3

Tabelle 3.1 Beschreibung der verwendeten Detektoren.

Den Abschluß des Experiments bildet die Beam Calibration Station, die zur Kalibrierung der Impulsmessung der Beam Momentum Station eingesetzt wird. Dazu werden spezielle Datenläufe ohne Targets und bei ausgeschaltetem Magnetfeld des Vorwärtsspektrometer-Magneten bei niedriger Strahlintensität ($10^5 - 10^6 \frac{\mu}{\text{Spill}}$) durchgeführt. Die Beam Calibration Station besteht aus einem 6 m langen Dipolmagneten MNP26 und sechs Proportionalkammern. Der Dipolmagnet ist ein Präzessionsmagnet mit einem Magnetfeld von 1.9 T, das auf 10^{-6} genau bekannt ist, und wurde in früheren Zeiten zur Messung der ($g - 2$)-Experimente am CERN

benützt [Far 79]. Die Ablenkwinkel werden von sechs Proportionalkammern von je 10 cm Durchmesser mit einem Drahtabstand von 1 mm gemessen. Zwei Proportionalkammern befinden sich unmittelbar vor dem Magneten, zwei direkt dahinter und zwei in einem Abstand von 30 m dahinter. Die damit erreichte Genauigkeit der Impulsmessung beträgt 0.1% bis 0.2%.

3.3 Die Targetanordnung

Bei den in dieser Arbeit analysierten Daten wurden als Targets flüssiger Wasserstoff und flüssiges Deuterium verwendet. Diese Targets bestehen aus 3 m langen Targetzellen aus Mylar, die einen Durchmesser von 10 cm haben. Die Targetzellen befinden sich im Vakuum. Die äußeren Zylinder um die Targetzellen sind aus Bakelit hergestellt und haben einen Durchmesser von 30 cm. Zwischen dem Mylar und dem Vakuumbehälter befindet sich ein Kälteschild, das einen äußeren Durchmesser von 25 cm hat und einen inneren von 18 cm. Die Targetzellen sind mit flüssigem Wasserstoff der Flächendichte $21.2 \frac{g}{cm^2}$ bzw. Deuterium mit einer Flächendichte von $48.6 \frac{g}{cm^2}$ gefüllt.

Die Länge der Targets wurde bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff (77 K) gemessen und auf ihre Betriebstemperaturen extrapoliert [Milso 90]. Aufgrund der verschiedenen Betriebstemperaturen (20.5 K für Wasserstoff und 23.8 K für Deuterium) haben die Wasserstoff- und Deuteriumtargets eine unterschiedliche Länge. Aus der Unsicherheit in der Längenbestimmung der Targets resultiert ein Fehler in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses von Wasserstoff und Deuterium von 0.006 %.

Eine Übersicht über die verwendeten Targets findet sich in Tabelle 3.2.

Target	Temp	Mol. Masse	Dichte	Länge
	K	<i>g/Mol</i>	<i>g/l</i>	<i>mm</i>
Wasserstoff	20.5	1.0078	70.51 ± 0.03	2987.885 ± 0.035
Deuterium	23.8	2.0141	162.64 ± 0.15	2988.060 ± 0.035

Tabelle 3.2 Kenndaten der Wasserstoff- und Deuteriumtargets.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses wird das Verhältnis κ der Zahl der Streuzentren pro Flächeneinheit n_i von Wasserstoff und Deuterium benötigt. n_i berechnet sich nach der folgenden Formel

$$n_i = L_i \cdot \rho_i \cdot \frac{n_A}{M_A} \cdot N_A \quad (3.3)$$

Hierbei ist L_i die Länge des betrachteten Targets und ρ_i dessen Dichte. n_A gibt die Anzahl der Nukleonen im Kern an. Die Avogadrokonstante N_A hat den Wert $N_A = 6.023 \cdot 10^{23} \frac{1}{Mol}$. Die molare Masse M_A von Wasserstoff beträgt $1.0078 \frac{g}{Mol}$

und diejenige von Deuterium $2.0141 \frac{g}{Mol}$. Zur Berechnung der effektiven molaren Masse des verwendeten Deuteriums ist zu berücksichtigen, daß im Deuteriumtarget 1.5% Wasserstoffatome vorhanden sind. Diese Korrektur wird in Abschnitt 5.4.3 beschrieben. Werden diese Zahlenwerte in Gleichung (3.3) eingesetzt, so erhält man

$$\kappa = \frac{n_H}{n_D} = 0.86635 . \quad (3.4)$$

Um den Fehler bei der Bestimmung des Strukturverhältnisses zu minimieren, benützte die NMC die Methode der komplementären Targets. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wird, ist das Strukturverhältnis dann unabhängig von der Akzeptanz des Spektrometers und dem einfallenden Myonenfluß. Die Targetanordnung ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

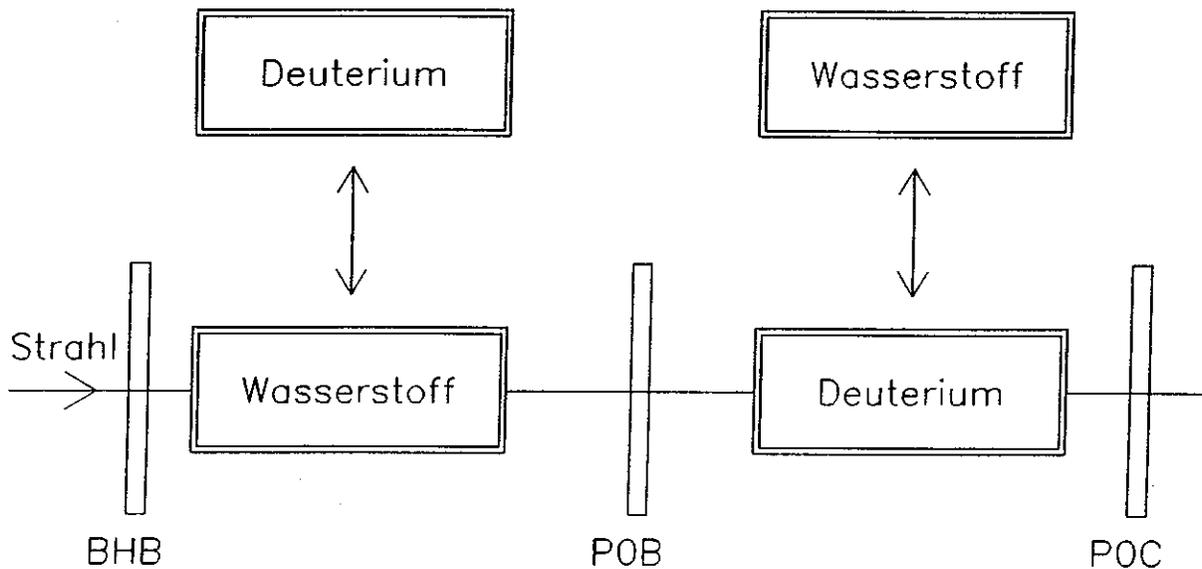


Abb. 3.4 Komplementäre Anordnung der Targets der NMC. Die zwei Targetreihen 1 (mit den Targets D_2 und H_2) und 2 (H_2 , D_2) werden im halbstündigen Wechsel in den Strahl gefahren. Die Position der beiden linken Targets nennt man upstream, diejenige der rechten downstream.

Die Targets befinden sich auf einer beweglichen Plattform. Hierbei sind immer zwei Targets – zum Beispiel der oberen Reihe (D_2 und H_2) – gleichzeitig im Strahl. Alle 20 – 30 Minuten werden die Targets der anderen Targetreihe (H_2 und D_2) in den Strahl gefahren. Da die Wechselwirkung von Myonen mit Materie außerordentlich schwach ist, erfahren die Targets der gleichen Reihe denselben Myonenfluß ϕ_i . Die geometrischen Akzeptanzen des Spektrometers für die upstream- und die downstream-Position sind jedoch verschieden. Dabei ist 'upstream' die Position der Targets, die in Strahlrichtung gesehen zuerst kommen, und 'downstream' die in Strahlrichtung gesehen darauffolgende Targetposition. Aufgrund des häufigen Wechsels und der glei-

chen Geometrie der Targets ist die Akzeptanz der Targets in derselben Targetposition (upstream bzw. downstream) für die gestreuten Myonen dieselbe.

3.4 Die Trigger der NMC

Es gibt drei verschiedene Systeme von Triggerhodoskopen für die drei verschiedenen Winkelbereiche, die gemessen werden. Die Hodoskope H1, H3 und H4 dienen zur Festlegung des Standardtriggers, H1', H3' und H4' für den Kleinwinkeltrigger und seit 1989 gibt es noch H3'' und H4'' für den Kleine- x_B -Trigger.

Mit den Szintillations-Hodoskopen H1, H3 und H4 wird innerhalb von 10^{-7} s geprüft, ob das gestreute Myon aus dem Target kommt, andernfalls wird es verworfen. Diese Hodoskope dienen dem Nachweis des Standardtriggers. Dieser ist für Ereignisse unter Streuwinkeln von mehr als 10 mrad aufgebaut. Mit H3V wird die Referenzzeit des gestreuten Myons ermittelt. Die Hodoskope H1 und H3 haben je zwei Module mit sowohl horizontalen als auch vertikalen Szintillationsstreifen (H1H, H3H bzw. H1V, H3V). H4 besteht aus einem zweigeteilten horizontalen Modul H4H (ebenso wie H3H), um die Absorption und Laufzeit des Szintillationslichts gering zu halten. Die Streifenbreite beträgt 7 cm für H1 und 15 cm für H3 und H4. H3 und H4 stehen hinter dem Absorber. Damit wird sichergestellt, daß die registrierten Teilchen Myonen sind. Um den Untergrund klein zu halten, ist vor H4 noch eine zusätzliche Eisenwand angebracht.

Die Streuereignisse bei kleinen Streuwinkeln ($5 \text{ mrad} < \theta < 15 \text{ mrad}$) werden akzeptiert, wenn sie in jedem der Strahlhodoskope H1', H3' und H4', die nur horizontale Streifen haben, einen Treffer haben. Hierbei haben H1' und H3' jeweils 24 und H4' hat 36 sich paarweise überlappende Elemente, die in der Mitte, durch die der Strahl geht, getrennt sind. Durch die Größe dieser Lücken (17 cm für H1', 25 cm für H3' und 30 cm für H4') ist der minimale Streuwinkel des Kleinwinkeltriggers zu $(4 - 5) \text{ mrad}$ gegeben. Die Ortsauflösung beträgt 14 mm , da die Streifen 14 mm breit sind. Die äußeren Streifen wurden 1989 auf 50 mm verbreitert. Dies erlaubt die Messung eines vergrößerten kinematischen Bereichs zu großen x_B hin. H3' befindet sich hinter dem Absorber und H4' hinter der zusätzlichen Eisenwand. Die Referenzzeit des gestreuten Myons wird mit H4' festgelegt.

Für den Kleine- x_B -Trigger 14 wurden 1989 erstmals die Hodoskope H3'' und H4'' eingebaut. Diese bestehen aus jeweils zehn Szintillationsstreifen, fünf oberhalb und fünf unterhalb des Strahls, die sich zum Teil überlappen.

Mit den Triggern wird während des Experiments innerhalb von 100 ns ein Ereignis als "gut" deklariert und dann auf Magnetband (6250 bpi) geschrieben oder verworfen. Man unterscheidet drei Triggerarten:

- Physikalische Trigger für die tiefinelastischen Streuereignisse bei den verschiedenen Winkeln (Trigger 1, 2 und 14) und den Multi-Myon-Trigger 15 [Jon 90],
- Normierungstrigger, die zur Bestimmung des für die absoluten Strukturfunktionen benötigten Strahlflusses dienen (Trigger 3, 4 und 10),

- Trigger, die online zur Überwachung des Apparates und offline für Alignment und Kalibrierung benutzt werden.

Zusätzlich zu diesen Triggern wurde noch ein Spezialtrigger, der sogenannte Leptonenzählerhaltungs-Trigger aufgebaut, mit dem nach einem Zerfall eines Myons in ein Elektron unter Aussendung eines Photons gesucht wird.

Insgesamt sind 15 Trigger aufgebaut. Diese sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Trigger	Beschreibung
1	Trigger für Ereignisse unter Streuwinkel von mehr als 10 mrad
2	Trigger für Ereignisse unter Streuwinkeln von mehr als 5 mrad
3	Normierungstrigger benützt BHA
4	Normierungstrigger benützt BHB
5	Strahltrigger
6	Leptonenzählerhaltungstrigger
7	nahes Halo, online zur P123-, P45-Überwachung
8	fernes Halo
9	Pulser
10	Zufallstrigger
11	Trigger zur Hodoskopeffizienzen-Bestimmung von H1, H3 und H4
12	Trigger zur Hodoskopeffizienzen-Bestimmung von H1', H3' und H4'
13	Anfang und Ende eines Spills
14	Kleine- x_B -Trigger
15	J/ψ -Trigger oder auch Multimyon-Trigger

Tabelle 3.3 Die Trigger der NMC.

3.4.1 Die physikalischen Trigger

3.4.1.1 Trigger 1

Neben der Bedingung, daß keiner der Vetoähler angesprochen haben darf, werden an den Standardtrigger noch verschiedene andere Bedingungen gestellt. Für Trigger 1 muß in allen drei Hodoskopen ein Treffer vorhanden sein. Verbindet man die getroffenen Hodoskopelemente, so muß die Extrapolation dieser Linie ins Target weisen. Dies nennt man Targetpointing. Dabei müssen für Trigger 1 sowohl die vertikale Komponente der Myonenspur, die jeweils mindestens einen Treffer in H1H, H3H und H4H haben muß, ins Target verlängert werden können, als auch die horizontale Komponente, die in H1V und H3V einen Treffer haben muß. Für das vertikale Targetpointing werden die Matrizen M_2 und M_3 benützt, für das horizontale M_0 und M_1 .

Die Signale der Vetoähler und Triggerhodoskope sind über Koinzidenzmatrizen M_i mit $i = 1 - 7$ verknüpft [Fla 79].

Der minimale Streuwinkel ist durch die Löcher in den Triggerhodoskopen gegeben. Um ihn auf $\theta \approx 10$ mrad festzulegen, wird die Matrix M_6 benützt, die

Signale aus H1V und H3H verknüpft. Ohne diesen Winkelschnitt wäre die Zählrate bei kleinen Winkeln sehr groß, da diese mit $\sin^{-4}(\Theta/2)$ ansteigt.

Die Matrix M_7 , die Informationen von H3V und H3H verarbeitet, sorgt dafür, daß Ereignisse mit großen Werten von ν und kleinen Winkeln nicht akzeptiert werden. Diese Ereignisse hätten große Strahlungskorrekturen. Zudem sind dies oft Myonen, die bei Hadronenzerfällen in den Targets entstehen.

Die Bedingungen für ein Trigger 1-Ereignis sind:

- Kein Vetozähler darf angesprochen haben.
- Das Myon muß in allen fünf Hodoskopebenen H1H, H1V, H3H, H3V und H4H gefunden werden.
- Die Spur des Myons muß ins Target zurückverfolgbar sein.
- Der Streuwinkel Θ muß größer als 10 *mrad* sein.
- Für niederenergetische Myonen wird ein Winkelschnitt durchgeführt.

Die Schaltung der Koinzidenzmatrizen für Trigger 1 ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

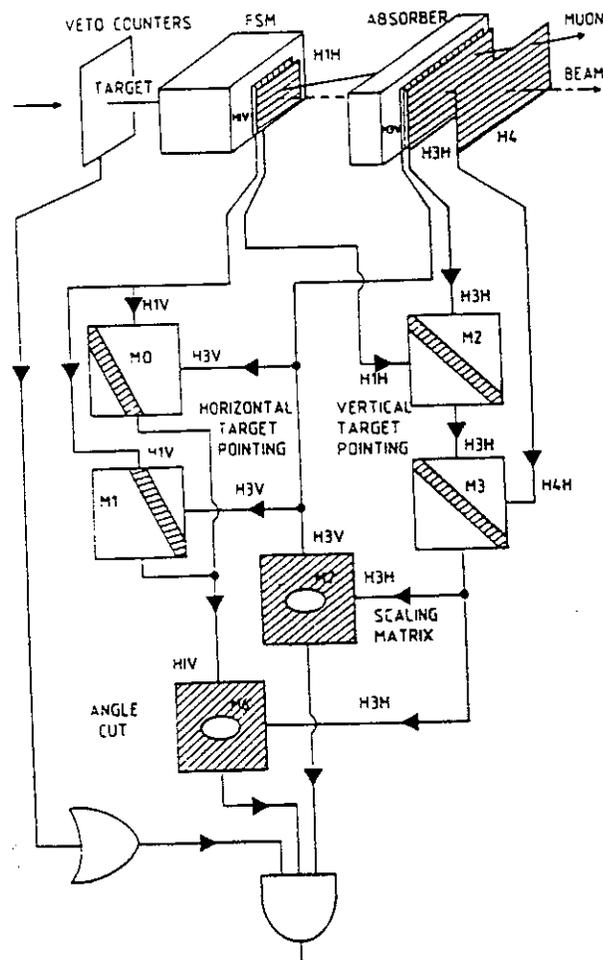


Abb. 3.5 Logische Schaltung für Trigger 1.

3.4.1.2 Trigger 2

Trigger 2 ist der Kleinwinkeltrigger, der Ereignisse im Bereich von 4 bis 15 *mrad* akzeptiert. Die Koinzidenzbedingungen werden durch eine Matrix, durch Memory Look-up Tables (MLUs) und durch Programmable Logical Units (PLUs) festgelegt. Die Triggerzeit ist durch das Hodoskop H4' gegeben. Im Einzelnen sind die Bedingungen für ein Trigger 2-Ereignis:

- Das einlaufende Myon trifft keinen Vetoähler.
- Das gestreute Myon wird in H1', H3' und H4' (hinter dem Eisenabsorber) koinzident gefunden.
- Vertikales Targetpointing ist erfüllt. Da die Hodoskope H1', H3' und H4' nur horizontale Streifen in *y*-Richtung haben, ist kein horizontales Targetpointing möglich.

Bei gleichen Werten von x_B ist der mittlere quadratische Impulsübertrag Q^2 bei Trigger 2 kleiner als derjenige bei Trigger 1. Diesem Umstand ist es zu verdanken, daß bis zu sehr kleinen Werten von x_B und Q^2 ($x_B > 0.002$, $Q^2 > 0.4 \text{ GeV}^2$) gemessen werden kann.

3.4.1.3 Trigger 14

Trigger 14 ist der Trigger für kleine Werte von x_B , der erstmals 1989 aufgebaut worden ist. Er hat einen guten Überlapp mit Trigger 2, wobei bis zu kleineren Werten von x_B und Θ gemessen werden kann. Indem für Trigger 14 gefordert wird, daß Treffer in mindestens einem der vier inneren Streifen der Ebene z4 des Strahlhodoskops BHB vorhanden sein müssen, jedoch keine Treffer in den äußeren 16 Streifen dieser Ebene auftreten dürfen, wird ein Teil des Strahls ausgeblendet. Der auf diese Weise für die Messung des Kleinen- x_B -Triggers benützte Strahl hat dann einen Durchmesser von nur 1.6 *cm*. Damit wird verhindert, daß unter kleinen Winkeln gestreute Myonen mit schräg einlaufenden Strahlmyonen verwechselt werden. Die zweigeteilten Szintillatorpaare S1, S2 und S4 stehen 5 *cm* unterhalb und 5 *cm* oberhalb der Strahlachse. Sie sind so koinzident geschaltet, daß nur Myonen, die entweder überall oberhalb des Strahls oder überall unterhalb des Strahl die Szintillatoren durchqueren, ein Triggersignal auslösen können. Trigger 14 kann zur Messung der folgenden kinematischen Bereiche verwendet werden:

$$0.001 < x_B < 1.0$$

$$0.1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$$

$$2 \text{ mrad} < \Theta < 10 \text{ mrad}.$$

Die Bedingungen für Trigger 14 sind:

- entweder Treffer in S1, S2 und S4 ^{above the beam or hit} oberhalb des Strahls oder Treffer in S1, S2 und S4 ^{below the beam} unterhalb des Strahls.
- Treffer in mindestens einem der vier inneren Streifen der Ebene z4 des Hodoskops BHB, ^{at least one of the 4 strip of plane}

- kein Treffer in den 16 äußeren Streifen der Ebene z4 von BHB, ^{ho Mt}
- Multiplizität in der Ebene y3 von BHB ist 1, ^{auf} ^{plan} ^{is est 1}
- das einlaufende Myon trifft keinen Vetozähler. ^{plan} ^{is est 1} ^{counter}

Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Sei 90].

3.5 Bestimmung des einfallenden Flusses

Zur Extraktion der absoluten Strukturfunktionen ist eine genaue Bestimmung des einlaufenden Flusses nötig, da auf diese Flüsse normiert wird. Dazu gibt es zwei verschiedene Methoden, die im folgenden beschrieben werden.

3.5.1 Trigger 10

Eine weit vom Experiment aufgestellte radioaktive Quelle aus ^{241}Am [Mou 81] erzeugt ein Zufallssignal, das ein 20 ns breites Zeitfenster öffnet. Dadurch, daß sich die Quelle in einiger Entfernung vom Strahl befindet, wird sichergestellt, daß keine Korrelationen zwischen Strahl und Quelle auftreten. Innerhalb dieses Zeitfensters werden die Strahlhodoskope ausgelesen. Ereignisse, die während der Totzeit der Datennahme ankommen, werden nicht registriert, Trigger 1 und 10 haben also die gleichen Totzeiten.

Das Verhältnis der Anzahl N_{10} der Trigger 10 zu der Meßzeit (abzüglich Totzeit) T_{me} wird Trigger 10-Rate R_{10} genannt. Die Rate R_{10} läßt sich auch als das Verhältnis der Anzahl der Quellenimpulse N_{Am} zu einer bestimmten festen Zeiteinheit – der Spillzeit T_{sp} – definieren. Dieses Verhältnis sollte konstant sein, da die Aktivität der Quelle konstant ist. Damit ist die Rate ein Maß für die Güte des Trigger 10. Diejenigen Spills, bei denen die Rate nicht konstant ist, werden als 'schlecht' für Trigger 10 deklariert. Es gilt:

$$R_{10} = \frac{N_{10}}{T_{me}} = \frac{N_{Am}}{T_{sp}} \quad (3.5)$$

Aus der Gesamtheit aller registrierten Ereignisse wird der integrierte Myonenfluß Φ bestimmt. Er berechnet sich zu

$$\Phi = \frac{N_{\mu}}{N_{10}} \cdot \frac{T_{me}}{T_{win}} = \frac{N_{\mu}}{T_{win} \cdot R_{10}}, \quad (3.6)$$

wobei T_{win} das durch Schnitte im Zeitspektrum der TDCs definierte Trigger 10-Fenster ist und N_{μ} die Zahl der rekonstruierten Strahlmyonen der Trigger 10-Ereignisse.

Mit dieser Methode wird der rekonstruierbare Fluß direkt gemessen, da die Trigger 10-Ereignisse dieselben Verluste wie die physikalischen Trigger haben. Eine ausführliche Beschreibung von Trigger 10 findet sich in [Bro 89].

3.5.2 Trigger 3 und Trigger 4

Der Fluß der einfallenden Myonen wird gemessen, indem die Myonen in 16 der 20 Streifen der z -Ebene des Strahlhodoskops BHA für Trigger 3 bzw. in der y -Ebene von BHB für Trigger 4 gezählt werden. Dabei werden dieselben Vetobedingungen auf Trigger 3 und 4 wie bei Trigger 1 und 2 angewendet, bevor diese Trigger die Ausleseelektronik passieren. Die Zahl der Treffer in den zentralen Streifen dieser beiden Ebenen wird in Scaltern gezählt. Jedes $2.56 \cdot 10^6$ -te Myon, das einen Streifen der z -Ebene des Strahlhodoskops BHA (bzw. der y -Ebene von BHB) passiert, erzeugt ein Trigger 3 (bzw. 4) Signal, das auf Band geschrieben wird. Anschließend werden die Strahlspuren für Trigger 3 und 4 rekonstruiert. Dabei werden die gleichen Schnitte wie für die physikalischen Trigger angelegt. Der rekonstruierbare Fluß Φ ist dann die Anzahl aller Treffer s_i , die im Scaler im Streifen i gezählt wurde, multipliziert mit der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit w_i , wobei über die 16 Hodoskopstreifen summiert wird [Ing 86], [Bot 88]:

$$\Phi = \sum_{i=1}^{16} s_i \cdot w_i = \sum_{i=1}^{16} \frac{n_i}{t_i} \cdot s_i \quad (3.7)$$

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $w_i = \frac{n_i}{t_i}$ ist das Verhältnis der Anzahl n_i der Trigger 3 (4) des Streifens i , die rekonstruiert werden, zu der Anzahl der Trigger 3 (4) t_i , die im Streifen i gezählt werden. Damit kann der Strahlfluß mit einer Genauigkeit, die besser als 1 % ist, bestimmt werden. Der statistische Fehler $\Delta\Phi$ berechnet sich aus den Flüssen der einzelnen Hodoskopstreifen Φ_i zu

$$\Delta\Phi = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} (\Delta\Phi_i)^2} \quad (3.8)$$

mit $(\Delta\Phi_i)^2 = \Phi_i^2 \cdot \left(\frac{1}{n_i} - \frac{1}{t_i} + \frac{1}{s_i}\right)$.

3.6 Die Datennahme der Periode P2D89

Die Messungen der NMC erstreckten sich über die Jahre 1986 - 1989. Während der Datennahme erfolgte eine rechnergesteuerte Überwachung des Apparates. Es gab sogenannte Check Tasks, die in den Spillpausen die Versorgungsspannungen, Hallspannungen und Temperaturen maßen und mit den Werten vom Tag zuvor verglichen. Zudem wurde die Elektronik überprüft. Mit den Monitoring Tasks wurden die Daten der einzelnen Detektoren dekodiert und überprüft. Dadurch wurde die Stabilität der Datennahme sichergestellt.

Zur Datennahme kamen die digitalisierten Signale mittels eines CAMAC-Romulus-Systems in einen Zwischenspeicher der nach 1987 verwendeten MICRO-Vaxen. Dazu wurden die Daten während eines Spills in zwei FASTBUS-Speichern gespeichert und in der Spillpause auf ein Magnetband geschrieben (6250 bpi). Das

Auslesesystem konnte bis zu 1000 Ereignisse je Spill verarbeiten, typisch waren 600-700 Ereignisse, was 50000 Ereignisse pro Datenlauf ergab. Alle 20 – 30 Minuten fand ein Targetwechsel statt.

Die Datennahme wird in Perioden unterteilt. Darunter versteht man die Zeitspanne, während der mit derselben Strahlenergie unter unveränderten Bedingungen gemessen wurde (meistens zwei Wochen).

In der vorliegenden Arbeit wurde die Periode P2D89 untersucht. Die Datennahme erfolgte von 14. September – 7. Oktober 1989, wobei am 28.9.1989 die Energie von 280 GeV auf 200 GeV verringert wurde. Die 283 Magnetbänder, die bei der Energie von 280 GeV gemessen wurden, wurden im Rahmen dieser Arbeit analysiert. Der Strom des Vorwärtsspektrometer-Magneten betrug 5000 A. Als Targets wurden Wasserstoff und Deuterium verwendet.

Kapitel 4: Datenanalyse

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie aus den Rohdaten die tiefinelastischen Streueignisse rekonstruiert werden. Zu Beginn werden die genauen Positionen der Detektoren bestimmt. Anschließend durchlaufen die Rohdaten die in Abbildung 4.1 dargestellte Analyseketten, die dabei benutzten Programme werden in den Unterkapiteln 4.2.1 – 4.2.4 beschrieben.

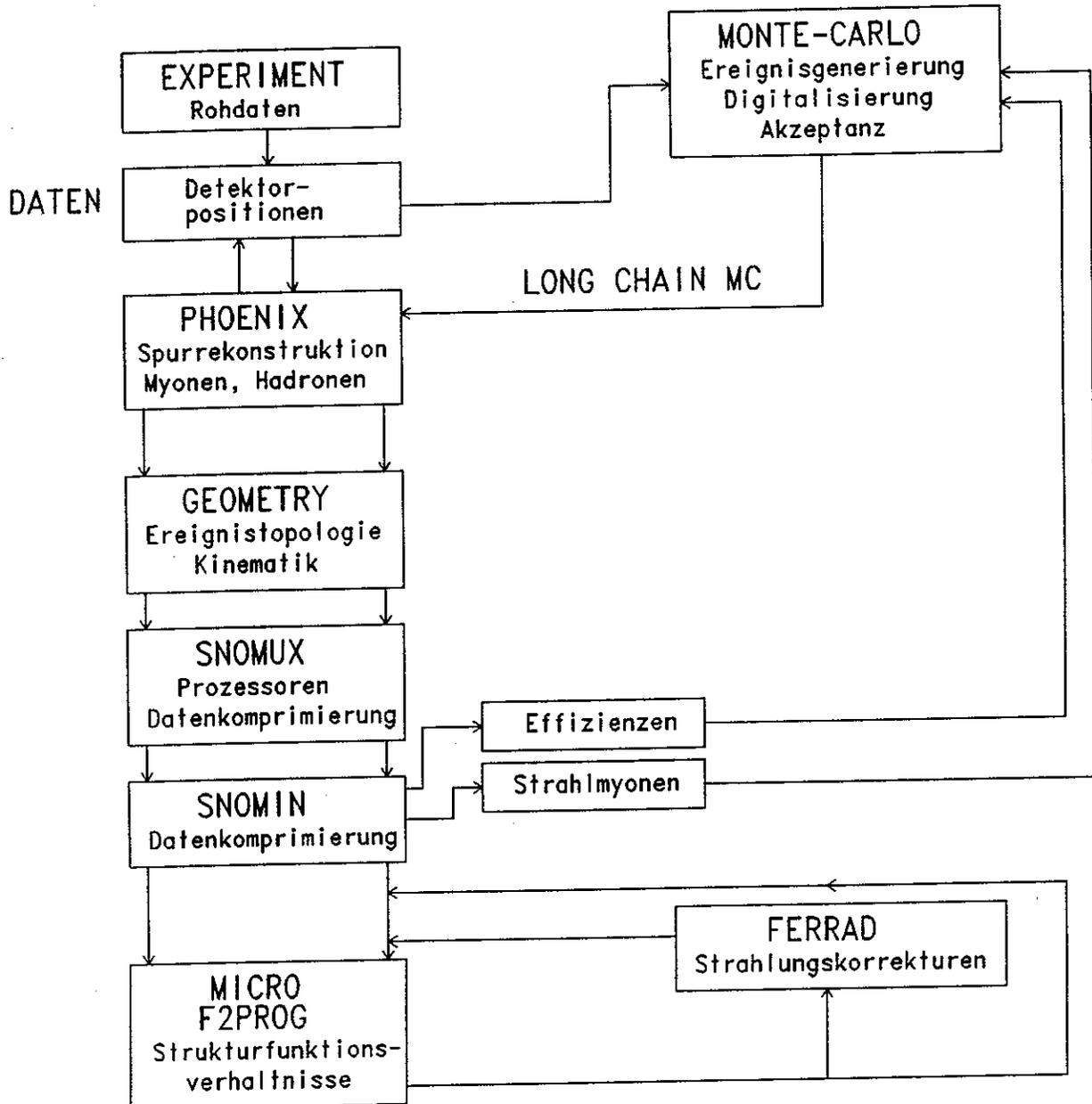


Abb 4.1 Analyseketten von der Verarbeitung der Rohdaten-Magnetbänder bis zur Berechnung der Strukturfunktionen.

An dieser Stelle soll ein Überblick über die Rekonstruktion der Daten gegeben werden. Die Rohdaten sind als Drahtnummern bei den Proportionalkammern, als

Driftzellennummern und Driftzeiten bei den Driftkammern und als Streifennummern bei den Hodoskopen gespeichert. Zusätzlich stehen auf den Magnetbändern noch die Zeitinformationen der Hodoskope BHA, BHB, H1H, H3V, H4H und H5. Zunächst werden die Rohdaten in Orts- und Zeitkoordinaten übersetzt. Anschließend werden die hinter dem Absorber ankommenden Teilchen als Myonen identifiziert. Ist in der Driftkammer W45, die sich vor dem Absorber befindet, eine dazu passende Myonenspur vorhanden, so werden die y - und z -Projektionen der Spurstücke in den Detektoren gesucht. Diese Spurstücke werden sukzessive von hinten (W45) nach vorne zu P0B zwischen die Targets extrapoliert. Findet sich zu dem gestreuten Myon ein zeitlich passendes einlaufendes Myon, so wird unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung und von Energieverlusten beim Durchgang durch Materie ein Wechselwirkungspunkt (Vertex) gefittet. Ist kein Wechselwirkungspunkt vorhanden, so werden die betreffenden Myonenspuren verworfen. Aus den Spuren vor und hinter dem Magneten werden die Impulse der Myonen und der Streuwinkel bestimmt. Damit ist die Kinematik der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung eindeutig festgelegt. Mit diesen Daten können die Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium sowie das Strukturverhältnis von Neutron und Proton bestimmt werden. Dies ist in den Kapiteln 5 bis 7 beschrieben.

4.1 Alignment und Kalibrierung

In jeder Periode werden separate Datenläufe für verschiedene Trigger durchgeführt, die dem Alignment und der Kalibrierung dienen. Im Strahl befinden sich dabei keine Targets und das Magnetfeld des Vorwärtsspektrometer-Magneten ist ausgeschaltet, so daß die Myonenspuren im ganzen Apparat gerade sind. Zusätzlich wird eine niedrige Strahlintensität ($\approx 10^5 \mu/\text{Spill}$) benützt, so daß nur einzelne Myonenspuren auftreten. Damit sind die Multiplizitäten in den Kammern niedrig und eine Verwechslung von Spuren bei der Rekonstruktion wird unwahrscheinlich. Ein hoher Prozentsatz dieser Myonenspuren sind Halomyonen. Mit diesen Datenläufen ist es möglich, die Spur in eindeutiger Weise von den hinteren Detektoren (W67, P67 und W3) nach vorne zu der Proportionalkammer P0B zu extrapolieren.

Die geraden Spuren der Halomyonen werden für das Alignment der großen Detektoren (von W67 bis PV12) benützt. Die Positionen der kleinen Proportionalkammern P0A-P0H sowie der Strahlhodoskope BHA und BHB werden mit den Strahlmyonen bestimmt.

Die Positionen der Detektoren sind von den Vermessern am CERN bis auf $\pm 1 \text{ mm}$ genau bestimmt worden. Im sogenannten Alignment, das hier beschrieben wird, werden die Positionen der Detektoren in Bezug auf die zwei ausgezeichneten Kammern P1 und W4A, deren Positionen von den Surveyern auf 0.1 mm relativ zum Vorwärtsspektromettermagneten vermessen worden sind, in y - und z -Richtung auf $\pm 0.1 \text{ mm}$ genau festgelegt. Zusätzlich muß noch die x -Position der Proportionalkammer P45 bestimmt werden, da sich P45 zwischen den Detektoren W4 und W5

befindet und nicht vermessen werden kann.

Man beginnt mit dem Alignment in W67 und extrapoliert die geraden Spuren der Halomyonen nach vorne hin. Dazu werden die Residuen, d. h., die Differenzen zwischen den gemessenen Spuren und den Spuren, die aufgrund einer Extrapolation von anderen Kammern erwartet werden, betrachtet. Mit dieser Information kann die Position der betrachteten Kammer korrigiert werden, indem die Residuen minimiert werden. In Abbildung 4.2 ist das Residuum der Ebene z1 des Detektors W67B dargestellt.

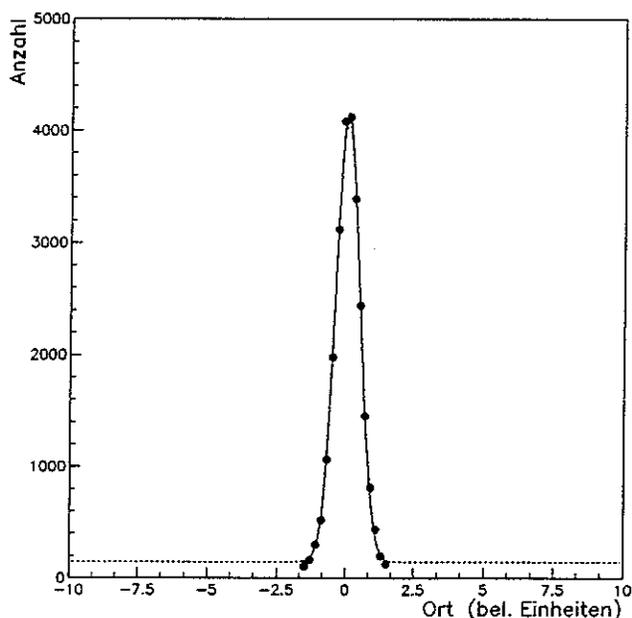


Abb. 4.2 Gezeigt ist das mit dem Fehler der Spur gewichtete Residuum der Ebene z1 des Detektors W67B.

Dann wird die Kalibrierung durchgeführt. Dabei werden zunächst die TDCs (Time Digital Converter) der Triggerhodoskope, die die Triggerzeit definieren (H3V für Trigger 1 und H4' für Trigger 2) kalibriert. Damit wird erreicht, daß die TDCs der verschiedenen Elemente der beiden Hodoskope (H3V bzw. H4') keinen Offset untereinander haben. Anschließend erfolgt eine Kalibrierung der Beam Momentum Station und der Strahlhodoskope. Mit der Beam Momentum Station wird die Zeit des einlaufenden Myons bestimmt. Für eine eindeutige Zuordnung werden die mit H3V bzw. H4' und die mit der Beam Momentum Station gemessenen Zeiten aufeinander abgestimmt.

Die Eichung der TDCs der Beam Momentum Station und der Strahlhodoskope beträgt laut Beschreibung des Herstellers 0.1 ns/Kanal . Um diesen Wert zu überprüfen, wurde ein Datenlauf mit Trigger 9 (Pulser) und einem Kabel definierter Länge (2 m , was einer Zeitverschiebung von 10 ns bzw. 100 Kanälen entspricht) genommen und ein Datenlauf ohne dieses Kabel. Weicht die Differenz der gemessenen TDC-Zeiten mit und ohne Kabel von $10 \text{ ns} = 100 \text{ Kanälen}$ ab, so wird das Verhältnis

der gemessenen Zeit zu den 10 ns im Idealfall als Steigung des entsprechenden TDCs definiert. Bei der Rekonstruktion der Daten wird diese Steigung berücksichtigt. Die Abweichungen vom Nominalwert sind bei 92% der TDCs der Beam Momentum Station kleiner als 3%. Bei den Strahlhodoskopen ist die Korrektur der Eichung bei 7% aller TDCs größer als 2%.

Die Verteilungen der Driftzeiten in den verschiedenen Driftkammern werden durch nicht-lineare Orts-Zeit-Beziehungen beschrieben. Diese Nichtlinearitäten, die aus dem speziellen Aufbau der Driftkammern aus Signal- und Potentialdrähten resultieren, werden iterativ parametrisiert [Dür 87]. Die Kalibrierung wird für die großen Driftkammern (W12, W3, W45 und W67) mit geraden Halospuren durchgeführt. In Abbildung 4.3 ist die Funktion gezeigt, mit der die Nichtlinearität der Driftzeit der Ebene $\Theta 3$ des Detektors W1 beschrieben wird.

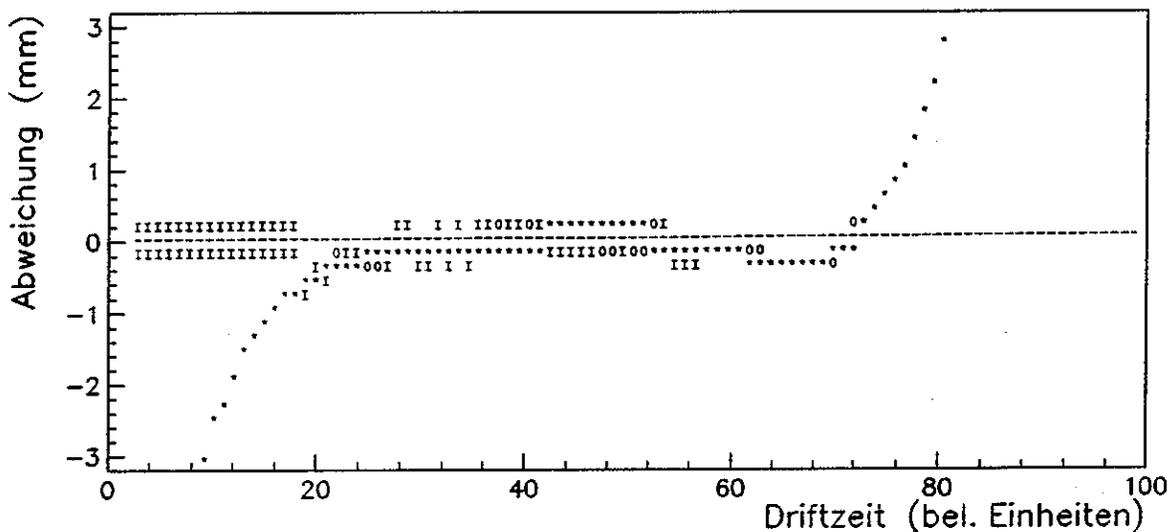


Abb. 4.3 Abweichung der realen Orts-Zeit-Beziehung der Ebene $\Theta 3$ von W1 von der Orts-Zeit-Beziehung, die man bei einer idealen Ebene erwarten würde. Die Striche und Kreise stellen den gemessenen Verlauf dar, die Sterne den Fit, mit dem die Nichtlinearität beschrieben wird.

Zum Schluß erfolgt eine Überprüfung des Alignments und der Kalibrierung mit den unter realen Bedingungen gemessenen Triggern. Im Gegensatz zu den Datenläufen, die dem Alignment dienen, befinden sich hierbei die Targets im Strahl, das Magnetfeld des Vorwärtsspektrometer-Magneten bewirkt eine Ablenkung der Myonenspuren und die Intensität des Strahls ist um zwei Größenordnungen höher als während des Alignments. Anschließend wird das gesamte Spektrometer mittels Rotation und Translation mit den zwei oben erwähnten Referenzpunkten in P1 und W4A in Einklang gebracht.

Später wird noch eine Feinkorrektur auf die Detektorpositionen mit dem Standardtrigger 1 durchgeführt, bei dem die Spuren vollständig rekonstruiert sind. Dabei

wird ein Fit an die gefundenen Spurpunkte gelegt und überprüft, inwieweit diese von der Anpassung abweichen. Die so erreichte Genauigkeit wird als die Ortsauflösung des jeweiligen Detektors definiert. Mit den kleinen Proportionalkammern (P0A - P0H), die einen Drahtabstand von 1 mm haben, erreicht man eine Auflösung von 0.3 mm, und mit den Proportionalkammern, bei denen die Drähte einen Abstand von 2 mm (P1 - P7, PV12) haben, einen Wert von 0.6 mm. Die Auflösung der verschiedenen Driftkammern (W1 - W7) beträgt zwischen 0.3 mm und 0.9 mm.

4.2 Programme zur Datenrekonstruktion

Im Folgenden werden die in Abbildung 4.1 aufgeführten Programme PHENIX, GEOMETRY, SNOMUX und SNOMIN erläutert.

4.2.1 PHENIX

In PHENIX [Osborne 84a], [Bir 90a] werden die Draht-, Streifen-, Driftzellennummern und Driftzeiten, die während der Datennahme auf Magnetband geschrieben worden sind, in räumliche Koordinaten umgesetzt. Dann werden die Teilchen, die in den hinter dem Absorber stehenden Detektoren W67, P67 und W3 ankommen, als Myonen identifiziert. Anschließend wird in den verschiedenen Detektoren von W45 bis P0B nach y - und z -Projektionen von Spursegmenten gesucht.

Dazu wird ein bestimmter Bereich definiert, innerhalb dessen die Treffer, die gefunden werden, als zur Spur zugehörig betrachtet werden. Diesen Bereich nennt man Roadwidth und das Verfahren Tagging. Für die Extrapolationen wird der sogenannte PTRACK-Algorithmus verwendet. Dieser verbindet zwei Treffer in den äußeren Ebenen eines Detektors zu einer Geraden und entscheidet, ob innerhalb der Roadwidth weitere Treffer zu der Geraden gehören.

Die Roadwidth sowie die minimale Anzahl der Ebenen eines Detektors, die bei der betrachteten Geraden einen Treffer haben müssen (Minimum Plane Requirements), sind Parameter, die mit Monte-Carlo-Verfahren optimiert worden sind. Diese werden im sogenannten Phenix-tuning überprüft und gegebenenfalls modifiziert, wenn sich das Spektrometer (oder ein Teil desselben) während der betrachteten Periode in einem schlechten Zustand befand. Dabei werden die Parameter so optimiert, daß möglichst keine reellen Spuren von Teilchen verworfen werden, ohne daß zu viele Spuren rekonstruiert werden, die nicht von tiefinelastischen Streueignissen herrühren. Die Minimum Plane Requirements für die Periode P2D89 sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Detektor	geforderte/ mögliche Ebenen
W67A	3/4 y-Ebenen, 3/4 z-Ebenen, 2/3 \ominus -Ebenen
W67B	4/6 y-Ebenen, 4/6 z-Ebenen, 3/4 \ominus -Ebenen
W67C	3/4 y-Ebenen, 3/4 z-Ebenen, 2/3 \ominus -Ebenen
W45	3/6 y-Ebenen, 4/6 z-Ebenen, 3/4 \ominus -Ebenen
P45	3/4 y-Ebenen, 3/4 \ominus -Ebenen
P45 und W45 Hits	2/6 y-Ebenen, 3/10 z- \ominus -Ebenen
W45 und P45 Hits	2/6 y-Ebenen, 3/10 z- \ominus -Ebenen
P0E	3/8 von allen Ebenen
W12	10/16 von allen Ebenen
P0D	3/4 z-Ebenen
P123	2/3 z-Ebenen
P0D	Raumpunkt 3/4 y+ \ominus -Ebenen
von P0D	1/2 y+ \ominus -Ebenen in P1, 1/2 y+ \ominus -Ebenen in P2, 1/2 y+ \ominus -Ebenen in P3
von P1/P2/P3	1/2 y+ \ominus -Ebenen in P1, 1/2 y+ \ominus -Ebenen in P2, 1/2 y+ \ominus -Ebenen in P3
PV12	5 in allen Ebenen
P0C	5 in allen Ebenen
P0B	5 in allen Ebenen
P67	3/4 y-Ebenen, 3/4 z-Ebenen, 3/4 \ominus -Ebenen und 3/3/1 y/z/ \ominus -Ebenen von W67B
W3	3/4 in jeder Halbkammer

Tabelle 4.1 Minimum Plane Requirements der verwendeten Detektoren

PHENIX sucht zunächst Strahlmyonen in den Strahlhodoskop. Sind diese rekonstruierbar, so wird versucht, ein dazu gehörendes gestreutes Myon in W67 zu identifizieren. Dazu werden Treffer in den Hodoskop H3 und H4 gesucht und nach W67 interpoliert bzw. extrapoliert. Findet sich innerhalb der Roadwidth ein Treffer in W67, so wird die Spur nach vorne hin fortgesetzt. Man beginnt mit der Suche des gestreuten Myons im hinteren Teil des Spektrometers, da dort nur Myonen vorhanden sind. Die Hadronen und Elektronen werden im Eisenabsorber gestoppt. Für die 1989 gemessenen Daten werden für Trigger 2 und Trigger 14 nicht nur in W67, sondern auch in P67 und W3 Myonen identifiziert. Es gibt also drei Klassen von Trigger 2 bzw. 14, nämlich Myonen, die nur mit dem Detektor W67 gemessen wurden, solche, die mit W67 und P67 gemessen wurden, und schließlich Myonen, die nur in W3 und P67 gefunden wurden.

Danach wird die Spur getrennt in y - und z -Projektion durch die verschiedenen Detektoren von W45 bis zu der Proportionalkammer P0B zwischen den Targets mit dem oben beschriebenen PTRACK-Algorithmus zurückverfolgt. Wird noch die \ominus -Projektion der Spur hinzu genommen, so erhält man die räumliche Spur.

Für die Detektoren W45 und P45 sind vier Klassen von Spuren definiert. Zum einen sind dies Spuren, die nur in W45 auftraten, dann Spuren, die nur mit P45

gemessen wurden. Zudem gibt es noch W45-Spuren, die Treffer in P45 haben und P45-Spuren, die Treffer in W45 haben. Danach wird die Spur in W12 und P0E gesucht. P0E befindet sich vor den Driftkammern W12 im Strahl. Findet sich eine Spur in W12 und in P0E, so wird die Spur mit dem kleineren Wert von χ^2 weiter nach vorne hin fortgesetzt. Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit ist ein Maß für die Güte der rekonstruierten Daten. Das Magnetfeld im Vorwärtsspektrometer-Magneten lenkt die Teilchen in y -Richtung ab. Deswegen werden in P123 und P0D, die im Strahl steht, gerade Spuren in z -Richtung gesucht und für die y -Richtung ein Fit an einen Kreisbogen durchgeführt. Hierbei gibt es drei Klassen von Spuren. Zum einen sind dies Myonen, die in P123 gemessen wurden, zum anderen Myonen von P0D und drittens Myonen, die mit der Kombination der Detektoren P123-P0D gefunden wurden. Vor dem Magneten ist die Spur wieder gerade. Dort befinden sich die Proportionalkammern PV12 und P0C, die die tote Zone von PV12 abdecken soll. Dann wird die Spur bis zu P0B zwischen den Targets extrapoliert. Findet sich dort kein Treffer, so liegt der Vertex im downstream-Target.

Der einlaufende Myonenstrahl wird zunächst in den Strahlhodoskopen BHA und BHB gesucht und zu der Proportionalkammer P0H fortgesetzt. Dabei sollten alle Strahlspuren in der Proportionalkammer P0H, die vor den Targets steht, gefunden werden.

Kann die Spur von W67 bis ins Target zurückverfolgt werden, so nennt man diese Myon. Anschließend wird versucht, die bei diesem Streuprozeß entstandenen Hadronen zu rekonstruieren. Dabei beginnt man in W45 und extrapoliert die Hadronenspur sukzessive bis ins Target zurück. Die Suche beginnt hierbei in W45 und nicht in W67, da W45 vor dem Absorber steht, wo noch Hadronen vorhanden sind, während in W67 nur Myonen ankommen.

4.2.2 GEOMETRY

Mit GEOMETRY [Os 84b], [Bir 90b] erfolgt eine Impulsbestimmung der Myonen. Zudem werden die von PHENIX gefundenen Spuren optimiert und die Vertizes gefittet. Als Ergebnis erhält man die Kinematik und räumliche Verteilung aller Ereignisse. Während hinter dem Absorber (in W67, P67 und W3) gerade Spuren gefittet werden, wird für den Fit vor dem Absorber (P0B bis W45) ein Spline Fit fünfter Ordnung [Win 78] benutzt. Damit können die Impuls- und Ortskoordinaten (bis auf eine Ungenauigkeit, die aus der Auflösung des Spektrometers resultiert) gleichzeitig festgelegt werden. Anschließend werden die in W67 und W45 gefundenen Spuren unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung und des Energieverlusts des Teilchens beim Durchgang durch den Absorber verbunden. Dann wird überprüft, ob das Myon den Trigger ausgelöst haben kann. Mit Hilfe der χ^2 -Wahrscheinlichkeit wird getestet, ob die Extrapolation der Spur von W67 nach W45 gut genug ist. Ist die Extrapolation zufriedenstellend und ist zusätzlich die Triggerbedingung erfüllt, so wird die Spur als gestreutes Myon akzeptiert. Finden sich mehrere Myonen, so wird das Myon mit

der höchsten Energie verwendet. Dann wird aus der Gesamtheit aller rekonstruierten Spuren die Spur gesucht, bei der die Zeit, zu der das Ereignis stattfand, mit der aus den Strahlhodoskopen erhaltenen Zeit übereinstimmt. Anschließend wird in einem iterativen Prozeß der Vertex bestimmt. Dazu werden die Geraden des einlaufenden und des gestreuten Myons unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung und Energieverlusten des Myons beim Durchgang durch Materie in das Target extrapoliert. Der Punkt, an dem sich die Geraden am nächsten kommen, definiert den Vertex. Diese Prozedur wird so lange wiederholt, bis keine Verbesserung bei der Bestimmung des Wechselwirkungspunktes mehr erreicht werden kann. Die verschiedenen Vertextypen sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Vertextyp	Bedeutung
1	Strahlmyon und ein Myon der gleichen Ladung
2	Strahlmyon und mehr als ein Myon der gleichen Ladung
3	Typ 1 und zusätzliche Myonen oder Hadronen
4	V0 (zwei Hadronen gegensätzlicher Ladung), keine einlaufende Spur
5	Strahlmyon und ein Myon anderer Ladung
6	geladener V-Zerfall
7	sekundärer Vertex mit einlaufender Spur (kein geladener V-Zerfall)
8	sekundärer Vertex ohne einlaufende Spur (kein V0)

Tabelle 4.2 Definition der Vertextypen

Bei der vorliegenden Analyse wurden die Vertextypen 1, 3 und 4 betrachtet. Beim Vertextyp 1 haben das einlaufende und das gestreute Myon dieselbe Ladung. Beim Vertextyp 3 treten zusätzlich zum einlaufenden und gestreuten Myon noch weitere Myonen oder Hadronen auf. Durch die Hadronen wird die Genauigkeit in der Bestimmung des Wechselwirkungspunktes verbessert. Beim Vertextyp 4 werden zwei Hadronen gegensätzlicher Ladung gemessen. Damit wurde das Magnetfeld des Vorwärtsspektrometers kalibriert, indem die Massen der K_0 - und der J/Ψ -Mesonen aus den experimentellen Daten bestimmt und mit den bekannten Massen der Teilchen [Par 90] verglichen wurden. Dies wird in Kapitel 5.4.2 beschrieben.

Die Informationen der gefitteten Spuren, Vertizes, Koordinaten von PHENIX und die Informationen der Rohdaten-Magnetbänder werden dann auf die sogenannten MAXI-DSTs (Data Summary Tapes) geschrieben, die eine Größe von 120 % der Rohdaten-Magnetbänder haben.

4.2.3 SNOMUX

SNOMUX [Osborne 84c] enthält verschiedene Prozessoren für die Detektoren, die nicht zur Spurrekonstruktion benützt worden sind.

Es gibt verschiedene Unterprogramme, die die Informationen für Hadronen bearbeiten. Mit dem Kalorimeter H2 wird unter Verwendung der Kalibrierung des Kalorimeters die Unterscheidung von Hadronen und Elektronen getroffen. Dabei wird

die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie E mittels zweier Kalibrationskonstanten c_1 und c_2 in den Anteil der Energie, der im Elektronenmodul (E_e) und den Anteil, der im hadronischen Modul deponiert wurde (E_H), zerlegt: $E = c_1 \cdot E_e + c_2 \cdot E_H$. Ist das Verhältnis $\frac{E_e}{E}$ größer als 80 %, so wird das Teilchen als Elektron identifiziert, ansonsten als Hadron.

Mit SNOMUX werden die Ratendateien für die drei Normierungstrigger erstellt. Diese enthalten Gewichtsfunktionen, die zur Berechnung des momentanen integrierten Flusses, der in Kapitel 3.5 beschrieben ist, benötigt werden. Damit wird die Stabilität der Normierungstrigger sichergestellt.

Anschließend werden die Informationen der MAXI-DSTs ohne Rohdaten und Geraden auf MINI-DSTs geschrieben. Für Wasserstoff und Deuterium werden jeweils etwa 12 MAXI-DSTs zu einem einzigen MINI-DST zusammengefaßt.

4.2.4 SNOMIN

Mit SNOMIN werden die MINI-DSTs weiter zu MICRO-DSTs komprimiert. Dazu werden die während der Rekonstruktion erzeugten Ratendateien benötigt. In diesen ist die Größe der Flüsse von Trigger 3, Trigger 4 und Trigger 10 für die einzelnen Datenläufe enthalten. Auch schlechte Datenläufe der entsprechenden Trigger stehen auf diesen Dateien. Als Informationen sind auf den MICRO-DSTs nur noch die Topologie und die wichtigsten kinematischen Parameter der Ereignisse enthalten. Zusätzlich gibt es noch Hadronen-MICRO-DSTs, die die Informationen für Hadronen enthalten.

Für das Tuning von Strahl und Veto wird der Strahlprozessor von SNOMIN benötigt. Beim Strahl-tuning wird die Divergenz des Strahls durch Schnitte auf die Steigungen in y - und z -Richtung begrenzt.

Mit den Vetozählern V2 und V2.1 wird – wie in Kapitel 3.2 beschrieben – die Ausdehnung des Strahls festgelegt. Die Position von V2 wird beim Strahl-tuning exakt bestimmt. Außerdem wird für den Impuls der Strahlmyonen gefordert, daß er im Bereich von $275 \text{ GeV} \pm 40 \text{ GeV}$ liegt. Durch das Strahl-tuning wird erreicht, daß alle Targets einer Targetreihe demselben Myonenfluß ausgesetzt sind. Die Ergebnisse des Strahl-tunings sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

V2 y	-0.052 m	0.008 m
V2 z	-0.036 m	0.024 m
V2 radial	0.030 m	
V2 y-, z-Zentrum	-0.022 m	-0.0066 m
Targets y-Zentren	-0.031 m	- 0.0055 m
Targets z-Zentren	-0.0036 m	- 0.0022 m
Targets radialer Schnitt	0.05 m	
y-Steigung	-0.0064 rad	0 rad
z-Steigung	-0.002 rad	0.0035 rad
Impuls	235 GeV	315 GeV

Tabelle 4.3 Parameter des Strahlunings. In der zweiten Spalte sind die unteren Schnitte, in der dritten Spalte die oberen Schnitte der in der ersten Spalte aufgeführten Größen enthalten. Im Fall der radialen Schnitte befinden sich die akzeptierten oberen Radien in der zweiten Spalte.

Beim Vetotuning werden die Veto-TDC-Konstanten kalibriert. Mit diesen werden für Trigger 10, der nach seiner Definition als Zufallstrigger kein Veto hat, die Vetowahrscheinlichkeiten rekonstruiert. Dies ist im Hinblick für die absoluten Strukturfunktionen, für die Trigger 10 zur Normierung dient, wichtig.

Außerdem enthält SNOMIN Programme zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren. Damit können die Nachweiswahrscheinlichkeiten entweder mit den MINI-DSTs oder mit den MICRO-DSTs berechnet werden. Dies wird im Anhang ausführlich beschrieben.

4.3 Rekonstruktion der Daten der Periode P2D89

Wie schon in Kapitel 3 erwähnt, wurde bei der Periode P2D89 tiefinelastische Myonenstreuung an Wasserstoff und Deuterium bei einer Energie von 280 GeV untersucht. Die in dieser Arbeit analysierten Magnetbänder umfaßten die Datenläufe MI6757-MI7040. Für das Alignment wurde die Periode in zwei Teile gespalten, da während der Datenläufe MI6828 – MI6872 ein Modul der Proportionalkammer P45 repariert wurde. Während der Datenläufe MI6985 – MI6907 wurde die Proportionalkammer P67 repariert. Die Ebene θ_2 der Proportionalkammer PV2 war während der gesamten Periode ausgeschaltet. Während Alignment und Kalibrierungen mit einer IBM3090 (VM) und Micro-Vaxen II (VMS) durchgeführt wurden, wurden für die Rekonstruktion zwei DEC3100 (UNIX) benützt. Damit konnten PHENIX, GEOMETRY und SNOMUX simultan ablaufen. Die Bearbeitung eines Magnetbands dauerte etwa 4.5 Stunden.

Das Spektrometer war während der Datennahme in einem sehr stabilen Zustand. Bis auf den Datenlauf MI6829 traten keine Besonderheiten auf. Bei diesem war der mittlere Impuls der Ereignisse etwa 100 mal größer als der durchschnittliche mittlere Impuls (bei allen Triggern). Deswegen wurde dieser Datenlauf verworfen.

Die folgenden Magnetbänder waren spezielle Datenläufe für das Alignment:

MI6871	Trigger 10
MI6890	Trigger 8 rechts
MI6891	Trigger 8 links
MI6892	Trigger 7
MI6893	Trigger 5
MI7037	Trigger 12
MI7039	Trigger 9/10
MI7040	Trigger 9/10

Eine Beschreibung weiterer Details findet sich in [Gau 91].

In Tabelle 4.4 ist dargestellt, wie sich die Anzahl der physikalischen Trigger 1, 2, und 14 auf den Magnetbändern mit Rohdaten bis zu den MICRO-Magnetbändern, die nur vollständig rekonstruierte Ereignisse enthalten, verändert.

Trigger	PHENIX	GEOMETRY	SNOMUX	MICRO	nach Datenschnitten
1	$1.48 \cdot 10^6$	$6.68 \cdot 10^5$	$3.75 \cdot 10^5$	$2.30 \cdot 10^5$	$1.70 \cdot 10^5$
2	$5.87 \cdot 10^6$	$1.48 \cdot 10^6$	$\approx 8.3 \cdot 10^5$	$5.41 \cdot 10^5$	$3.75 \cdot 10^5$
14	$3.77 \cdot 10^6$	$6.82 \cdot 10^5$	$\approx 3.8 \cdot 10^5$	$3.25 \cdot 10^5$	$\approx 1.7 \cdot 10^5$

Tabelle 4.4 Anzahl der physikalischen Trigger während der Datenanalyse

('Beamtuning') wird erreicht, daß die Myonenflüsse innerhalb einer Targetreihe dieselben sind. Da die Targets die gleiche geometrische Größe haben und da sie häufig (alle 20 - 30 Minuten) gewechselt werden, ist die Akzeptanz für die beiden Targets in der upstream- bzw. die beiden Targets in der downstream-Position gleich. Änderungen im Spektrometer, die eine große Zeitkonstante im Vergleich zu der Austauschfrequenz der Targets haben, haben keinen Einfluß auf die zeitliche Konstanz des Verhältnisses der Akzeptanz in der upstream-Position und derjenigen in der downstream-Position. Damit gilt

$$\frac{\sigma_D}{\sigma_H} = \kappa \cdot \sqrt{\frac{N_D^{up} N_D^{down}}{N_H^{up} N_H^{down}}}, \quad (5.3)$$

wobei κ das in Kapitel 3.3 beschriebene Verhältnis der Flächendichten von Wasserstoff und Deuterium ist:

$$\kappa = \frac{n_H}{n_D}. \quad (5.4)$$

Wenn die in Kapitel 2.3 beschriebene Funktion $R(x_B, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ für Wasserstoff und Deuterium gleich ist, dann ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit dem Verhältnis der Strukturfunktionen $F_2(x_B, Q^2)$ von Deuterium und Wasserstoff identisch.

$$\frac{F_2^D}{F_2^H}(x_B, Q^2) = \frac{\sigma_D}{\sigma_H}(x_B, Q^2) = \kappa \cdot \sqrt{\frac{N_D^{up} \cdot N_D^{down}}{N_H^{up} \cdot N_H^{down}}}(x_B, Q^2). \quad (5.5)$$

Das Verhältnis der Strukturfunktionen läßt sich somit direkt aus der Anzahl der tiefinelastischen Streueignisse N in jedem Target und der Flächendichten der Targets berechnen.

Deuterium ist wegen der schwachen Bindungsenergie von 2.2 MeV eine gute Näherung für ein freies Neutron und ein freies Proton. Dann gilt für die Strukturfunktion pro Nukleon im Deuterium:

$$F_2^D(x_B, Q^2) \approx \frac{1}{2} F_2^p(x_B, Q^2) + \frac{1}{2} F_2^n(x_B, Q^2) \quad (5.6)$$

und das Verhältnis der Strukturfunktionen von Neutron n und Proton p berechnet sich aus dem Strukturverhältnis von Deuterium und Wasserstoff zu

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2) = 2 \cdot \frac{F_2^D}{F_2^H}(x_B, Q^2) - 1. \quad (5.7)$$

5.2 Systematische Studien

Zur Bestimmung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton müssen nach Gleichung (5.3) neben dem Verhältnis der Flächendichten von Wasserstoff und Deuterium nur noch die Anzahl der tiefinelastischen Streueignisse in jedem Target in dem jeweiligen (x_B, Q^2) -Intervall bekannt sein.

Die im folgenden dargestellten Untersuchungen zur Ermittlung der Datenschnitte beziehen sich auf den Standardtrigger und den Kleinwinkeltrigger (Trigger 1 und 2), die getrennt behandelt wurden. Diese Studien werden durchgeführt, um sicherzustellen, daß die oben beschriebene Methode zur Extraktion des Strukturverhältnisses anwendbar ist und daß der systematische Fehler klein gehalten werden kann.

Um eine eindeutige Zuordnung des Wechselwirkungspunktes zum Targetmaterial zu erreichen, wurden in Strahl-Richtung Vertexschnitte auf die Targets angebracht. Dazu wurden die Vertexverteilungen für beide Trigger betrachtet. In Abbildung 5.1 ist die Vertexverteilung für Trigger 1 dargestellt.

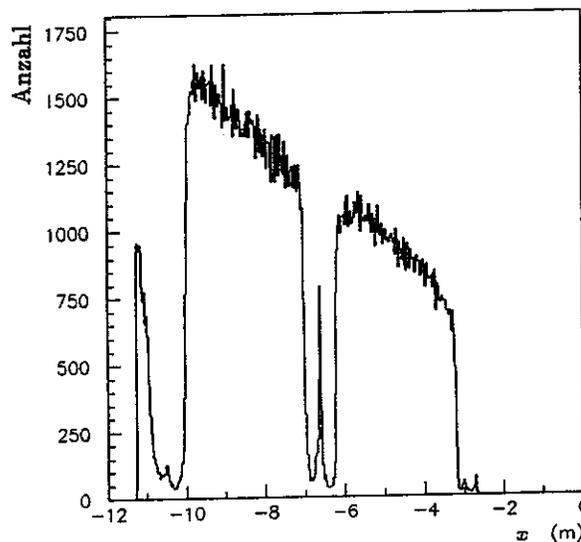


Abb. 5.1 Vertexverteilung für alle Trigger 1. x ist die Koordinate in Strahlrichtung. Der Anstieg bei -11 m stellt den Beitrag der Strahlhodoskope dar, in dem die Proportionalkammer P0H enthalten ist, das darauffolgende Maximum kommt von dem Mylar-Fenster des upstream-Targets. Dann ist das upstream-Target zu sehen, anschließend P0B, das downstream-Target und P0C.

In den Vertexverteilungen wurden die Schnitte auf die Targetkoordinaten in Strahl-Richtung x_{Targ} so angebracht, daß sich der vordere Schnitt am upstream Target in dem Minimum zwischen dem Mylar-Fenster und dem Target befindet, während der hintere Schnitt zwischen dem upstream-Target und der Proportionalkammer P0B liegt. Beim downstream-Target liegen die Schnitte in den Minima zwischen dem Target und den jeweiligen Proportionalkammern P0B bzw. P0C. Für P2D89 ergab dies

$$\begin{aligned} -10.25 \text{ m} &\leq x_{Targ} \leq -6.87 \text{ m} \\ -6.40 \text{ m} &\leq x_{Targ} \leq -3.08 \text{ m} . \end{aligned} \quad (5.8)$$

Korrekturen auf die daraus möglicherweise resultierende falsche Zuordnung des Streumaterials für einige der Ereignisse werden in Kapitel 5.4.4 beschrieben.

In einem nächsten Schritt wurde überprüft, ob es Datenbänder gibt, die Ereignisse enthalten, die nicht zur Analyse des Strukturfunktionsverhältnisses zu verwenden sind. Dazu wurden für jeden der beiden Trigger die kinematischen Variablen und Detektoreigenschaften getrennt für die upstream- und die downstream-Position in Abhängigkeit vom Datenlauf betrachtet. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.2 den mittleren Wert von x_B für Trigger 1 über die Periode P2D89 (Datenbänder MI6757 bis MI7040).

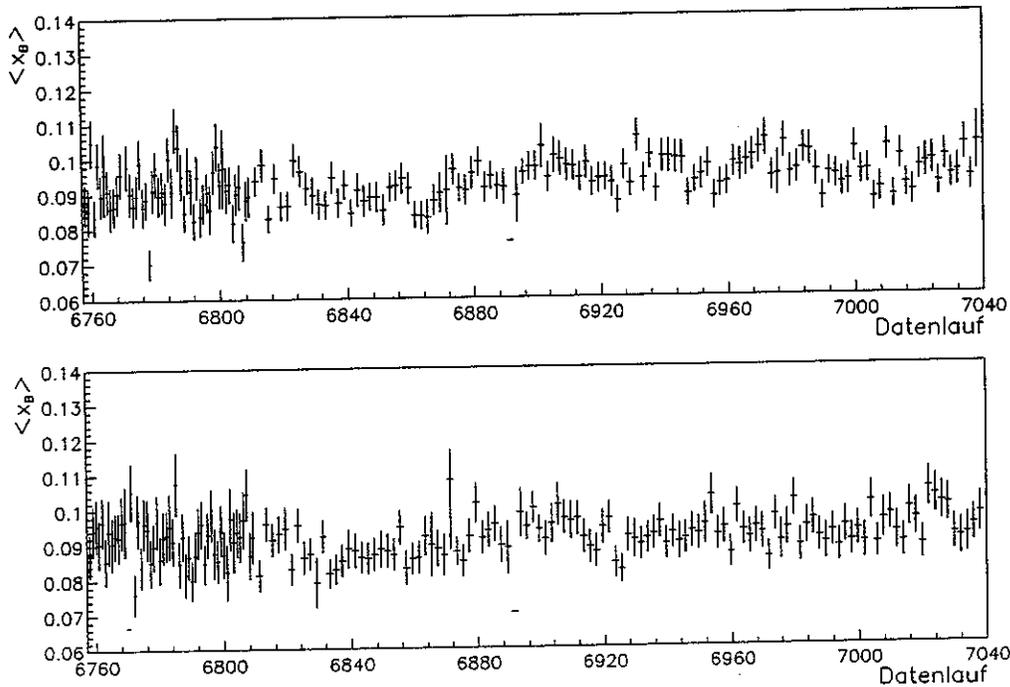


Abb. 5.2 Mittleres $\langle x_B \rangle$ von Trigger 1 über die Periode P2D89 in der upstream-Position (obere Teil der Abbildung) und in der downstream-Position der Targets (unterer Teil). Während der Periode wurde der Rythmus des Targetwechsels (beim Band MI6810) geändert.

Für die Periode P2D89 waren keine Datenbänder vorhanden, die Ereignisse enthalten, die zu verwerfen sind.

Zur Bestimmung der Datenschnitte für die kinematischen Variablen wurde das Verhältnis der Flüsse $\frac{\phi_1}{\phi_2}$ betrachtet. Für dieses gilt nach Gleichung (5.1):

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} = \sqrt{\frac{N_D^{up} \cdot N_H^{down}}{N_H^{up} \cdot N_D^{down}}} \quad (5.9)$$

Das Verhältnis der Flüsse muß von den kinematischen Variablen unabhängig sein. Dort, wo es davon abweicht, werden Datenschnitte gesetzt. In Abbildung 5.3 ist die Abhängigkeit des Flußverhältnisses von ν für Trigger 2 dargestellt.

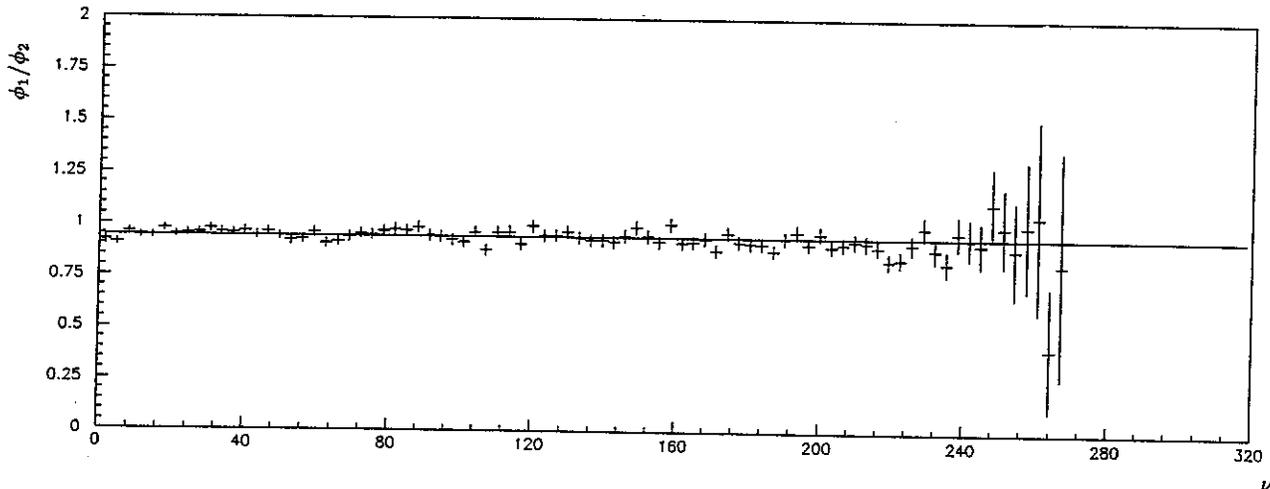


Abb. 5.3 Abhängigkeit des Verhältnisses der Flüsse von ν für Trigger 2.

Wie man in Abbildung 5.3 sieht, weicht das Verhältnis der Flüsse auch für kleine Werte von ν nicht von der Konstanten ab. Ereignisse, mit $\nu < 10 \text{ GeV}$ werden jedoch aufgrund von Auflösungsproblemen nicht benützt. Als Ergebnis dieser systematischen Studien erhält man für P2D89 für Trigger 1 und 2 die in Tabelle 5.1 aufgeführten Datenschnitte.

	Trigger 1	Trigger 2	
p'_μ	> 30	> 30	GeV
x_B	> 0.002	> 0.002	
Θ	> 10	> 5	mrad
ν	> 10	> 15	GeV
y	< 0.9	< 0.9	

Tabelle 5.1 Datenschnitte der Trigger 1 und 2.

Diese Datenschnitte entfernen lediglich Ereignisse, deren Strahlungskorrekturen groß wären oder die dem Untergrund angehören, weitergehende Schnitte waren nicht nötig bis auf den Schnitt in ν für Trigger 2. Während für P2D89 das Verhältnis der Flüsse bis zu kleinen ν hin konstant ist, zeigt es bei den anderen beiden Perioden, die 1989 mit Wasserstoff und Deuterium bei 280 GeV gemessen worden sind (P2C89 und P3A89), Abweichungen von der Konstanten für $\nu < 15 \text{ GeV}$. Da diese Perioden für weitergehende Analysen zu einem Datensatz zusammengefaßt werden sollen, wurde auch bei P2D89 ein Schnitt in ν von 15 GeV und nicht von 10 GeV gewählt.

Der Schnitt auf den Impuls des auslaufenden Myons p'_μ dient dazu, Myonen, die aus π - oder K -Zerfällen stammen und mit dem gestreuten Myon verwechselt werden können, zu verwerfen. Diese haben Impulse, die deutlich kleiner als 30 GeV sind. Mit dem Winkelschnitt (Θ -Schnitt) wird erreicht, daß nur Ereignisse aus den Bereichen akzeptiert werden, in denen die Akzeptanz hinreichend groß ist. Für sehr kleine

Werte von x_B wäre eine sehr gute Winkelauflösung nötig. Bei kleinen Werten von $\nu \stackrel{Lab}{=} E - E'$ wird die Auflösung des Spektrometers schlechter, da Spuren mit großem Myonenimpuls nur eine schwache Krümmung im Spektrometer-Magneten haben. Der Fehler in der Impulsbestimmung des auslaufenden Myons wächst linear zu dessen Impuls an. Die Impulse der einlaufenden Myonen werden in der Beam Momentum Station mit einer Genauigkeit von 0.2% gemessen. Der Fehler für den Energieübertrag

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{1}{\nu} \sqrt{(\delta E)^2 + (\delta E')^2} \quad (5.10)$$

ist hauptsächlich für kleine Werte von ν groß. Mit dem Schnitt in $y \stackrel{Lab}{=} \frac{\nu}{E}$ werden die Ereignisse verworfen, die große Strahlungskorrekturen haben. Diese Ereignisse werden jedoch schon weitgehend durch den Schnitt in p'_μ verworfen. Ein Schnitt von $p'_\mu = 30 \text{ GeV}$ entspricht einem Schnitt in y von $y = 0.893$.

Damit die Berechnung des Strukturverhältnisses in der angegebenen Weise korrekt ist, muß das Verhältnis der Akzeptanzen

$$\frac{A^{up}}{A^{down}} = \sqrt{\frac{N_D^{up} \cdot N_H^{up}}{N_D^{down} \cdot N_H^{down}}} \quad (5.11)$$

zeitlich konstant sein. In Abbildung 5.4 ist das Verhältnis der Akzeptanzen in Abhängigkeit vom Datenlauf dargestellt.

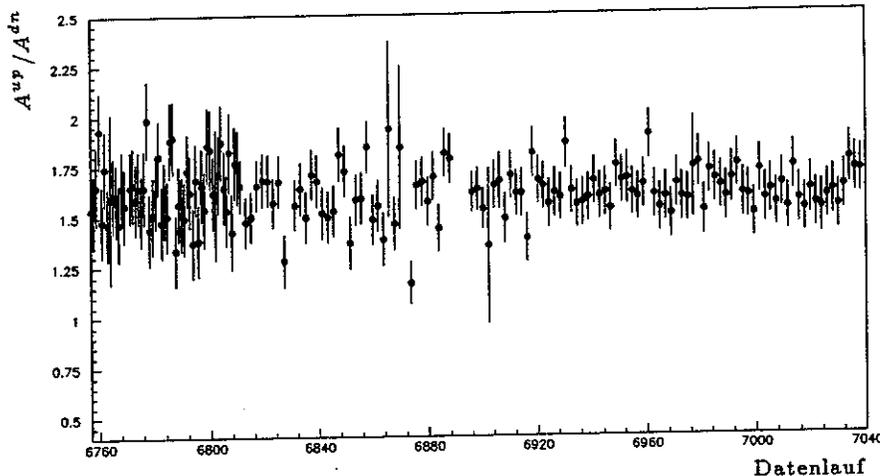


Abb. 5.4 Verhältnis der Akzeptanzen in der upstream und downstream Position gegen den Datenlauf. Auch hier sieht man die Änderung in Häufigkeit des Targetwechsels.

Wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich ist, war das Verhältnis der Akzeptanzen der upstream- und der downstream-Position über die Periode P2D89 konstant.

Zur Analyse des Strukturverhältnisses wurden die Perioden P2D89 und P1C87 parallel betrachtet. P1C87 ist eine ausführlich untersuchte Periode [Kab 88], die 1987 unter gleichen Bedingungen wie P2D89 gemessen worden ist (Wasserstoff- und Deuterium-Targets bei einer Energie von 280 GeV).

Die Anzahl der verschiedenen Trigger der beiden Perioden sind in Tabelle 5.2 aufgeführt

Periode	Trigger	# vor Datenschnitten	# nach Datenschnitten
P1C87	1	385066	266993
P1C87	2	411991	272795
P2D89	1	229243	171388
P2D89	2 (gesamt)	541074	375273
P2D89	2 (W67)	≈ 418600	290306
P2D89	2 (W67-P67)	≈ 108500	75225
P2D89	2 (P67-W3)	≈ 14070	9762
P2D89	14	326148	≈ 170000

Tabelle 5.2 Anzahl der physikalischen Trigger für P1C87 und P2D89

Während die Standardtrigger (Trigger 1) der beiden Perioden P2D89 und P1C87 sehr ähnlich sind, unterscheiden sich die Messungen bei kleinen Winkeln (Trigger 2). Die Messungen des Kleinwinkeltriggers waren 1989 deutlich besser als in den Jahren zuvor. Zum einen besteht der Unterschied von Trigger 2 von 1989 gegenüber den Triggern 2 der früheren Jahre darin, daß die äußeren Streifen der Triggerhodoskope auf 50 mm verbreitert waren und zum anderen darin, daß zwei neue Kammern P67 und W3 am Ende des Experiments installiert waren. Damit konnte ein erweiterter Bereich in x_B und Q^2 mit dem Kleinwinkeltrigger gemessen werden. Die Trigger 2-Ereignisse von P2D89 sind in die in Kapitel 3.2 beschriebenen drei Klassen aufgeteilt (W67, W67-P67 und P67-W3). In der vorliegenden Arbeit wurden sowohl die Gesamtheit aller Trigger 2 als auch diese drei Klassen separat untersucht. Werden die Trigger 2-Ereignisse in die oben beschriebenen drei Klassen unterteilt, so stellt man fest, daß die Trigger 2, die nur mit der Driftkammer W67 gemessen worden sind, den Hauptanteil aller Trigger 2 ausmachen (77 % aller Trigger 2). Sie stimmen sehr gut mit der Gesamtheit aller Trigger 2 überein. Das Verhalten der Trigger 2 von W67-P67, die etwa 1/5 aller Trigger 2 darstellen, entspricht demjenigen der Trigger 2 von W67. Die Trigger 2, die mit P67-W3 gemessen wurden, haben eine geringe Statistik (1/40 der Statistik der Trigger 2), zeigen aber auch (innerhalb der großen statistischen Fehler) das erwartete Verhalten. Die oben aufgeführten Datenschnitte sind auch für diese drei Klassen von Trigger 2 angemessen.

Der Kleine- x_B -Trigger (Trigger 14) war 1989 erstmals aufgebaut. Ein großer Teil der Trigger 14-Ereignisse muß verworfen werden, da neben den Ereignissen aus tiefinelastischer Myon-Nukleon-Streuung im Experiment auch Ereignisse akzeptiert worden waren, die auf Elektron-Myon-Streuung zurückzuführen sind. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde Trigger 14 rekonstruiert und die MICRO-DSTs für Myonen und Hadronen geschrieben, die weitere Behandlung erfolgt in [Sei 92].

5.3 Berechnung des Strukturfunktionsverhältnisses

Für die Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ wurde der betrachtete Bereich der einzelnen kinematischen Variablen in verschiedene Intervalle (Bins) unterteilt. Diese Einteilung hängt von der Energie ab und ist für P2D89 gleich wie die für die 1986/87 gemessenen Daten benützte [Ama 92a].

In Abbildung 5.5 sind die x_B -Abhängigkeiten der Strukturfunktionsverhältnisse für Trigger 2 von P2D89 und von P1C87 dargestellt, Dabei wurden noch keine der in Kapitel 5.4 beschriebenen Korrekturen angewendet.

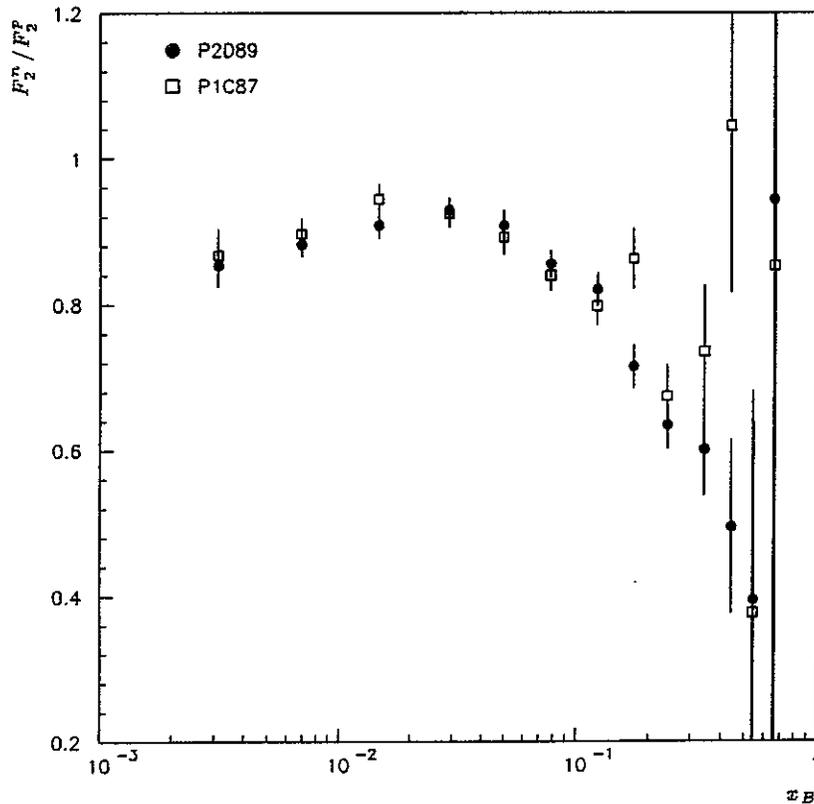


Abb. 5.5 Abhängigkeiten des unkorrigierten Strukturfunktionsverhältnisses von x_B gemittelt über Q^2 für Trigger 2 der Periode P2D89 (Kreise) und der Periode P1C87 (Vierecke).

Wie man in Abbildung 5.5 sieht, befindet sich das aus den Trigger 2 von P2D89 bestimmte Strukturfunktionsverhältnis innerhalb der Fehler mit demjenigen von P1C87 bis in den Bereich mittlerer Werte von x_B in sehr guter Übereinstimmung. Für große Werte von x_B steigt das Strukturfunktionsverhältnis für P1C87 an, während mit den 1989 gemessenen Trigger 2 Ereignissen erstmals eine statistisch signifikante Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses bis zu $x_B = 0.55$ möglich war.

Auch die Strukturfunktionsverhältnisse, die aus den Trigger 1 Ereignissen von P2D89 und P1C87 berechnet worden ist, stimmen im Rahmen der Fehler überein.

In Abbildung 5.6 sind die Strukturfunktionsverhältnisse für zwei der drei Klassen

des Trigger 2 (W67 und W67-P67) getrennt dargestellt.

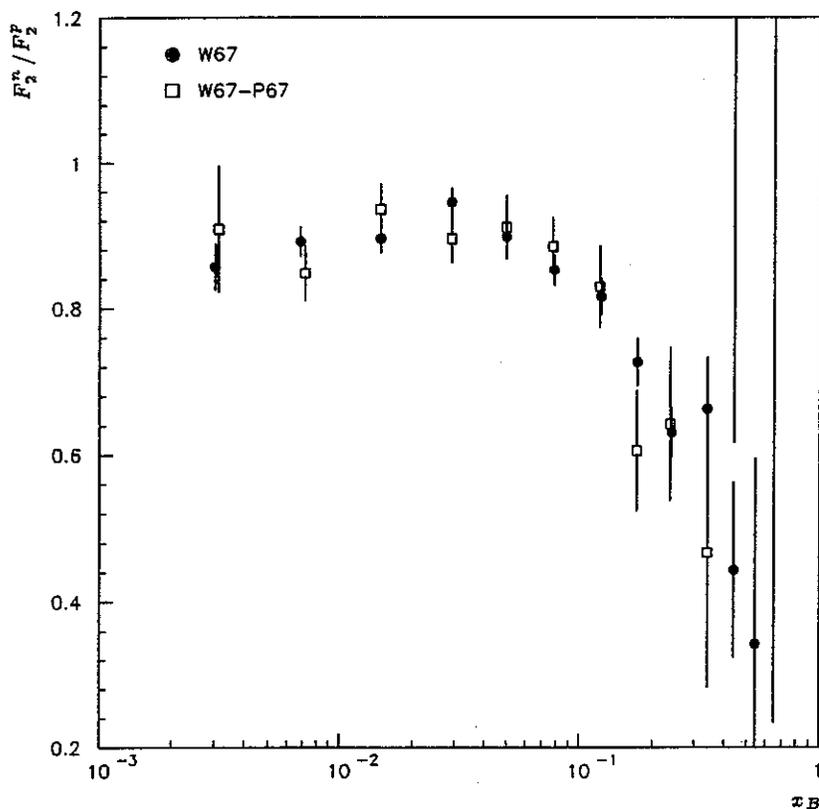


Abb. 5.6 Abhängigkeit des unkorrigierten Strukturfunktionsverhältnisses von x_B gemittelt über Q^2 . Die Kreise stellen das Strukturfunktionsverhältnis dar, das mit den mit W67 gemessenen Trigger 2 bestimmt wurde, die Vierecke sind das mit den Trigger 2 aus W67-P67 bestimmte Strukturfunktionsverhältnis.

Das Strukturfunktionsverhältnis der Trigger 2 aus W67 befindet sich mit demjenigen von W67-P67 in guter Übereinstimmung. Das Verhältnis, das mit den Trigger 2-Ereignissen aus P67-W3 berechnet wurde, hat ebenfalls den erwarteten Verlauf, ist aufgrund der geringen Statistik dieser Ereignisse jedoch nicht aussagekräftig.

Bevor Korrekturen für das Strukturfunktionsverhältnis berechnet wurden, wurde dieses detailliert untersucht.

Dazu wurden nur die Trigger 1 akzeptiert, die nur in P45 und nicht in W45 gemessen wurden. Damit stellt man sicher, daß möglicherweise auftretende Probleme bei der Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses mit Ereignissen, die in W45 gemessen wurden, ausgeschlossen werden. Es zeigte sich, daß das Strukturfunktionsverhältnis der mit W45 und P45 gemessenen Trigger sehr gut mit dem Strukturfunktionsverhältnis der nur mit P45 gemessenen Trigger übereinstimmt. Zur Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses werden im folgenden sowohl die mit W45 als auch die mit P45 gemessenen Trigger verwendet.

Für beide Trigger wurde ein Schnitt auf die inneren zwei Meter der Targets

durchgeführt. Damit wird erreicht, daß die an den Kanten der Targets auftretende Unsicherheit in der Zuordnung des Ereignisses zum Streumaterial keinen Einfluß hat. Hierbei zeigte sich bei beiden Triggern eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Strukturverhältnis, daß mit den oben beschriebenen Vertexschnitten bestimmt wurde. In Abbildung 5.7 ist das Strukturverhältnis für Trigger 1, das mit Schnitten auf die inneren zwei Meter der Targets bestimmt wurde, im Vergleich zu dem Strukturverhältnis, das mit den oben dargestellten Vertexschnitten berechnet wurde, gezeigt.

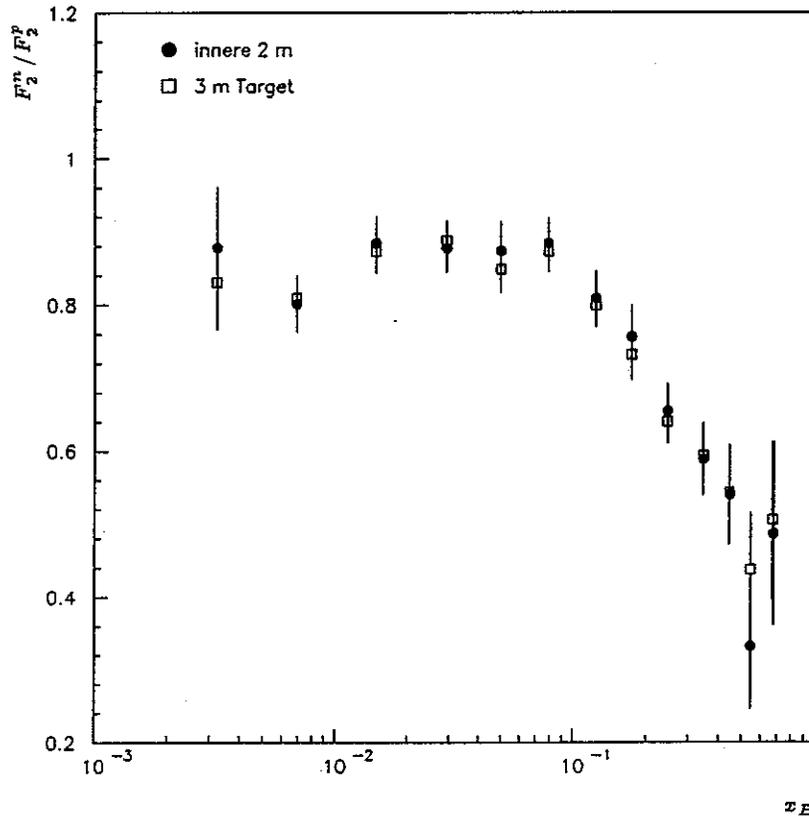


Abb. 5.7 Über Q^2 gemittelte x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses für Trigger 1, das aus den inneren zwei Metern der Targets (Kreise) bestimmt wurde bzw. das mit dem gesamten Targetbereich berechnet wurde (Vierecke).

Da die Schnitte auf die inneren 2 m der Targets das Strukturverhältnis nicht verbessern, werden die ursprünglich gewählten Vertexschnitte (Gleichungen (5.8)) beibehalten.

Die Verhältnisse der Strukturfunktionen wurden getrennt in der upstream- und der downstream-Position betrachtet. Diese berechnen sich nach Gleichung (5.1) zu

$$\frac{\sigma_D^{up}}{\sigma_H^{up}} = \frac{N_D^{up}}{N_H^{up}} \cdot \frac{\phi_2}{\phi_1} \cdot \frac{n_H}{n_D} \quad (5.13)$$

und

$$\frac{\sigma_D^{down}}{\sigma_H^{down}} = \frac{N_D^{down}}{N_H^{down}} \cdot \frac{\phi_1}{\phi_2} \cdot \frac{n_H}{n_D} \quad (5.14)$$

ϕ_1 und ϕ_2 sind die Flüsse in den Targetpositionen 1 bzw. 2, die mit den in Kapitel 3.5 beschriebenen Methoden mit Trigger 10 bzw. Trigger 3 und 4 bestimmt wurden. Auch hierbei stimmen die Strukturfunktionsverhältnisse in der upstream- und downstream-Position bei beiden Triggern gut überein.

5.4 Korrekturen zum Strukturfunktionsverhältnis

Zur Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses $\frac{F_2^n}{F_1^n}(x_B, Q^2)$ müssen die folgenden Korrekturen berücksichtigt werden:

- Strahlungskorrekturen
- Korrektur der gemessenen Impulse der Myonen
- Targetmaterial-Korrekturen
- Vertexkorrekturen
- Bincentering-Korrekturen
- Smearing-Korrekturen

5.4.1 Strahlungskorrekturen

Bei der Messung der Wirkungsquerschnitte $\sigma(\nu, Q^2)$ tragen neben dem Ein-Photonen-Austausch noch elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung sowie schwache Prozesse bei. Diese zusätzlichen Beiträge nennt man Strahlungskorrekturen. Einige dieser Prozesse sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

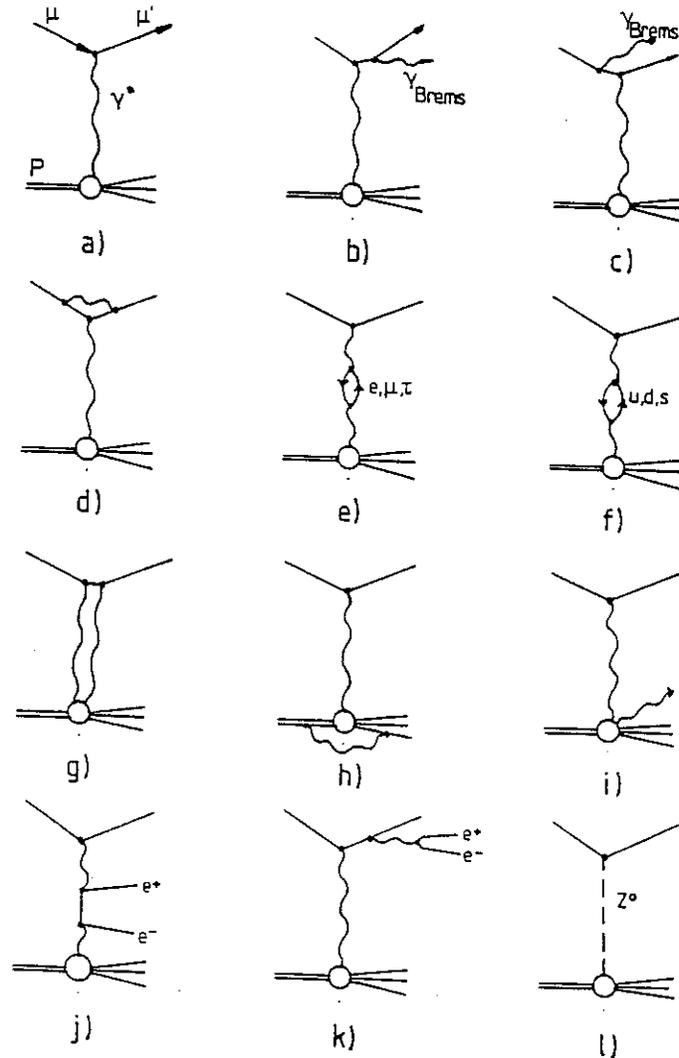


Abb. 5.8 Im Teil a ist der Feynmangraph des Ein-Photonen-Austauschs eingezeichnet, die Teile b-k zeigen Prozesse der Ordnung $O(\alpha^3)$, l stellt den Z_0 -Austausch dar. Entnommen aus [Dür 87].

In Abbildung 5.8a ist der Ein-Photon-Austausch gezeigt. In Abbildung 5.8b und c sind Bremsstrahlungsprozesse dargestellt, d zeigt die Lepton-Vertex-Korrektur, e und f zeigen Vakuumpolarisation, g den Zwei-Photon-Austausch, h und i die hadronische Vertexkorrektur, j und k die Paarproduktion und l den Z_0 -Austausch.

Da das Strukturverhältnis aus den Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte von Deuterium und Wasserstoff in der Näherung des Ein-Photon-Austauschs bei der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung berechnet wird, muß der gemessene Wirkungsquerschnitt auf die Strahlungskorrekturen korrigiert werden. Dies geschieht mit dem Program FERRAD [Dür 87]. Dabei werden nur die Feynman-Graphen b bis f und l in Abbildung 5.8 berücksichtigt.

Zusätzlich muß man berücksichtigen, daß das virtuelle Photon neben der

tiefinelastischen Wechselwirkung mit den Quarks quasielastisch mit einem Nukleon im Kern oder sogar mit dem Kern wechselwirken kann (kohärente Streuung). Dadurch können tiefinelastische Ereignisse vorgetäuscht werden. Der inelastische Beitrag wird nach Mo und Tsai [Mo 69] berechnet, der quasielastische und kohärente Beitrag nach Tsai [Tsa 71]. In Abbildung 5.9 ist die Integrationsebene für die verschiedenen Beiträge zu den Strahlungskorrekturen gezeigt.

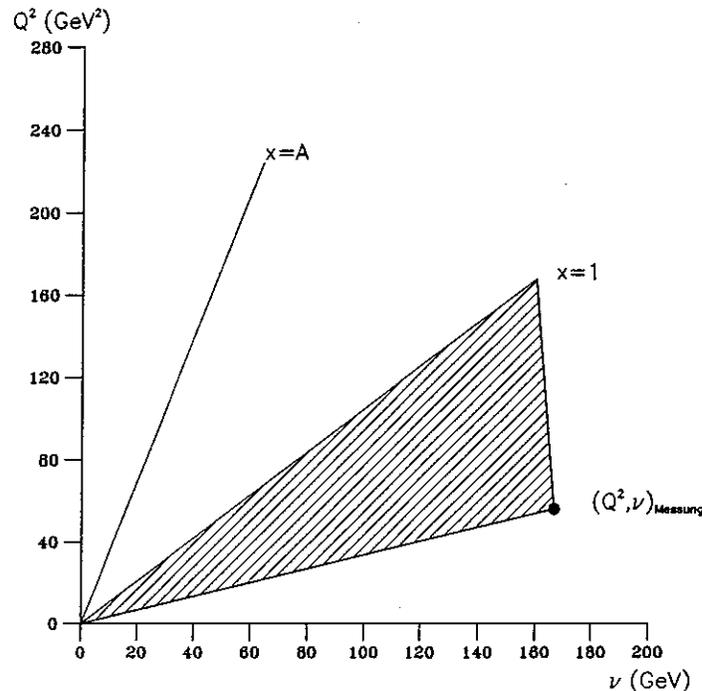


Abb. 5.9 Integrationsebene für Strahlungskorrekturen. Der schraffierte Bereich gibt den Bereich der tiefinelastischen Messung an, während die Linie $x_B=1$ die elastische Streuung und die Linie $x_B=A$ die kohärente Streuung symbolisiert.

Die Strahlungskorrekturen müssen zu kleineren Werten von Q^2 als die gemessenen Werte von Q^2 extrapoliert werden, da für feste Werte von x_B Werte von Q^2 beitragen, die nicht gemessen worden sind. Wenn zum Beispiel das einlaufende oder das auslaufende Myon durch Abstrahlen eines Photons Energie verliert, so ist das tatsächliche ν der Reaktion kleiner als das gemessene ν . Deswegen tragen die in Abbildung 5.9 im schraffierten Bereich liegenden Ereignisse auch zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei.

Die Strahlungskorrekturen werden dadurch berücksichtigt, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt mit einem Faktor η multipliziert wird:

$$\sigma_{exp}(x, y) = \eta(x, y) \cdot \sigma_{1\gamma}(x, y) . \quad (5.15)$$

Dabei berechnet sich η wie folgt:

$$\eta = F_r \cdot (1 + \delta_{Vak} + \delta_{Vertex} + \delta_{Hadron}) + \frac{T_{inel.} + T_{quasiel.} + T_{Kern}}{\sigma_{1\gamma}} . \quad (5.16)$$

Hierbei sind:

- F_r : Reduktionsfaktor
- δ_{Vak} : Beitrag der Vakuumpolarisation
- δ_{Vertex} : Beitrag der Vertexloops in 1. Ordnung Störungstheorie (QED)
- δ_{Hadron} : Beitrag der Strahlungskorrekturen am hadronischen Vertex
- $T_{inel.}$, $T_{quasiel.}$ und T_{Kern} sind die Beiträge der Bremsphotonabstrahlung bei inelastischer, quasielastischer und kohärenter Streuung.
- $\sigma_{1\gamma}$ ist der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung für den Ein-Photonen-Austausch.

Naiv würde man erwarten, daß die Strahlungskorrekturen für Neutron und Proton gleich sind, und deswegen bei der Berechnung des Strukturverhältnisses keine Rolle spielen. Da bei Deuterium aber zusätzliche Korrekturen auftreten, die man bei Wasserstoff nicht berücksichtigen muß, und in die Berechnung des inelastischen Beitrags die Strukturfunktion eingeht, sind die Strahlungskorrekturen für Wasserstoff und Deuterium verschieden.

Die aus der QED resultierenden Divergenzen werden vermieden, indem in FER-RAD ein Reduktionsfaktor definiert wird, der vom Abschneideparameter Δ abhängt. Dieser wurde für die Berechnung von $T_{inel.}$ als 0.1% der Strahlenergie gesetzt.

Zur Berechnung des kohärenten Beitrag T_{Kern} werden die Formfaktoren der Kerne benötigt, die man als Fouriertransformierte der Ladungsverteilung erhält. Für Wasserstoff wurde die Parametrisierung von Höhler [Höh 76] und für Deuterium diejenige von Locher und Svarc [Loc 91] genommen.

Zur Bestimmung des Beitrags aus der quasielastischen Streuung $T_{quasiel.}$, der nur für Deuterium berücksichtigt werden muß, werden neben den elektrischen und magnetischen Formfaktoren der Nukleonen noch Unterdrückungsfaktoren benötigt, da nicht alle möglichen Endzustände der quasielastischen Streuung erlaubt sind. Während die Formfaktoren experimentell gut bekannt sind, werden die Unterdrückungsfaktoren mit dem Schalenmodell berechnet. Für die Berechnung der Strahlungskorrekturen, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, wurde der nach Bernabeu [Bern 72] berechnete Unterdrückungsfaktor verwendet.

Der aus der tiefinelastischen Streuung resultierende Beitrag der Bremsphotonen $T_{inel.}$ wird berechnet, indem über alle möglichen inelastischen Endzustände integriert wird. Als Eingabe werden die Strukturfunktionen $F_2(x_B, Q^2)$ von Wasserstoff und Deuterium und die Funktion $R(x_B, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ benötigt. Die Strukturfunktion $F_2^D(x_B, Q^2)$ für Deuterium wurde durch einen Fit an veröffentlichte Daten bestimmt. Im Bereich der Baryonenresonanzen wurden dazu der Fit an die SLAC-Daten [Mes 83] angepaßt. Außerhalb dieses Bereichs wurde der Fit an die kombinierten Daten von SLAC [Whi 90b], BCDMS [Ben 90], EMC-NA28 [Arn 90] und CHIO [Gor 79] gelegt. Dabei wurden weder die Normierungen noch die systematischen Fehler berücksichtigt. Der systematische Fehler wurde bestimmt, indem ein Mal die Strukturfunktionen

um ihren Normierungsfehler nach oben geschoben wurden und ein Mal nach unten. Dann wurden die Fehler der Strukturfunktionen vergrößert, so daß die verschiedenen Datensätze kompatibel waren und gefittet. Die Differenz dieser beiden Strukturfunctionensätze wurde als Fehler der Strukturfunction genommen.

Wird die Strukturfunction $F_2^D(x_B, Q^2)$ durch das gemessene Strukturfunctionsverhältnis $\frac{F_2^D}{F_2^P}(x_B, Q^2)$ dividiert, so erhält man die Strukturfunction von Wasserstoff $F_2^P(x_B, Q^2)$ in dem Bereich, in dem das Strukturfunctionsverhältnis gemessen ist. Anschließend wird so lange iteriert, bis sich $\frac{F_2^D}{F_2^P}(x_B, Q^2)$ in jedem Punkt der (x_B, Q^2) -Ebene um weniger als 0.2 % vom Wert der vorhergehenden Iteration unterscheidet. Dazu waren drei Iterationen nötig. Außerhalb des Bereichs, in dem $\frac{F_2^D}{F_2^P}(x_B, Q^2)$ gemessen ist, erhält man F_2^P aus einem Fit an gemessene Daten ([Arn 91], dort findet sich auch eine ausführliche Beschreibung dieser Prozedur).

Für $R(x_B, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ wird für Impulsüberträge von $Q^2 > 0.35 \text{ GeV}^2$ der phänomenologische Fit genommen, den man aus den reprozessierten SLAC-Daten (E140) erhält [Whi 90a], [Whi 90b]. Für $Q^2 < 0.35 \text{ GeV}^2$ gibt es keine Messungen. Deswegen wurde angenommen, daß $R(x_B, Q^2)$ dort konstant den Wert beim Impulsübertrag $Q^2 = 0.35 \text{ GeV}^2$ hat.

Um die Unsicherheiten in der Bestimmung der Strahlungskorrekturen abschätzen zu können, wurden die Unsicherheiten der einzelnen Eingabeparameter betrachtet. Dazu wurde im Bereich $Q^2 < 0.35 \text{ GeV}^2$ für $R(x_B, Q^2)$ einmal der doppelte Wert, den es an der Stelle $Q^2 = 0.35 \text{ GeV}^2$ hat, genommen und einmal der Werte Null. Außerdem wurden in einem weiteren Schritt andere Parametrisierungen für den Unterdrückungsfaktor [Are 89], den Formfaktor des Protons [Atw 75] und denjenigen des Deuteriums [Ste 75] genommen und die Strahlungskorrekturen damit berechnet. Daraus erhält man einen Satz von maximalen und minimalen Werten für das Strukturfunctionsverhältnis. Iteriert man diese wie oben beschrieben, so wird der Fehler der Strahlungskorrekturen abgeschätzt, indem die Differenz zwischen den unter Extrembedingungen berechneten Strukturfunctionsverhältnissen $\frac{F_2^D}{F_2^P}(x_B, Q^2)$ und dem oben errechneten Verhältnis gebildet wird.

Die Strahlungskorrekturtabellen für die Periode P2D89 wurden in einem iterativen Prozeß erstellt, indem das Strukturfunctionsverhältnis von Deuterium und Wasserstoff der beiden Perioden P2C89 [Sie 92] und P2D89 zur Berechnung der Strukturfunction von Wasserstoff benützt wurde. P2C89 ist eine Periode, bei der 1989 mit Wasserstoff- und Deuteriumtargets bei einer Energie von 280 GeV gemessen wurde, ihre Behandlung erfolgt in einer anderen Dissertation [Sie 92]. Als Deuterium-Strukturfunction wurde zunächst die oben beschriebene Strukturfunction verwendet.

Inzwischen wurde die Strukturfunction von Deuterium von der NMC gemessen. Verwendet man diese zur Berechnung der Strahlungskorrekturen, so erhält man nur für sehr kleine Werte von x_B Abweichungen bis zu 3%.

In Abbildung 5.10 sind für einen festen Wert von $y = 0.2$ sowohl die

Strahlungskorrekturfaktoren für Wasserstoff und Deuterium in Abhängigkeit von x_B eingezeichnet, die mit der Deuterium-Strukturfunktion der NMC bestimmt wurden, als auch diejenigen, die mit der oben beschriebenen Anpassung an veröffentlichte Daten verschiedener Experimente berechnet wurden.

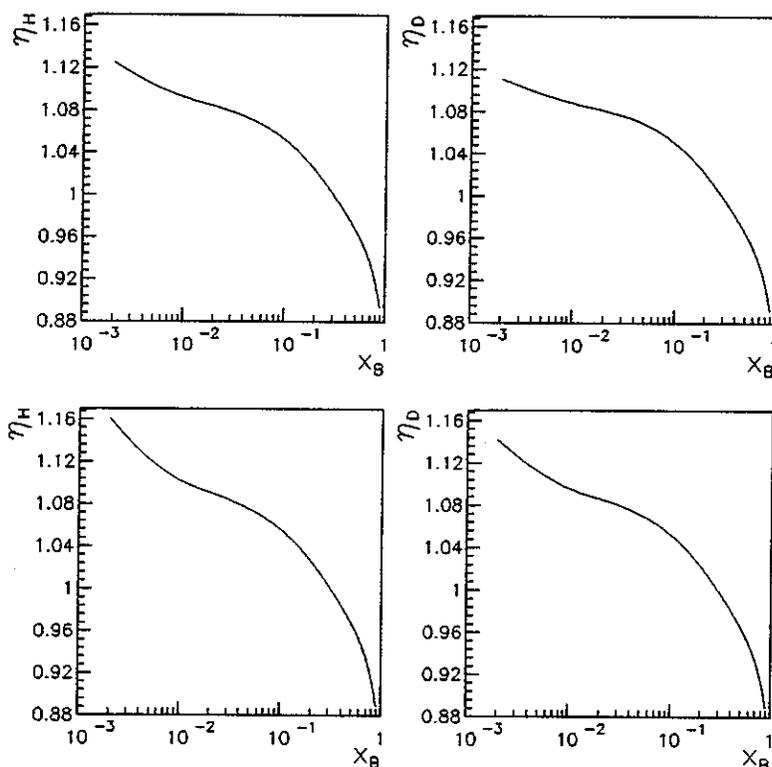


Abb. 5.10 Strahlungskorrekturen von Wasserstoff und Deuterium (η_H und η_D) in Abhängigkeit von x_B für festes $y=0.2$. Im oberen Teil der Abbildung sind die Strahlungskorrekturen für Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts) eingezeichnet, die mit der Strukturfunktion F_2^D der NMC berechnet wurden, und im unteren Teil diejenigen, die mit der Strukturfunktion ermittelt wurden, die aus der Anpassung an die Messungen verschiedener Experimente resultiert.

Betrachtet man das Verhältnis der Strahlungskorrekturen von Wasserstoff und Deuterium, so sieht man, daß sich die mit den beiden verschiedenen Deuterium-Strukturfunktionen berechneten Strahlungskorrekturen nur für kleine Werte von x_B unterscheiden. Für $x_B > 0.1$ ist das Verhältnis der Strahlungskorrekturen von Wasserstoff und Deuterium etwa 1.

Die Strahlungskorrekturen sind bei großen Werten von y und kleinen Werten von x_B groß. Bei kleinen Q^2 und x_B dominieren die Beiträge der quasielastischen und kohärenten Streuung. Die Beiträge, die durch den Zwei-Photonen-Austausch verursacht werden, sind kleiner als 2% [Aub 86] und diejenigen des Z_0 -Austauschs sind bei kleinen Werten von Q^2 kleiner als 1% [Lle 74].

Da die Strahlungskorrekturen für verschiedene Targets unterschiedlich sind, haben sie nicht nur für absolute Strukturfunktionen eine nicht zu vernachlässigende Größe, sondern auch für die Verhältnisse der Strukturfunktionen.

Werden die Strahlungskorrekturen auf das Strukturverhältnis angewendet, indem jedes Ereignis mit dem Strahlungskorrekturenfaktor gewichtet wird und anschließend aus diesen Ereignissen das Strukturverhältnis berechnet wird, so erhält man die in den Abbildungen 5.11 (Trigger 1) und 5.12 (Trigger 2) dargestellten Verhältnisse $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B)$. Die Strahlungskorrekturen bewirken vor allem bei kleinen Werten von x_B eine Erhöhung von $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B)$.

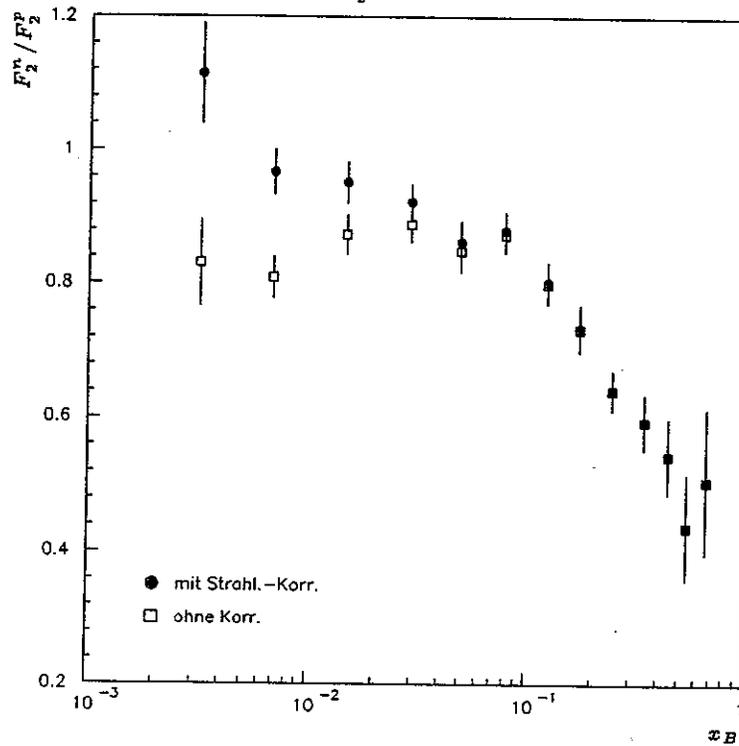


Abb. 5.11 x_B -Abhängigkeit der Strukturverhältnisse gemittelt über Q^2 für Trigger 1 vor (Vierecke) und nach (Kreise) der Anwendung der Strahlungskorrekturen.

Bei $x_B = 0.003$ hat das Strukturverhältnis für Trigger 1 einen Wert, der sehr viel höher als 1 ist. Dieser Bin muß jedoch aus anderen Gründen, die in Kapitel 5.4.7 beschrieben sind, verworfen werden. Der erste relevante Bin für das Strukturverhältnis von Trigger 1 ist bei $x_B = 0.007$.

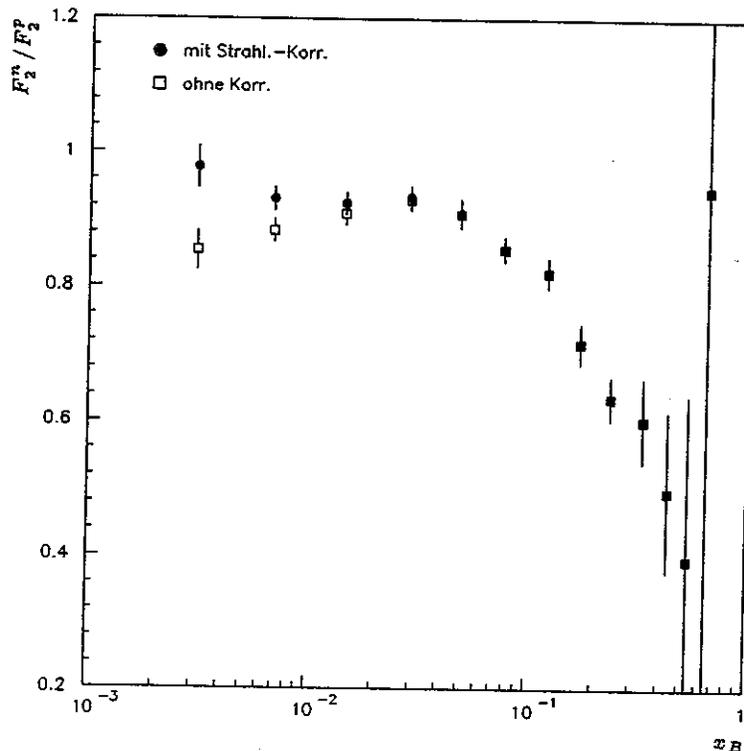


Abb. 5.12 x_B -Abhängigkeit der Strukturverhältnisse gemittelt über Q^2 für Trigger 2 ohne (Vierecke) und mit (Kreise) Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen.

Die Strahlungskorrekturen sind bei gleichen Werten von x_B bei Trigger 2 kleiner als bei Trigger 1, da Trigger 2 dort kleinere Werte von Q^2 hat. Für Trigger 1 beträgt die Korrektur des Strukturverhältnisses für $x_B = 0.007$ etwa 16 %, während die Korrektur für $x_B > 0.1$ kleiner als 1 % ist. Für Trigger 2 ist die Korrektur für $x_B = 0.003$ etwa 13 %. Schon für $x_B > 0.06$ ist die Korrektur bei Trigger 2 kleiner als 1 %.

5.4.2 Korrektur der Messung der Impulse der Myonen

Die Energie des einlaufenden Myons wird mit der Beam Momentum Station gemessen, die mit der Beam Calibration Station kalibriert wird. Zur Kalibrierung der Impulsmessung des Vorwärtsspektrometer-Magneten wurden die Massen der im Experiment gemessenen K_0 -Mesonen und der J/Ψ -Mesonen benützt.

Zusätzlich wurden 1989 spezielle Datenläufe zur Kalibrierung der Impulsmessung durchgeführt. Dazu wurden vier hochauflösende Silizium-Detektoren in den Strahl gebracht. Zwei davon befanden sich bei den Strahlhodoskopen, um den einfallenden Strahl zu messen, und die beiden anderen hinter W12 und der Kammer P4A zur Messung der auslaufenden Myonen. Die Messung erfolgte für alle Strahlenergien und alle Magnetfeldstärken des Vorwärtsspektrometer-Magneten. Damit können die Beam Momentum Station und der Vorwärtsspektrometermagnet relativ zueinander kalibriert werden. Anschließend wurde der Vorwärtsspektrometer-Magnet noch wie

unten beschrieben mit der Massenbestimmung der K_0 - und J/Ψ -Mesonen kalibriert. Dabei wurden systematische Unterschiede der Messung der Beam Calibration Station und der Impulsmessung mit dem Vorwärtsspektrometer-Magneten festgestellt [Dyr 92a].

Für die 1989 gemessenen Daten beträgt die Korrektur der Messung des Vorwärtsspektrometer-Magneten 0.2%, eine Korrektur der Messung der Beam Momentum Station ist nicht notwendig, da bei der Rekonstruktion der Daten die 1987 durchgeführte Kalibrierung der Beam Calibration Station [All 89], [Arn 90b] verwendet wurde. Der Fehler für die Bestimmung des einlaufenden und des auslaufenden Impulses beträgt jeweils 0.2%. Diese Fehler sind für das Strukturverhältnis nur für große Werte von x_B wichtig.

Um die Korrektur des Magnetfelds des Vorwärtsspektrometer-Magneten zu bestimmen, wurde aus den geladenen Hadronenpaaren, die im wesentlichen $\pi^+\pi^-$ -Paare sind, die Masse der K_0 -Mesonen ermittelt. Mit Trigger 15, bei dem zusätzlich zum ein- und auslaufenden Myon noch ein $\mu^+\mu^-$ -Paar vorhanden ist, wurde die Masse der J/Ψ -Mesonen bestimmt. Diese Massen wurden mit dem Wert aus der Literatur [Par 90] verglichen. In Abbildung 5.13 ist der das invariante Massenspektrum der gemessenen $\pi^+\pi^-$ -Paaren zu sehen. Die K_0 -Mesonen wurde daraus mit einer Kombination einer Gaußfunktion und einem Polynom ohne Berücksichtigung des Untergrunds bestimmt. Die exakte Bestimmung der K_0 -Masse unter Berücksichtigung des Untergrunds wird zur Zeit untersucht [Dyr 92b].

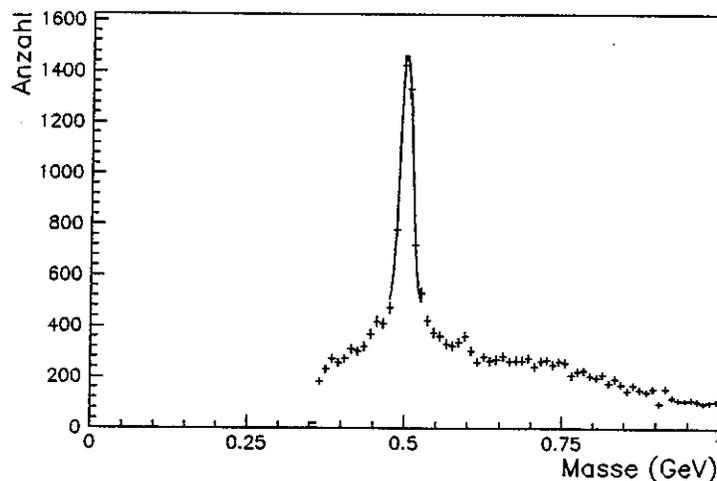


Abb. 5.13 Invariantes Massenspektrum der gemessenen $\pi^+\pi^-$ -Paare im Bereich von 0 GeV bis 1 GeV.

Die Masse eines K_0 -Mesons wurde zu $m_{exp} = 0.4996 \pm 0.0006$ GeV bestimmt. Für die K_0 -Mesonen erhält man die Korrektur des Magnetfelds des Vorwärtsspektrometer-Magneten nach der folgenden Formel:

$$c_{FSM} = \sqrt{\frac{m_{theo}^2 - 2 \cdot m_{\pi}^2}{m_{exp}^2 - 2 \cdot m_{\pi}^2}} \quad (5.17)$$

Hierbei sind $m_{theo} = (497.671 \pm 0.031) \text{ MeV}$ und m_{exp} die Massen der K_0 -Mesonen aus [Par 90] aus dem Experiment und $m_\pi = (139.5675 \pm 0.0004) \text{ MeV}$ ist die Pionenmasse. Damit ergibt sich eine Korrektur von $c_{FSM} = 0.9954 \pm 0.0015$.

In Abbildung 5.14 ist das invariante Massenspektrum der $\mu^+\mu^-$ -Paare gezeigt. Die Masse des J/Ψ -Mesons wurde aus den mit Trigger 15 gemessenen J/Ψ -Mesonen mit einer Gaußfunktion und Exponentialfunktion für den Untergrund bestimmt [Mar 92].

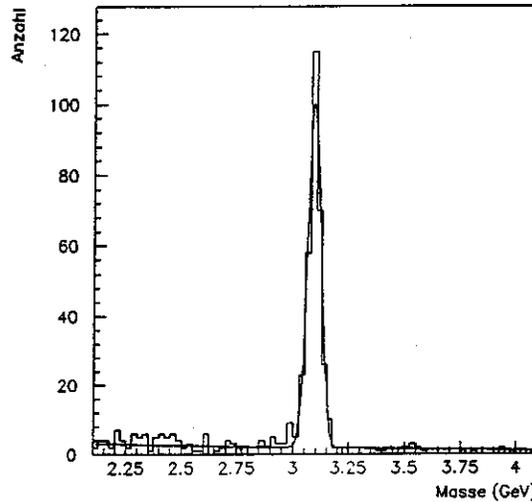


Abb. 5.14 Invariantes Massenspektrum der gemessenen $\mu^+\mu^-$ -Paare.

Für das J/Ψ -Meson ergab $M_{exp} = 3.0910 \pm 0.0018 \text{ GeV}$. Die Korrektur c_{FSM} berechnet sich für das J/Ψ -Meson zu

$$c_{FSM} = \frac{M_{theo}}{M_{exp}} = 0.998 \pm 0.0006 \quad (5.18)$$

wobei $M_{theo} = (3096.93 \pm 0.09) \text{ MeV}$ die Masse des J/Ψ -Mesons aus [Par 90] ist und M_{exp} die experimentell gemessene Masse. Hierbei wurde die Masse der Myonen vernachlässigt.

Da die Bestimmung der J/Ψ -Masse genauer ist, wird im folgenden die daraus resultierende Korrektur der Impulsmessung des Vorwärtsspektrometer-Magneten benutzt.

5.4.3 Targetmaterial-Korrekturen

Mit der Targetmaterialkorrektur wird berücksichtigt, daß im Deuteriumtarget noch eine 3 %ige Beimischung von HD-Molekülen vorhanden ist [Bir 92]:

$$\frac{n_{HD}}{n_{HD} + n_{D_2}} = 0.031 \pm 0.0024 . \quad (5.19)$$

Hierbei ist n_i die Anzahl der Moleküle des Materials i mit $i = HD, D_2$. Wird das Strukturverhältnis $\frac{F_2^n}{F_2^p}(Q^2)$ darauf korrigiert, so bestimmt man dieses aus

dem Strukturverhältnis ohne die Korrektur $\left[\frac{F_2^n(Q^2)}{F_2^p(Q^2)}\right]_{alt}$ zu [Bir 92]:

$$\frac{F_2^n(Q^2)}{F_2^p(Q^2)} = \left(\left[\frac{F_2^n(Q^2)}{F_2^p(Q^2)} \right]_{alt} + 1 \right) \cdot \frac{\kappa_{exp}}{\kappa} \cdot \left(1 + 0.015 \cdot \left[2 \frac{V_{HD}}{V_D} - 1 - \left(\frac{F_2^n(Q^2)}{F_2^p(Q^2)} \right)_{alt}^{-1} + 1 \right] \right) - 1. \quad (5.20)$$

κ ist das Verhältnis der Flächendichten von Wasserstoff und Deuterium ohne Wasserstoff-Beimischung und κ_{exp} dasselbe mit Wasserstoff-Beimischung. V_{HD} bzw. V_D sind die molaren Volumina (in l/mol) von HD bzw. Deuterium. Diese von x_B abhängige Korrektur ist kleiner als 0.4%, der Fehler ist vernachlässigbar. Der Fehler bei der Bestimmung der Targetmasse, der durch die Form der Targets verursacht ist, ist klein. Auch die Unsicherheit, die aus der Dichtebestimmung der Targets aufgrund der dort neben Wasserstoff bzw. Deuterium vorhandenen Materialien (wie z. B. der Mylarfenster der Targets) resultiert, kann vernachlässigt werden.

5.4.4 Vertexkorrekturen

Durch die Schnitte auf die Vertexpositionen gehen die Ereignisse, die zwar außerhalb der Vertexschnitte liegen, aber vom Target kommen, verloren. Umgekehrt erhält man Ereignisse, die innerhalb der Vertexschnitte liegen, aber an einer der Proportionalkammern P0H, P0B oder P0C gestreut werden. Mit den Vertexkorrekturen wird das Strukturverhältnis darauf korrigiert.

Da die Vertexauflösung von Theta abhängt, werden die Vertexkorrekturen für die verschiedenen Intervalle in Theta getrennt bestimmt.

Für Trigger 1 wird Θ in die vier folgenden Bins unterteilt

$$(0.010/0.015/0.019/0.025/0.100) \text{ rad}$$

und für Trigger 2 in

$$(0.005/0.007/0.009/0.011/0.100) \text{ rad}.$$

Angegeben sind jeweils die unteren bzw. oberen Grenzen der Bins. Die Unterteilung ist bei den beiden Triggern verschieden, da mit Trigger 1 ein anderer Winkelbereich gemessen wurde ($10 \text{ mrad} < \Theta < 100 \text{ mrad}$) als mit Trigger 2 ($5 \text{ mrad} < \Theta < 15 \text{ mrad}$). Die Vertexverteilungen in den Targets werden mit einer Trapezfunktion gefittet und die Ränder der Targets mit einer Faltung aus Gauß- und Lorentzkurve ([Mal 89]). In Abbildung 5.15 ist der Fit an die Vertexverteilung für zwei Theta-Bins von Trigger 2 dargestellt.

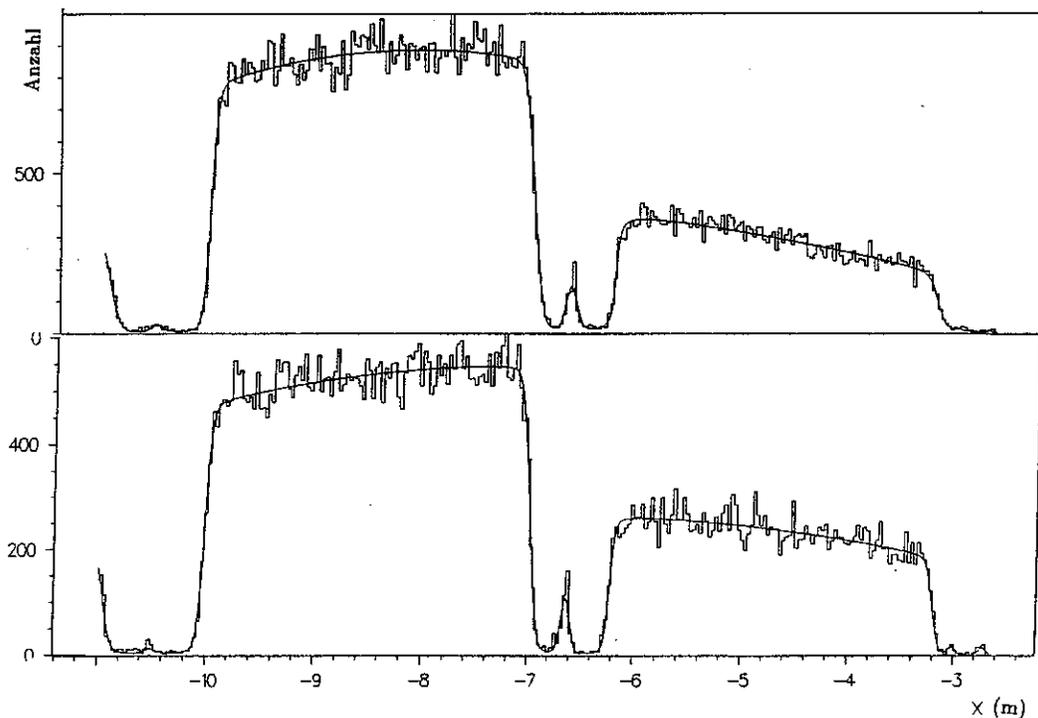


Abb. 5.15 Im oberen Teil der Abbildung ist der Fit für Trigger 2 für $0.007 < \Theta < 0.009$ und im unteren Teil derjenige für $0.009 < \Theta < 0.011$ gezeigt. Wie in Abb. 5.1 sieht man (von links nach rechts) den Beitrag der Strahlhodoskope, des Mylarfensters, des upstream Targets (hier Deuterium), von P0B, des downstream Targets (hier Wasserstoff) und den Beitrag von P0C.

Die Vertexkorrekturen betragen für P2D89 für Trigger 1 in den oben aufgeführten Θ -Bins

$$0.72 \% / 0.39 \% / 0.36 \% / 0.23 \%$$

und für Trigger 2

$$0.41 \% / 0.36 \% / 0.19 \% / 0.14 \%$$

Die Auflösung wird mit größeren Werten von Theta besser, deswegen werden die Vertexkorrekturen dann kleiner. Diese bewirken eine Erhöhung des Strukturverhältnisses. Als Fehler wird der halbe Wert der Korrektur genommen. Nur für den ersten Θ -Bin für Trigger 2 wird die ganze Korrektur als Fehler angenommen, da dort in der Vertexverteilung ein ungeklärter Beitrag am upstream Ende des downstream Targets auftrat, den es in den anderen Winkelbereichen nicht gab.

5.4.5 Bincentering-Korrekturen

Das Verhältnis der Strukturverhältnisse wird für die mittleren gemessenen Werte jedes Bins von x_B und Q^2 berechnet. Diese Bins sind in Kapitel 5.4.7 aufgeführt. Um

verschiedene Datensätze zusammenfassen zu können, muß das Verhältnis $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ bei denselben Werten von x_B und Q^2 berechnet werden. Deswegen wurde vereinbart, das Verhältnis der Strukturfunktionen in den Mittelpunkten der Bins zu berechnen. Dazu wird ein Fit an die Daten der jeweiligen Periode gelegt und der Wert von $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ am Mittelpunkt des Bins genommen. Die Differenz des Strukturverhältnisses an der gemessenen Stelle ($\langle x_B \rangle, \langle Q^2 \rangle$) und am Bin-Mittelpunkt (x_{B_0}, Q_0^2) ist kleiner als 0.4%. Als Fehler wird der halbe Wert dieser Differenz genommen.

5.4.6 Smearing-Korrekturen

Die Smearing-Korrektur ist aufgrund der endlichen Auflösung des Apparats nötig. In einem Bin einer kinematischen Variablen können Ereignisse sein, die zum benachbarten Bin gehören, da es vorkommen kann, daß die Messung bei $(x_B, Q^2)_{true}$ einem anderen Bin mit $(x_B, Q^2)_{exp}$ zugeordnet werden kann. Diesen Effekt nennt man Smearing. Die Smearing-Korrektur berücksichtigt also die apparative Ungenauigkeit bei der Festlegung von Streuenergie und Streuwinkel der Streueignisse und wird mit einem Monte-Carlo-Verfahren, bei dem die generierten Spuren vollständig rekonstruiert werden, ermittelt. Bei den Strukturverhältnissen hat sie nur für große Werte von x_B einen Wert ungleich Null. Die Korrektur ist für Trigger 1 vernachlässigbar klein (kleiner als 0.1 %).

5.4.7 Bin-Selektion

In einem letzten Schritt wird die sogenannte Bin-Auswahl durchgeführt. In Abbildung 5.16 sind für Trigger 2 alle Bins und Datenschnitte in der (x_B, Q^2) -Ebene eingezeichnet. Die Bins sind durch die folgenden Grenzen in x_B und Q^2 festgelegt (angegeben sind jeweils die unteren bzw. oberen Grenzen der entsprechenden Bins): Der gemessene Bereich in x_B (von 0.002 bis 0.8) wird in 13 Bins aufgeteilt:

$$0.002/0.004/0.01/0.02/0.04/0.06/0.1/0.15/0.2/0.3/0.4/0.5/0.6/0.8$$

Der Bereich in Q^2 , der sich von 0.5 GeV^2 bis 190 GeV^2 erstreckt, wird in 18 Bins unterteilt:

$$(0.5/1.0/2.0/3.0/4.0/5.0/5.0/8.0/10.0/13.0/17.0/23.0/31.0/41.0/55.0/75.0/145.0/280.0) \text{ GeV}^2$$

Die Bins werden durch die Vierecke in Abbildung 5.16 dargestellt. Außerdem sind noch die Kurven für die Datenschnitte in Θ , ν , p'_μ und y eingezeichnet.

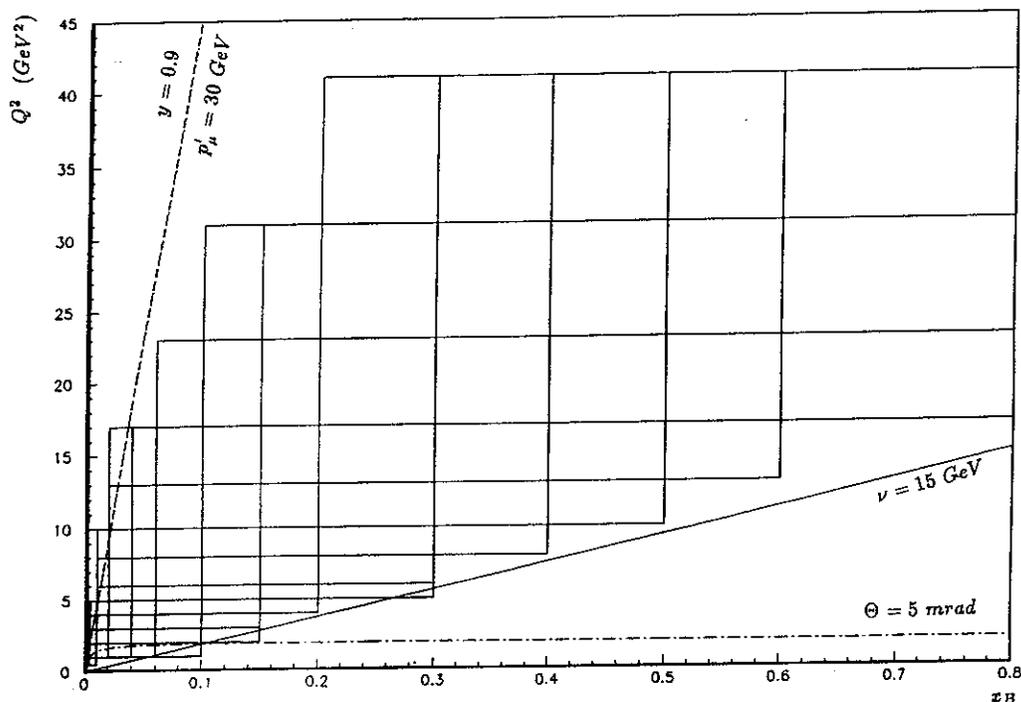


Abb. 5.16 Datenschnitte und die Bins (Rechtecke) in der x_B, Q^2 -Ebene für Trigger 2.

Durch den Schnitt in ν werden für einige x_B -Bins die untersten Q^2 -Bins nur teilweise gefüllt und durch den Schnitt in y bzw. p'_μ , die – wie in Kapitel 5.2 beschrieben – nahezu die gleichen Ereignisse verwerfen, werden für einige x_B -Bins die höheren Q^2 -Bins nur unvollständig gefüllt. Die x_B - und Q^2 -Bins müssen die folgenden drei Kriterien erfüllen, andernfalls werden sie verworfen:

- Werden die Datenschnitte angewandt, so muß dabei mindestens ein Drittel des Bins übrig bleiben.
- In jedem Bin jedes Targets müssen mehr als 15 Ereignisse für jedes Target separat für den betrachteten Trigger (1 oder 2) vorhanden sein.
- Das mittlere $\langle x_B \rangle$ und das mittlere $\langle Q^2 \rangle$ müssen für die beiden verschiedenen Targetmaterialien (Wasserstoff und Deuterium) in der gleichen Position (upstream bzw. downstream) ähnlich sein. Unterscheiden sich sowohl $\langle x_B \rangle$ als auch $\langle Q^2 \rangle$ deutlich, so wird der Bin verworfen.

Wendet man diese Kriterien an, so stellt man fest, daß die meisten Bins entweder alle drei Kriterien erfüllen oder aber zwei oder mehr Bedingungen nicht genügen.

5.5 Berechnung des systematischen und statistischen Fehlers

Der statistische Fehler des Strukturverhältnisses wird aus dem Verhältnis der mit dem Strahlungskorrekturen gewichteten Ereignisse N_i der einzel-

nen Targets (Wasserstoff und Deuterium) zu

$$\Delta_{stat} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma^D}{\sigma^H} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^2 \left(\frac{1}{N_i^D} + \frac{1}{N_i^H} \right)} \quad (5.21)$$

berechnet.

Der systematische Fehler ist die quadratische Summe der in 5.4.1 bis 5.4.6 aufgeführten Fehler. Für kleine Werte von x_B wird er durch die Strahlungskorrekturen dominiert, für große x_B durch die Unsicherheit in der Impulsbestimmung.

Der Normierungsfehler beträgt 0.15%. Dieser rührt von der Unsicherheit in der Längen- und der Dichtebestimmung der Targets her.

In Abbildung 5.17 ist die über Q^2 gemittelte x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses von Trigger 1 mit allen Korrekturen und dem systematischen Fehler eingezeichnet und in Abbildung 5.18 dasselbe für Trigger 2. Hierbei wurde die Smearing-Korrektur, die nur für große Werte von x_B einen endlichen Wert hat, bei Trigger 2 nicht berücksichtigt.

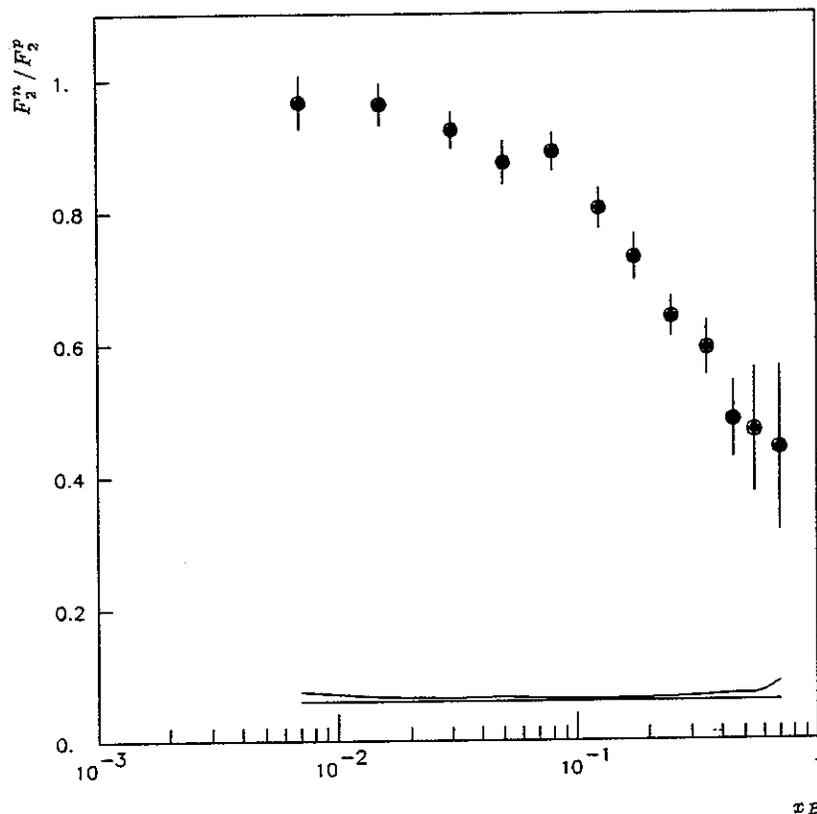


Abb. 5.17 x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses von Trigger 1 gemittelt über Q^2 . Dabei wurden alle Korrekturen berücksichtigt.

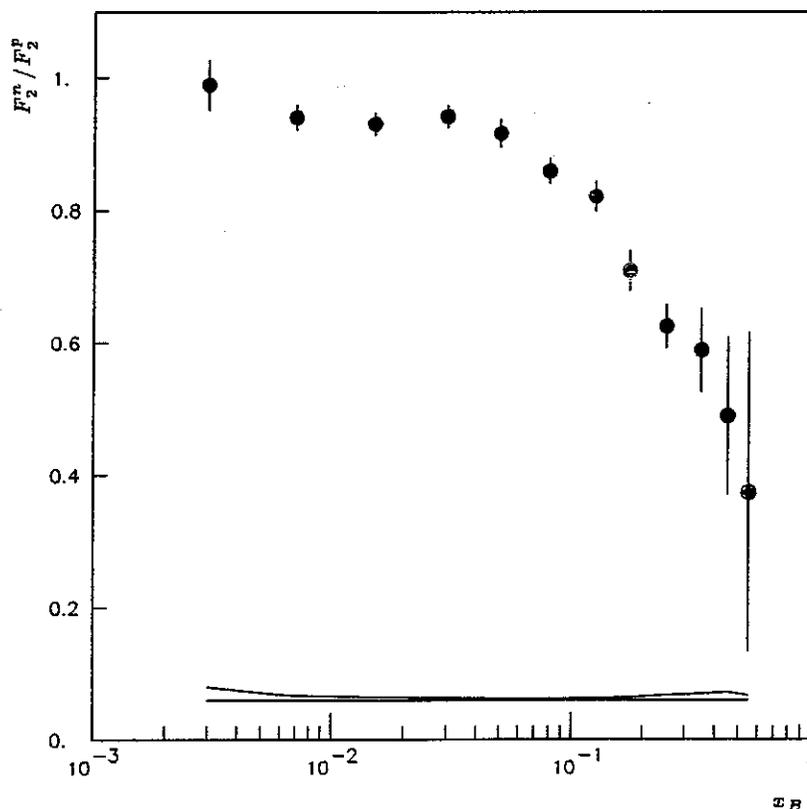


Abb. 5.18 Über Q^2 gemittelte Abhängigkeit des Strukturverhältnisses von x_B für Trigger 2. Hierbei wurden alle Korrekturen bis auf die Smearing-Korrektur angewendet.

Das in den beiden Abbildungen 5.17 und 5.18 eingezeichnete Fehlerband stellt den für die beiden Trigger der Periode P2D89 einzeln bestimmten systematischen Fehler dar. Der systematische Fehler ist immer kleiner als der statistische, im Bereich mittlerer Werte von x_B ist er kleiner als 1%. Der statistische Fehler bei Trigger 1 ist dort 3% und derjenige von Trigger 2 etwa 2%. Die Strukturverhältnisse der beiden Trigger zeigen gute Übereinstimmung.

Da nicht das Strukturverhältnis von Neutron und Proton gemessen wird, sondern dasjenige von Deuterium und Proton, steigt das experimentelle Strukturverhältnis bei großen Werten von x_B aufgrund der Fermi-Impulse der Nukleonen im Kern an [Bod 81], [Fran 81]. Die im Deuterium in einem Potentialwall mit Radius R gebundenen Nukleonen tragen aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation einen Impuls $p_F \geq \frac{1}{R} \approx 80 \text{ MeV}$ (Fermi-Impuls).

Die in dieser Arbeit gezeigten Strukturverhältnisse sind nicht auf die Fermi-Bewegung korrigiert, da es dazu keine eindeutige Vorschrift gibt.

Die beiden Trigger der Periode P2D89 überdecken einen großen Bereich in Q^2 . Deswegen kann die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses damit

studiert werden. In Abbildung 5.19 und 5.20 sind die Q^2 -Abhängigkeiten der beiden Strukturverhältnisse für verschiedene Werte von x_B für Trigger 1 und 2 dargestellt.

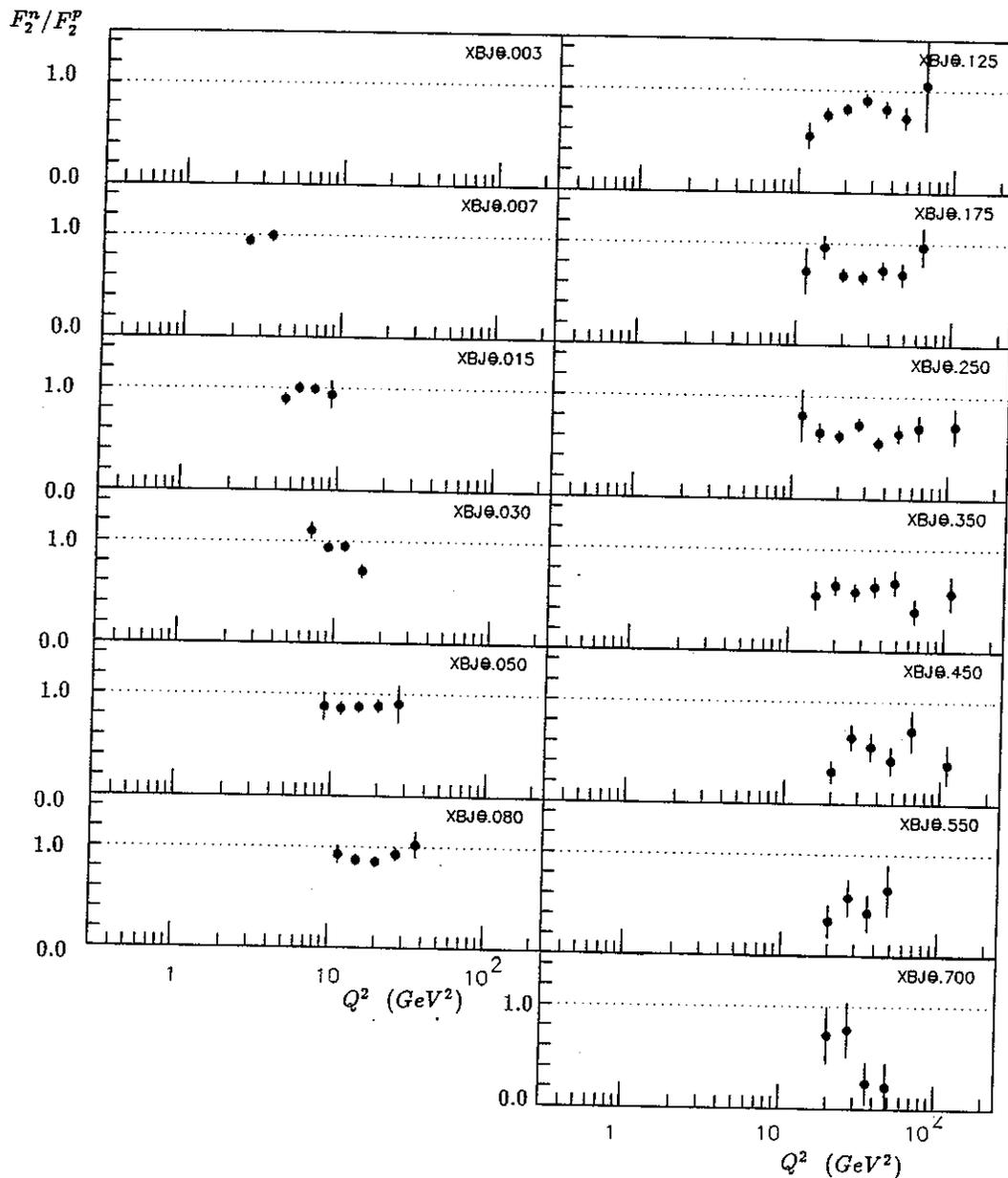


Abb. 5.19 Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses für feste Werte von x_B für den Trigger 1.

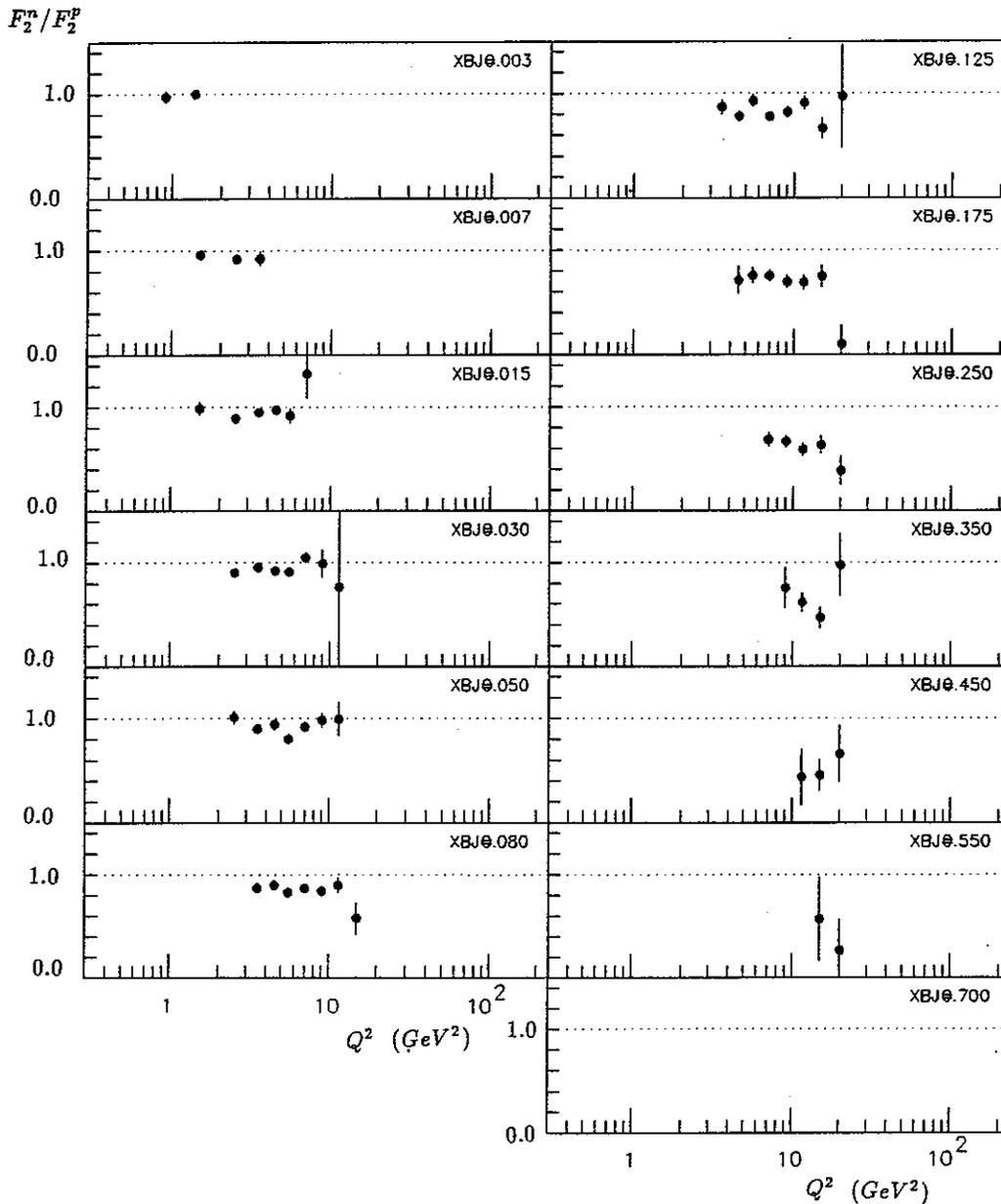


Abb. 5.20 Strukturverhältnis für Trigger 2 in Abhängigkeit von Q^2 für feste Werte von x_B .

Wie man sieht, kann durch die Messungen des Wirkungsquerschnittsverhältnisses der beiden Trigger ein großer Bereich in Q^2 abgedeckt werden. Bei $x_B = 0.003$ ist der mittlere Wert von Q^2 etwa 1 GeV^2 . Dieser x_B -Bin ist nur mit Trigger 2 Ereignissen gefüllt, die eine sehr hohe Statistik haben. Es ist ein guter Überlapp der beiden Trigger im Bereich mittlerer Werte von x_B vorhanden. Für $x_B = 0.7$ sind nur noch Trigger 1 Ereignisse vorhanden. Der mittlere Wert von Q^2 beträgt dort etwa 25 GeV^2 .

In Kapitel 6 werden die x_B - und die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses ausführlich diskutiert.

Kapitel 6: Diskussion des Strukturfunktionsverhältnisses

In diesem Kapitel sollen die aus den Messungen der NMC in den Jahren 1986/87 und 1989 an Wasserstoff- und Deuterium-Targets extrahierten Strukturfunktionsverhältnisse von Neutron und Proton diskutiert werden und mit den Strukturfunktionsverhältnissen anderer Kollaborationen verglichen werden. In Kapitel 6.1 wird die x_B -Abhängigkeit der publizierten Strukturfunktionsverhältnisse gezeigt und mit der x_B -Abhängigkeit der Strukturfunktionsverhältnisse der Perioden P2D89 und P2C89 verglichen. Daran schließt sich in Kapitel 6.2 eine Diskussion der Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionsverhältnisse an. In Kapitel 6.3 wird beschrieben, wie die Differenz der Funktion $R(x_B, Q^2)$ von Wasserstoff und Deuterium aus den gemessenen Strukturfunktionsverhältnissen von Deuterium und Wasserstoff berechnet werden kann. Auch die Gottfried-Summenregel kann durch die Messung des Strukturfunktionsverhältnisses überprüft werden. Dies ist in Kapitel 6.4 dargestellt.

6.1 Die x_B -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses

Im folgenden wird die x_B -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses der beiden Perioden P2D89 und P2C89 [Sie 92] im Vergleich zu früheren Messungen der NMC diskutiert. Darauf folgt ein Vergleich mit den Messungen anderer Experimente.

In Abbildung 6.1 ist die x_B -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses von P2D89 für den zusammengefaßten Datensatz von Trigger 1 und 2 zu sehen. Außerdem ist das unter den gleichen Bedingungen berechnete Strukturfunktionsverhältnis der Periode P2C89 [Sie 92], gezeigt.

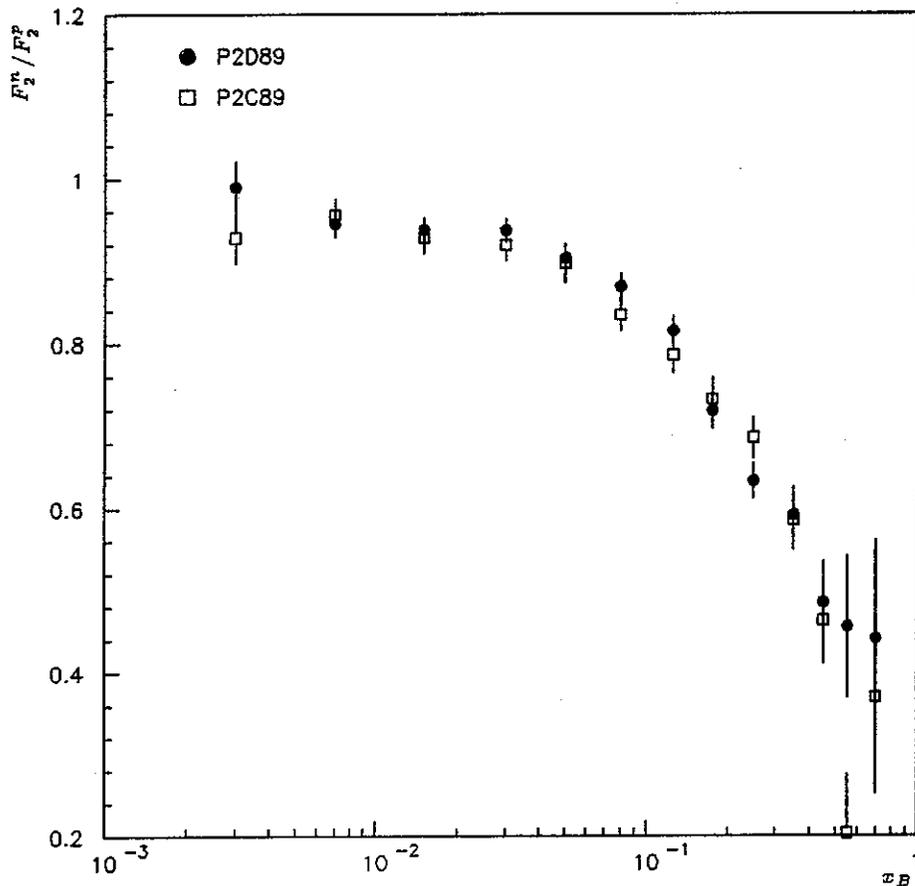


Abb. 6.1 x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses gemittelt über alle Q^2 . Verglichen werden der zusammengefaßte Datensatz von Trigger 1 und 2 von P2D89 (Kreise) und P2C89 (Vierecke), wobei alle Korrekturen bis auf die Smearingkorrekturen angebracht sind.

Vergleicht man die x_B -Abhängigkeiten des Strukturverhältnisses der Perioden P2D89 und P2C89, so stellt man gute Übereinstimmung fest. Die Statistik für Trigger 1 ist bei beiden Perioden vergleichbar, während bei der Periode P2C89 weniger Trigger 2 als bei der Periode P2D89 vorhanden sind.

Abbildung 6.2 zeigt die x_B -Abhängigkeit der 1986/87 gemessenen Daten [All 90], [Ama 92] und der beiden zusammengefaßten Datensätze P2C89 und P2D89. Dazu wurden für die 1989 gemessenen Daten dieselben Strahlungskorrekturen wie für die 1986/87 gemessenen Daten benützt.

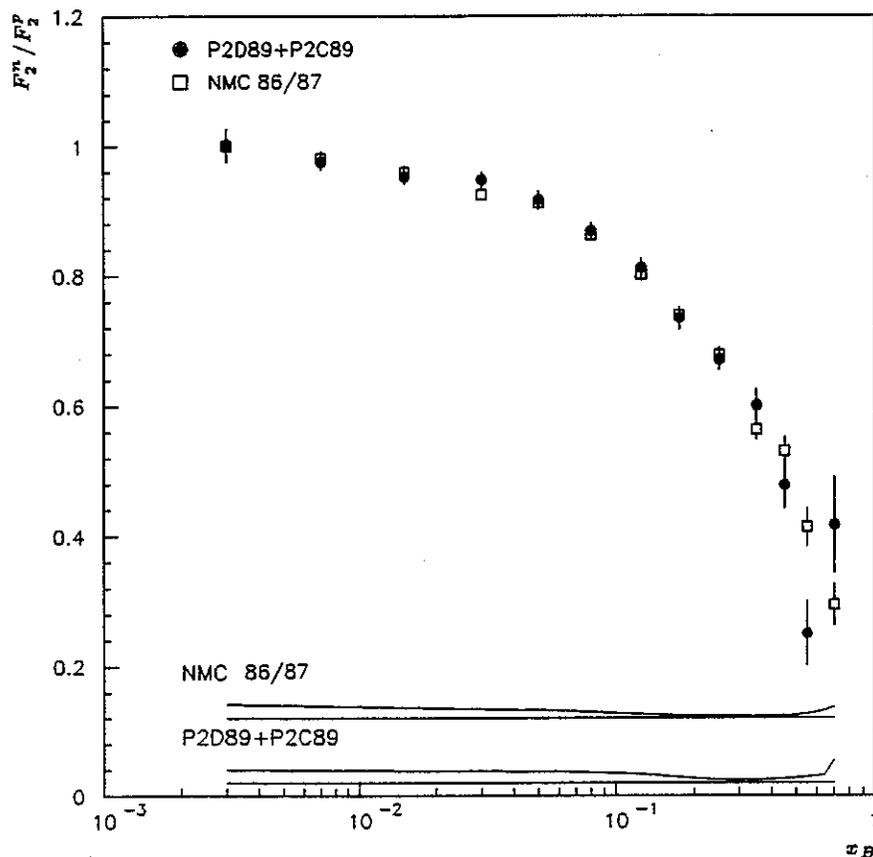


Abb. 6.2 x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses gemittelt über Q^2 , das aus beiden Triggern (1 und 2) der Perioden P2D89 und P2C89 (Kreise) berechnet worden ist, im Vergleich zu den publizierten Daten der NMC (Vierecke).

Die in Abbildung 6.2 eingezeichneten Fehlerbänder sind die systematischen Fehler der publizierten Datensätze und der systematische Fehler der 1989 gemessenen Perioden. Letzterer wurde im Rahmen dieser Arbeit bestimmt. Der systematische Fehler ist im Bereich mittlerer Werte von x_B kleiner als 1% und stets kleiner als der statistische Fehler.

Vergleicht man die beiden 1989 gemessenen Datensätze mit den 1986 und 1987 gemessenen Daten der NMC, so findet man eine gute Übereinstimmung. Damit ist es möglich, die Perioden P2D89 und P2C89 mit den publizierten Daten der NMC zu einem Datensatz zusammenzufassen. Dies bewirkt, daß die statistischen Fehler kleiner werden und damit insbesondere eine genauere Bestimmung der in Kapitel 6.2 beschriebenen Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses möglich ist.

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, erwartet man im Quark-Parton-Modell, daß das Verhältnis der Strukturverhältnisse von Neutron und Proton für $x_B \rightarrow 0$ den Wert 1.0 annimmt, da dort die Seequarks dominieren und man annimmt, daß der See bei $x_B = 0$ flavoursymmetrisch ist. Der Wert des Strukturverhältnisses der NMC bei $x_B = 0.003$, wo der mittlere quadratische Impulsübertrag $\langle Q^2 \rangle = 0.62 \text{ GeV}^2$

beträgt, ist $0.99 \pm 0.016 \pm 0.026$ [Ama 92a]. Dies stimmt innerhalb der Fehler mit dem erwarteten Wert von 1.0 bei $x_B = 0$ überein. Es gibt allerdings Überlegungen, daß das perturbative Bild der Seequarks und Gluonen bei so kleinen Werten von Q^2 seine Gültigkeit verliert.

Der von der NMC gemessene Wert liefert keinen Hinweis für Shadowing im Deuterium, schließt aber eine 2-3 %ige Absenkung des Strukturverhältnisses bei $x_B = 0.003$ nicht aus, die in dem Modell von Badelek et al. erwartet wird [Bad 92]. Modelle, die eine größere Absenkung vorhersagen, können durch die Messungen verworfen werden. Bei $x_B = 0.7$ beträgt der Wert des Strukturverhältnisses $0.316 \pm 0.026 \pm 0.009$, was in Übereinstimmung mit der Annahme des Quark-Parton-Modells steht, daß das Strukturverhältnis für $x_B \rightarrow 1.0$ gegen 0.25 geht, wenn für die Valenzquarkverteilung $u_v(x_B) > d_v(x_B)$ gilt.

Andere Modelle als das Quark-Parton-Modell liefern andere Werte für das Strukturverhältnis bei $x_B = 1.0$. Bei Regge- oder Resonanzmodellen sollte $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B = 1)$ etwa 0.6 - 0.7 sein, bei diffraktiven Modellen sollte das Verhältnis bei $x_B = 1$ den Wert 1 haben und im relativistischen Partonmodell würde es für $x_B = 1$ identisch Null sein. [Fri 91]. Durch die im Experiment gefundenen Werte von $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B = 1)$ kann man schließen, daß diese Modelle für große Werte von x_B nicht anwendbar sind.

Durch das NMC-Experiment wurde der kinematische Bereich, in dem das Strukturverhältnis mit großer Statistik vermessen wurde, gegenüber früheren Messungen um mehr als eine Größenordnung in dem Bereich kleiner x_B erweitert. Die kinematischen Bereiche der am SLAC durchgeführten Experimente [Whi 90b], sowie der EMC [Aub 83b], [Aub 86], der NMC und von BCDMS [Ben 89], [Ben 90] sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

In Abbildung 6.3 ist die x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses aus den Messungen von NMC, BCDMS und SLAC gezeigt.

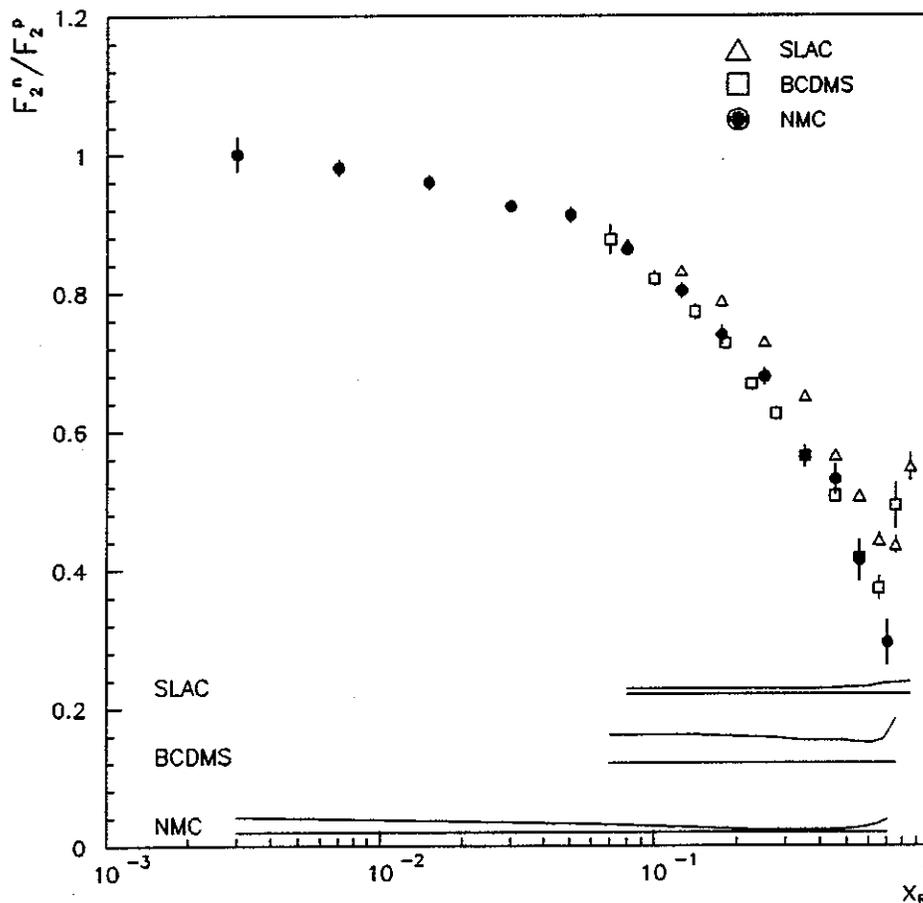


Abb. 6.3 x_B -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses gemittelt über Q^2 für verschiedene Experimente.

Wie man in Abbildung 6.3 sieht, wurde das Strukturverhältnis der NMC bis zu sehr viel kleineren Werten von x_B als bei den beiden anderen Experimenten gemessen.

Die systematischen Fehler, die als Fehlerband im unteren Teil der Abbildung eingezeichnet sind, sind bei der Bestimmung des Strukturverhältnisses am SLAC und von BCDMS viel größer als diejenigen der NMC. Diese sind im Bereich mittlerer Werte von x_B kleiner als 1%, da die NMC durch die Methode der komplementären Targets erreicht hat, daß die Fehler in der Bestimmung der Flüsse und der Akzeptanzen nicht berücksichtigt werden müssen, da diese Größen nicht in die Berechnung des Strukturverhältnisses eingehen. Auch der statistische Fehler ist im Bereich mittlerer x_B kleiner als 1 %.

Das am SLAC gemessene Strukturverhältnis liegt systematisch höher als das von der NMC gemessene. Möglicherweise rührt dies daher, daß am SLAC mit viel kleineren Werten von Q^2 gemessen wurde, das Strukturverhältnis also eine Q^2 -Abhängigkeit hat.

6.2 Die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses

Wie in Kapitel 2.6 beschrieben, war die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion des Neutrons viele Jahre lang unbekannt. Sind die Q^2 -Abhängigkeiten der Strukturfunktion des Protons und des Strukturfunktionsverhältnisses von Neutron und Proton bekannt, so kann man daraus auf die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion des Neutrons schließen. Deswegen wurden detaillierte Studien zur Q^2 -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses $\frac{F_2^n}{F_2^p}$ durchgeführt.

In Abbildung 6.4 ist die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses von P2D89 für den zusammengefaßten Datensatz von Trigger 1 und 2 zu sehen. Hierbei wurden alle in Kapitel 5.4 beschriebenen Korrekturen bis auf die Smearing-Korrektur bei Trigger 2 angebracht.

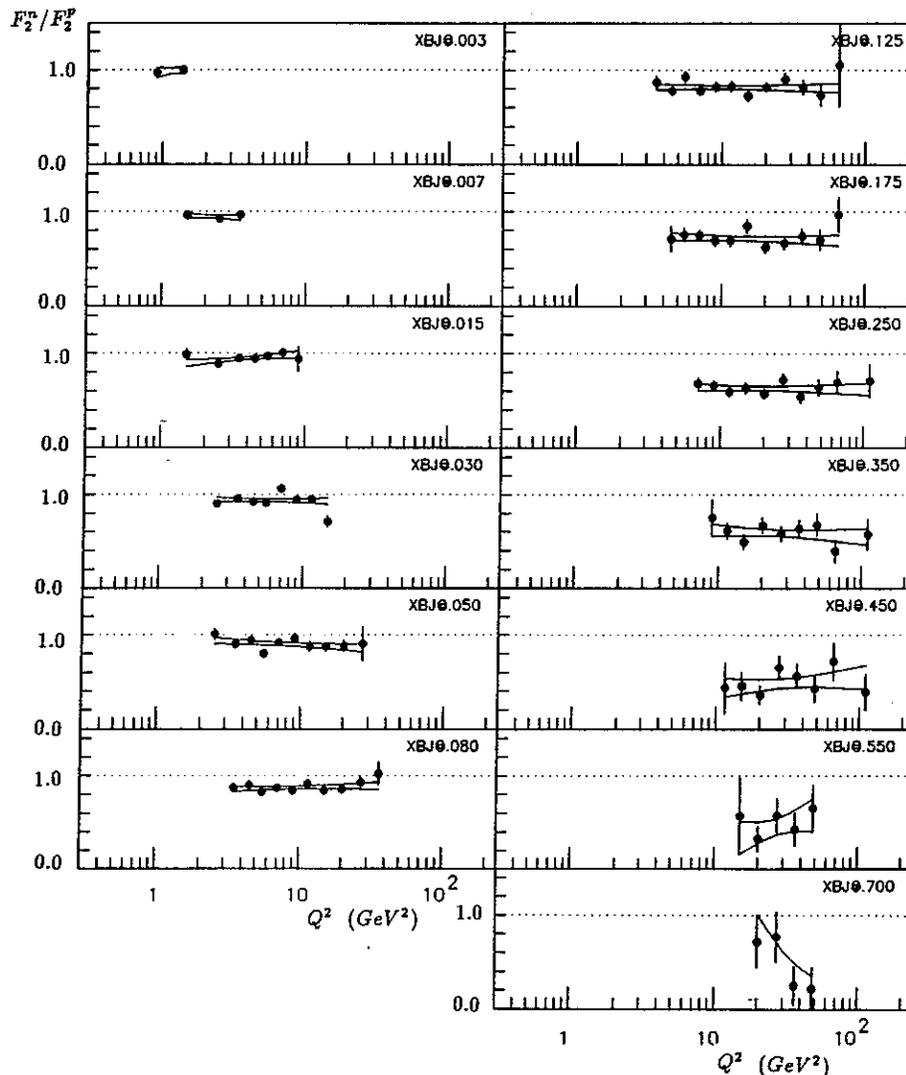


Abb. 6.4 Q^2 -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses für Trigger 1 und 2 der Periode P2D89 in den verschiedenen x_B -Bins. Die eingezeichneten Kurven werden im Text erläutert.

Da das Strukturfunktionsverhältnis von Neutron und Proton – wie in Abbildung

6.4 gezeigt – nur schwach von Q^2 abhängt, parametrisiert man die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses für feste Werte von x_B als

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}(Q^2, x_i) = a(x_i) + b(x_i) \cdot \ln(Q^2). \quad (6.1)$$

Dabei sind $a(x_i)$ und $b(x_i)$ Fitparameter für den x_B -Wert x_i . Die in Abbildung 6.4 eingezeichneten Kurven zeigen das Fehlerband des Fits an die Daten.

Abbildung 6.5 zeigt die aus der in Abbildung 6.4 dargestellte Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses berechnete Steigung $b(x_B)$.

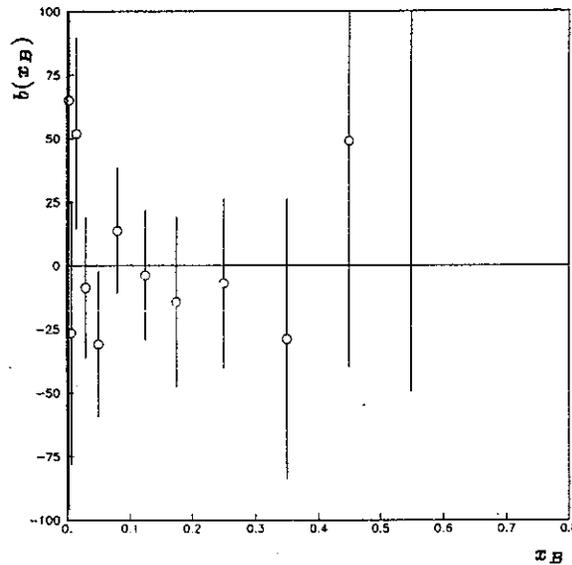


Abb. 6.5 Steigung $b(x_B)$, die für den zusammengefaßten Datensatz von Trigger 1 und 2 von P2D89 berechnet wurde.

Die Steigungen des Strukturverhältnisses der Periode P2D89 sind mit Null verträglich, jedoch innerhalb ihres großen statistischen Fehlers mit den im folgenden diskutierten Steigungen der publizierten Daten der NMC verträglich.

In Abbildung 6.6 ist die Q^2 -Abhängigkeit der publizierten Strukturverhältnisse der NMC gezeigt.

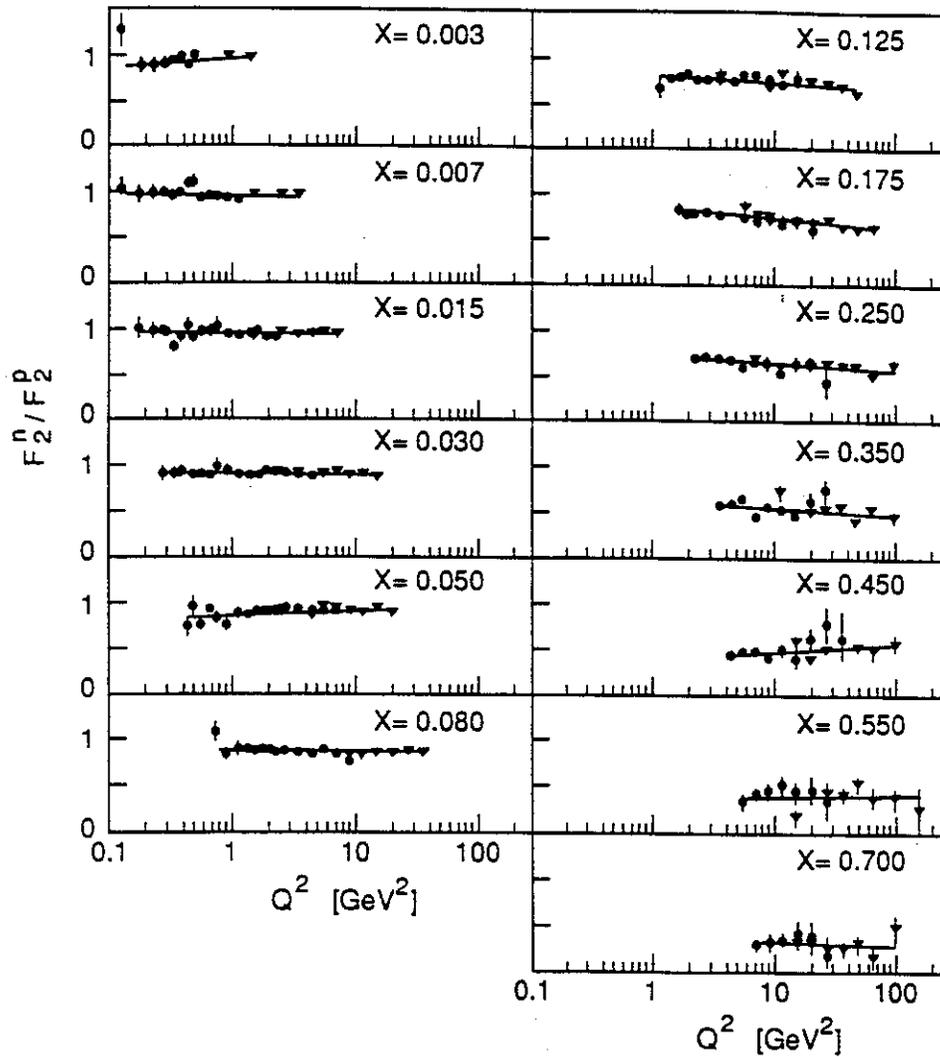


Abb. 6.6 Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses für feste Werte von x_B . Gezeigt sind die Messungen der NMC der Jahre 1986/87 bei einer Strahlenergie von 90 GeV (Kreise) und von 280 GeV (Dreiecke). Die eingezeichneten Kurven stellen den Fit nach Gleichung (6.1) an die Daten dar. Entnommen aus [Ama 92a].

Die Messungen der Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses der NMC in den Jahren 1986/87 erfolgten über einen großen Bereich in Q^2 . Sie ergaben, daß für $x_B < 0.1$ keine Q^2 -Abhängigkeit vorhanden ist, und negative Steigungen $b(x_B)$ für $0.1 < x_B < 0.4$. Innerhalb der sehr großen Fehler befindet sich die Steigung der Strukturverhältnisse von P2D89 mit den publizierten Daten in Übereinstimmung.

Demnächst wird noch eine dritte Periode, die 1989 bei einer Energie von 280 GeV mit Wasserstoff und Deuterium gemessen ist, analysiert sein [San 92]. Dann lassen sich die Aussagen über die Q^2 -Abhängigkeiten deutlich verbessern.

Die Messungen der Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses von BCDMS, SLAC und NMC sind für drei feste Werte von x_B in Abbildung 6.7 dargestellt.

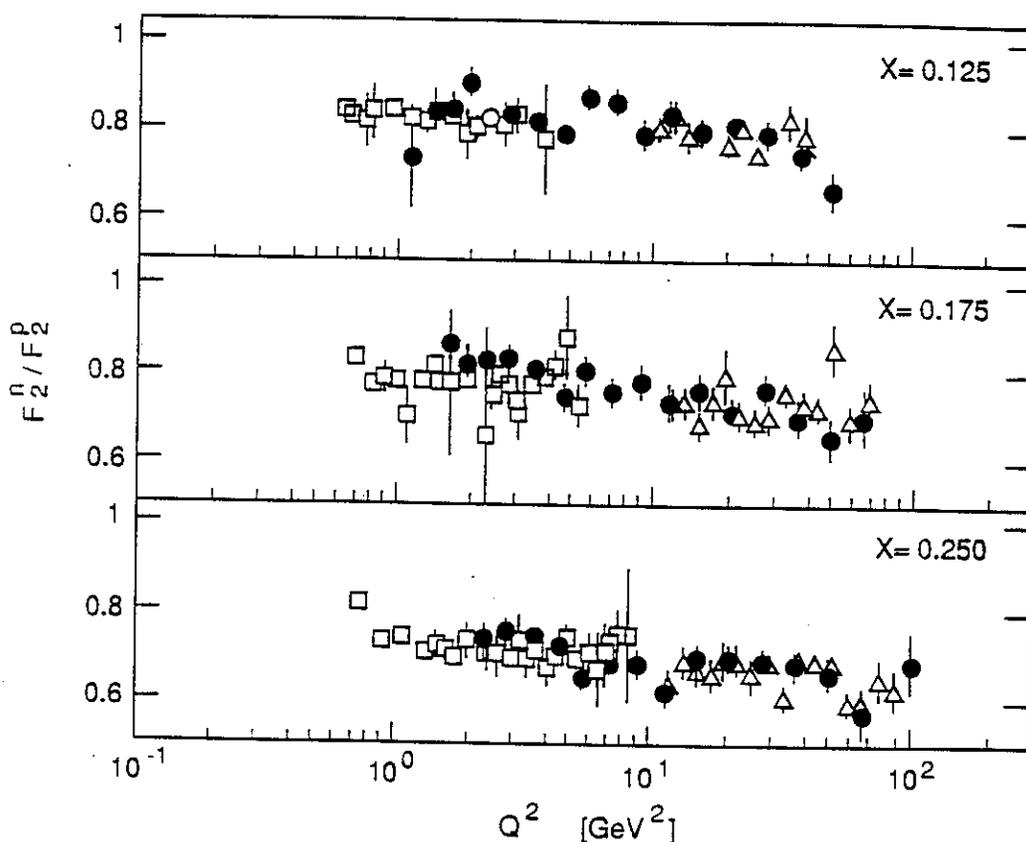


Abb. 6.7 Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses der SLAC-Daten (Vierecke), der NMC (Kreise) und von BCDMS (Dreiecke) für drei Werte von x_B .

Die Messungen der Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses am SLAC im Bereich kleiner Werte von Q^2 zeigen mit den Messungen der BCDMS-Kollaboration bei großen Werten von Q^2 und den Messungen der NMC, die mit diesen beiden Datensätzen überlappen und die Lücke dazwischen ausfüllen, gute Übereinstimmung. Die gemessene Skalenbrechung ist größer als dies in 'next to leading order' QCD unter Berücksichtigung des Targetmasseneffekts (NLO + TM) erwartet wird.

Die Ableitung

$$\frac{d \ln\left(\frac{F_2^n}{F_2^p}\right)}{d \ln(Q^2)} = \frac{d \ln(F_2^n)}{d \ln(Q^2)} - \frac{d \ln(F_2^p)}{d \ln(Q^2)} \quad (6.2)$$

ist die Differenz zwischen der Skalenbrechung im Neutron und derjenigen im Proton.

Ein möglicher Ansatz zur Erklärung der Diskrepanz zwischen den Messungen und der Vorhersagen der QCD wäre, daß die in Kapitel 2.3 beschriebenen Higher-Twist-Koeffizienten von Proton und Neutron verschieden sind. Wird die Struktur-

funktion des Protons p bzw. des Neutrons n parametrisiert als

$$F_2^{p(n)} = F_2^{p(n)}{}_{NLO+TM} \cdot \left[1 + \frac{C^{p(n)}}{Q^2} \right], \quad (6.3)$$

so folgt für das Strukturverhältnis unter der Annahme, daß die Koeffizienten $C^{p(n)}$ klein sind,

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} = \frac{F_2^n}{F_2^p}{}_{NLO+TM} \cdot \left[1 - \frac{C^p - C^n}{Q^2} \right]. \quad (6.4)$$

Die $C^{p(n)}$ sind die Koeffizienten für den Higher-Twist im Proton bzw. Neutron. Daraus kann die Differenz der Higher-Twist-Terme niedrigster Ordnung (Twist 4 Terme) berechnet werden.

Die Ergebnisse der Bestimmung der Differenz des Twist-4-Koeffizienten von Proton und Neutron aus einem Fit an die Daten von NMC, BCDMS und SLAC sind in Abbildung 6.8 gezeigt.

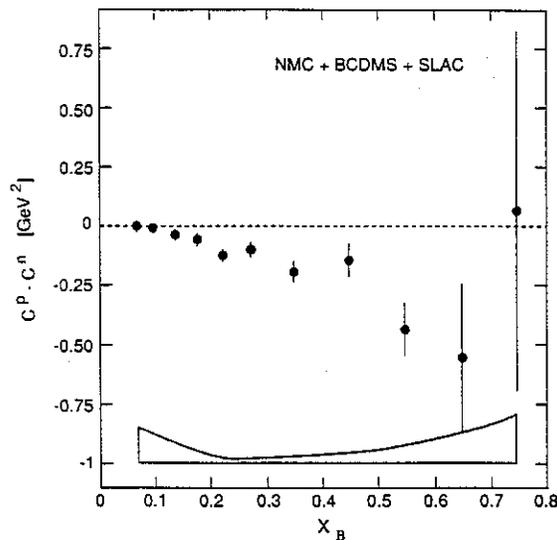


Abb. 6.8 Differenz der Higher-Twist-Koeffizienten niedrigster Ordnung von Proton und Neutron, die mit NMC, BCDMS und den am SLAC gemessenen Daten bestimmt wurden. Im unteren Teil ist der systematische Fehler als Fehlerband eingezeichnet. Entnommen aus [Ama 92a].

Abbildung 6.8 zeigt, ist der Koeffizient niedrigster Ordnung im Neutron größer als derjenige des Protons. Die Differenz $C^p - C^n$ wird mit wachsendem x_B kontinuierlich größer.

6.3 Die Differenz der Funktion R von Deuterium und Proton

Zur Messung der Größe $R(x_B, Q^2)$ benützt man, daß sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.20) in Abhängigkeit von $R(x_B, Q^2)$ und $F_2(x_B, Q^2)$ darstellen läßt als:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \left[1 - y - \frac{x_B \cdot y \cdot M}{2 \cdot E} + \frac{y^2}{2} \frac{1 + 4 \cdot M^2 \frac{x_B^2}{Q^2}}{1 + R(x_B, Q^2)} \right] \frac{F_2(x_B, Q^2)}{x_B}. \quad (6.5)$$

Mißt man den Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Energien für die gleichen Werte von x_B und Q^2 , so kann man $R(x_B, Q^2)$ extrahieren.

Für feste Werte von x_B und Q^2 läßt sich das Wirkungsquerschnittsverhältnis in Abhängigkeit von der Energie E schreiben als:

$$\frac{\sigma^D}{\sigma^P}(E) = \frac{F_2^D}{F_2^P} \cdot \frac{1 + R^P}{1 + R^D} \cdot \frac{1 + C(E) \cdot R^D}{1 + C(E) \cdot R^P} \quad (6.6)$$

Dabei berechnen sich die von der Energie abhängigen Koeffizienten $C(E)$ zu [Mils 92b]:

$$C(E) = \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{y^2 + \frac{Q^2}{E^2}}{1 - y - \frac{Q^2}{4 \cdot E^2}} \right]^{-1} \quad (6.7)$$

Die Koeffizienten $C(E)$ sind immer kleiner als 1 und liegen nahe bei dem Wert 1, solange y nicht zu groß ist.

Messungen des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\frac{\sigma^D}{\sigma^P}$ bei drei verschiedenen Energien reichen aus, um die drei unbekanntenen Größen $\frac{F_2^D}{F_2^P}$, R^D und R^P zu bestimmen. Dabei müssen bei mindestens zwei der Messungen die Koeffizienten $C(E)$ von 1 verschieden sein. Denn in den (x_B, Q^2) -Bins, in denen die Koeffizienten $C(E)$ etwa 1 sind, hängt das Wirkungsquerschnittsverhältnis nur sehr schwach von R^D und R^P ab.

Bis jetzt sind die NMC-Daten für 120 GeV und 200 GeV noch nicht vollständig analysiert, jedoch ist auch eine Abschätzung der Größe von $R^D - R^P$ mit den Daten, die bei einer Strahlenergie von 90 GeV und 280 GeV gemessen wurden, möglich. Die Bestimmung der Differenz ΔR kann mit kleinerem Fehler erfolgen als die Bestimmung der absoluten Größe von R^D bzw. R^P .

Dabei ist eine Bestimmung von $\Delta R = R^D - R^P$ nur in dem Bereich möglich, in dem sich die Messungen des Wirkungsquerschnittsverhältnisses überlappen und in dem die Koeffizienten $C(E)$ für eine der beiden Messungen nicht nahe bei 1 liegen. Da die Statistik der Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses in diesem eingeschränkten Bereich nicht sehr groß ist, wird $R^D - R^P$ nicht in jedem (x_B, Q^2) -Bin, sondern in den einzelnen x_B -Bins bestimmt, wobei über Q^2 gemittelt wird. Dazu wird die Q^2 -Abhängigkeit des Strukturfunktionsverhältnisses in jedem x_B -Bin parametrisiert als

$$\frac{F_2^D}{F_2^P}(Q^2) = \left[a + b \cdot \ln(Q^2) \right] \cdot \left(1 + \frac{c}{Q^2} \right) \quad (6.8)$$

a , b und c sind Fitparameter. Diese Parametrisierung ist den Daten gut angepaßt. Zur Anpassung des Strukturfunktionsverhältnisses an obige Funktion wird der gesamte gemessene Bereich des Wirkungsquerschnittsverhältnisses benützt. Dies ist erlaubt, da sich das Strukturfunktionsverhältnis stetig ändern sollte. Damit läßt sich eine genauere Anpassung des Strukturfunktionsverhältnisses erreichen. In Abbildung 6.9 ist die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionsverhältnisses von Deuterium und

Wasserstoff, das bei einer Strahlenergie von 90 GeV und 280 GeV gemessen worden ist, für $x_B = 0.125$ eingezeichnet.

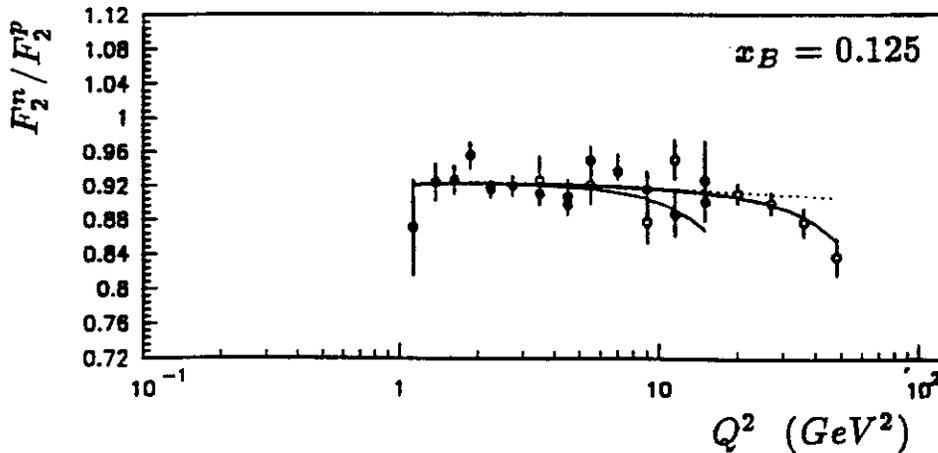


Abb. 6.9 Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses für $x_B = 0.125$, die bei 90 GeV (geschlossene Kreise) und bei 280 GeV (offene Kreise) gemessen wurde. Außerdem ist ein Fit an die beiden Strukturverhältnisse eingezeichnet [Mils 92b].

Neben den drei Fitparametern a , b und c werden zur Bestimmung von ΔR noch der mittlere Wert von $R^D - R^p$ und derjenige von $\bar{R} = \frac{1}{2} \cdot (R^D + R^p)$ in dem betrachteten x_B -Bin als Parameter genommen. Dabei werden die von den in Kapitel 2.5 beschriebenen Experimenten BCDMS und CDHSW gemessenen Werten der Funktion $R(x_B, Q^2)$ mit vergrößerten Fehlern als Eingabe verwendet.

Die NMC hat die Differenz $\Delta R = R^D - R^p$ bis zu sehr kleinen Werten von x_B extrahiert [Mils 92a]. Dadurch ergibt sich erstmals die Möglichkeit, zu überprüfen, ob ΔR auch für kleine Werte von x_B mit Null verträglich ist. Denn mit den SLAC-Daten ist die Differenz der Funktion $R(x_B, Q^2)$ von Deuterium D und Proton p aus den gemessenen Wirkungsquerschnittsverhältnissen für $x_B > 0.1$ bestimmt worden [Whi 90a].

In Abbildung 6.10 ist die x_B -Abhängigkeit von ΔR gezeigt, wie sie aus den Daten der NMC vorläufig bestimmt wurde. Außerdem ist das mit den SLAC-Daten ermittelte ΔR dargestellt.

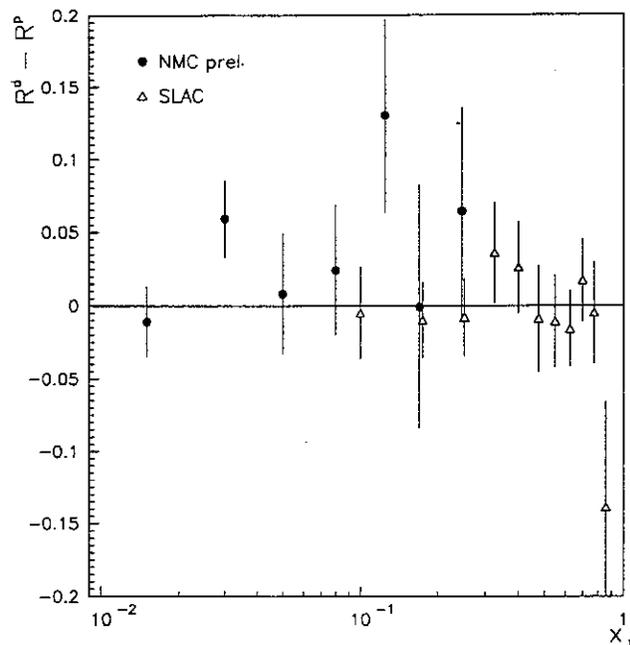


Abb. 6.10 Gezeigt ist die über Q^2 gemittelte x_B -Abhängigkeit von ΔR , die aus den Daten der NMC extrahiert wurde (Kreise) und im Vergleich dazu das aus den SLAC Daten extrahierte ΔR (Dreiecke) [Mils 92b].

Diese beiden Messungen von ΔR befinden sich in guter Übereinstimmung. Eine vorläufige Bestimmung der Differenz $R^D - R^P$ aus Messungen bei den beiden Energien 90 GeV und 280 GeV für $0.01 < x_B < 0.3$ liefert

$$R^D - R^P = 0.024 \pm 0.014 \text{ (stat.)} \pm 0.011 \text{ (syst.)}$$

Mit den überarbeiteten SLAC-Daten ergab sich im Bereich von $0.1 < x_B < 0.9$

$$R^D - R^P = -0.001 \pm 0.009 \text{ (stat.)} \pm 0.009 \text{ (syst.)}$$

Die Messungen am SLAC und die vorläufigen Ergebnisse der NMC sind damit verträglich, daß die Funktion $R(x_B, Q^2)$ für Deuterium und das Proton gleich ist. Wenn $R(x_B, Q^2)$ für Wasserstoff und Deuterium gleich ist, dann ist das Verhältnis der Strukturfunktionen von Deuterium und Wasserstoff gleich dem meßbaren Verhältnis der zugehörigen Wirkungsquerschnitte. Diese Beziehung wurde in Kapitel 5 zur Berechnung des Strukturverhältnisses von Neutron und Proton benützt.

6.4 Überprüfung der Gottfried-Summenregel

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, lautet die Gottfried-Summenregel

$$\int_0^1 \frac{1}{x_B} \cdot (F_2^p(x_B) - F_2^n(x_B)) dx_B = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \cdot \int_0^1 [\bar{u}(x_B) - \bar{d}(x_B)] dx_B. \quad (6.9)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Überprüfung der Gottfried Summenregel aus einem Teil der Daten durchgeführt (NMC 89). Dies sind die Perioden P2D89, P2C89, die nicht zur Bestimmung des publizierten Wertes der Gottfried-Summenregel benützt wurden, sowie die Periode P2D87. P2D87 ist eine Periode, die bei einer Strahlenergie von 90 GeV gemessen worden ist. Diese wird in einer anderen Dissertation behandelt [Brü 92]. Damit erfolgte eine von den publizierten 280 GeV Daten [Ama 91a] unabhängige Überprüfung der Gottfried-Summenregel. Diese ergab in Übereinstimmung mit dem publizierten Ergebnis $0.242 \pm 0.012 \text{ (stat.)} \pm 0.015 \text{ (syst.)}$, publiziert wurde 0.240 ± 0.016 . Diese Ergebnisse stehen im Widerspruch zur Erwartung von $\frac{1}{3}$.

Zur Extraktion der Gottfried-Summenregel kann die Funktion $F_2^P(x_B) - F_2^n(x_B)$ in dem Bereich, in dem das Wirkungsquerschnittsverhältnis von Deuterium und Wasserstoff gemessen ist, aus dem Strukturfunktionsverhältnis bestimmt werden. Neben dem Strukturfunktionsverhältnis ist auch die Kenntnis der Strukturfunktion F_2^D von Deuterium nötig. Es gilt

$$F_2^P(x_B, Q^2) - F_2^n(x_B, Q^2) = 2 \cdot F_2^D(x_B, Q^2) \cdot \frac{1 - \frac{F_2^n(x_B, Q^2)}{F_2^P(x_B, Q^2)}}{1 + \frac{F_2^n(x_B, Q^2)}{F_2^P(x_B, Q^2)}}. \quad (6.10)$$

Es wurde die von der NMC gemessene Strukturfunktion des Deuteriums F_2^D benützt. Das Strukturfunktionsverhältnis wird für einen festen Wert von $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ berechnet.

Abbildung 6.11 zeigt die Funktion $(F_2^P - F_2^n)(x_B)$ sowie das Integral $\int_{0.004}^{0.8} (F_2^P - F_2^n)(x_B) \frac{dx_B}{x_B}$, wie es mit dem Datensatz NMC 89 für $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ ermittelt wurde.

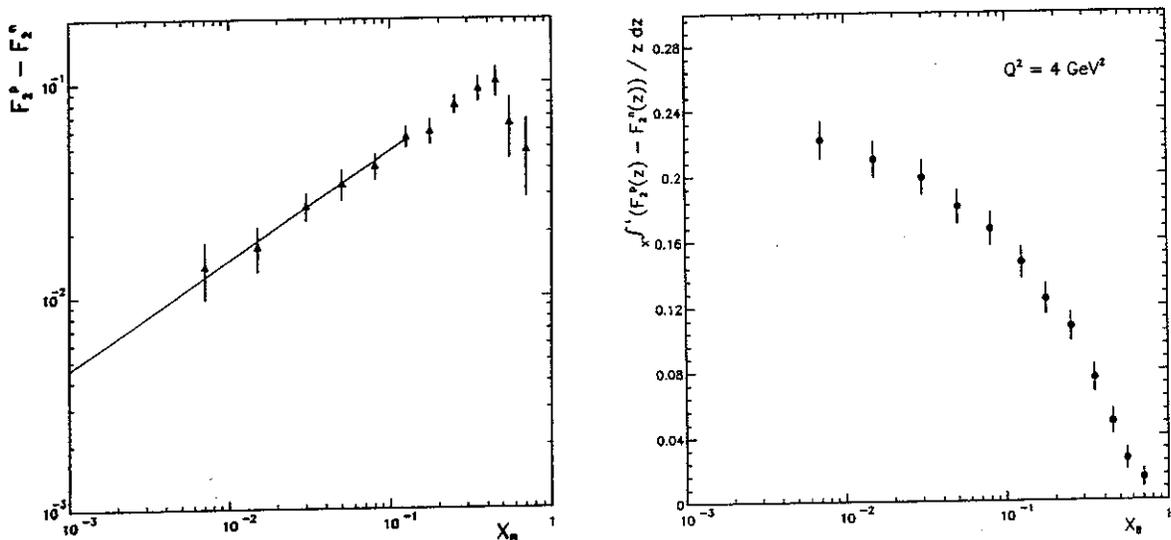


Abb. 6.11 Im linken Teil der Abbildung ist die Funktion $F_2^P - F_2^n$ dargestellt und im rechten Teil das Integral über die durch x_B geteilte Funktion im gemessenen Bereich $0.004 < x_B < 0.8$.

In dem gemessenen Bereich $0.004 < x_B < 0.8$ wurde das Integral zu 0.222 ± 0.011 (stat.) ± 0.015 (syst.) bestimmt. Dann wurde das Strukturverhältnis von $x_B = 0.8$ zu $x_B = 1.0$ unter der Annahme extrapoliert, daß $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B = 1.0) = \frac{1}{4}$ ist. Diese Extrapolation liefert nur einen sehr kleinen Beitrag zum Integral (0.0014 ± 0.0005). Die Extrapolation von $x_B = 0.004$ zu $x_B = 0.0$ erfolgte mit einem Regge-artigen Fit an die Non-Singulett Funktion $F_2^p - F_2^n$ im Bereich $0.004 < x_B < 0.15$ mit $(F_2^p - F_2^n)(x_B) = a \cdot (x_B)^b$. Dabei hatte die Fitparameter a und b die Werte von $a = 0.16 \pm 0.01$ und $b = 0.51 \pm 0.025$. Dies wurde dann zu $x_B = 0$ extrapoliert. Der Beitrag dieser Extrapolation ist groß, da in der Summenregel ein Faktor $\frac{1}{x_B}$ auftritt (0.0186 ± 0.005).

In Tabelle 6.1 sind die gemessenen x_B -Bereiche der NMC, EMC und von BCDMS sowie der Wert des Integrals in den gemessenen Bereichen (S_G^{mess}) und in den extrapolierten Bereichen (S_G^{extra}) aufgeführt.

Experiment	x_B	S_G^{mess}	S_G^{extra}
EMC	0.020 - 0.8	0.197 ± 0.011 (stat.) ± 0.083 (syst.)	0.038
BCDMS	0.060 - 0.8	0.197 ± 0.006 (stat.) ± 0.036 (syst.)	0.07 - 0.22
NMC	0.004 - 0.8	0.227 ± 0.007 (stat.) ± 0.014 (syst.)	0.013
NMC 89	0.004 - 0.8	0.222 ± 0.011 (stat.) ± 0.015 (syst.)	0.020

Tabelle 6.1 Überprüfung der Gottfried-Summenregel der drei Experimente am CERN, EMC, BCDMS und NMC sowie das mit den Daten von P2D89, P2C89 und P2D87 (NMC 89) bestimmte Integral

Die Messungen von EMC [Aub 83a] und von BCDMS [Ben 90] ergaben Werte, die innerhalb ihrer großen Fehler mit der Vorhersage der Summenregel im Einklang sind.

Die Übereinstimmung in der Bestimmung der Gottfried-Summenregel aus den 1986/87 gemessenen Daten und den 1989 gemessenen Daten (mit P2D87) ist sehr gut. Damit wird demnächst eine Überprüfung der Summenregel mit allen Daten der NMC möglich sein. Da dann das Integral mit kleinerem Fehler extrahiert werden kann, wird die Abweichung des gemessenen Werts vom theoretisch berechneten signifikanter. Dies erlaubt dann auch eine Unterscheidung der Aussagekraft der verschiedenen Modellvorstellungen, die zur Erklärung der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie entwickelt worden sind.

Martin et al. [Mart 92] argumentieren, daß die Gottfried-Summenregel auch in den Messungen der NMC bestätigt werden kann, wenn die Extrapolation zu $x_B = 0$ auf eine andere Weise als die oben beschrieben erfolgt. Nimmt man an, daß der See flavoursymmetrisch ist, also $\bar{u} = \bar{d}$ gilt, aber die u - und d -Valenzquarkverteilungen wie in den Gleichungen (6.11) und (6.12) parametrisiert sind, so erhält man dadurch einen zusätzlichen Beitrag bei der Berechnung der Gottfried-Summenregel im Bereich

von $0 < x_B \leq 0.004$:

$$x(u_v + d_v) = 0.42 \cdot x_B^{0.27} \cdot (1 + 8.1 \cdot x_B^{0.5} + \dots) \quad (6.11)$$

$$x(d_v) = 1.49 \cdot x_B^{0.61} \cdot (1 + 1.1 \cdot x_B^{0.5} + \dots) \quad (6.12)$$

Diese Parametrisierung der Valenzquarkverteilung $x(q_v)$ bei kleinen Werten von x_B für $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$, die die Gottfried-Summenregel nicht verletzen würde, ist in [Kwi 90] gegeben.

Eine mögliche Erklärung der Diskrepanz zwischen den Messungen der NMC und dem theoretisch berechneten Wert der Summenregel wäre, daß der See nicht flavoursymmetrisch ist. Dann müßte der zusätzliche Beitrag des Integrals

$$\int_0^1 [\bar{u}(x_B) - \bar{d}(x_B)] dx_B = -0.140 \pm 0.006 \quad (6.13)$$

sein, wenn man annimmt, daß die Isospinsymmetrie zwischen den Nukleonen nicht gebrochen ist.

Bereits Field und Feynman [Fie 77] nahmen an, daß im Proton mehr \bar{d} -Quarks als \bar{u} -Quarks vorhanden sind, da die Erzeugung von $u\bar{u}$ -Paaren aufgrund des Pauli-Prinzips gegenüber der Erzeugung von $d\bar{d}$ -Paaren unterdrückt ist. Dann liefert das Integral auf der rechten Seite von Gleichung (6.9) einen negativen Beitrag, der die Diskrepanz zwischen dem gemessenen und dem theoretischen Wert der Gottfried-Summenregel erklären könnte.

Schreiber et al. [Sch 91 und Ref. hierin] argumentieren, daß die Gottfried-Summenregel aufgrund der im Nukleon vorhandenen Pionen kleiner als $\frac{1}{3}$ sein sollte. Dazu benützen sie eine Modifikation des MIT Bagmodells. Im MIT Bagmodell bestehen die Nukleonen aus drei masselosen relativistischen Quarks, die innerhalb eines bestimmten Volumens gebunden sind. Eine Berechnung der Gottfried-Summenregel unter der Annahme, daß die Nukleonen von Pionenwolken umgeben sind, liefert einen Wert, der unter dem gemessenen liegt, nämlich $0.17 - 0.22$.

Nimmt man an, daß Shadowing im Deuterium auftritt, d. h., das Neutron des Deuteriums kein freies Neutron ist, so würde dies die Gottfried-Summenregel nur wenig ändern, obwohl das Shadowing für kleinen Werten von x_B möglicherweise groß wird [Bad 92], [Kum 91], [Zol 92]. Die Funktion $F_2^p - F_2^n$ würde dann kleiner werden als die von der NMC benützte Funktion. Damit würde sich die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie bei der Bestimmung der Gottfried-Summenregel vergrößern.

Kaptari und Umnikov [Kap 91] dagegen argumentieren, daß die Berechnung der Strukturfunktion des Neutrons vom Modell abhängig ist. Zudem sei nicht klar, ob Kerneffekte wie Fermibewegung, Bindungsenergien und der Austausch von Mesonen bei der Berechnung der Differenz $F_2^{\mu,p}(x_B) - F_2^{\mu,n}(x_B)$ wirklich vernachlässigt werden dürfen. Auch die mögliche Existenz anderer Objekte im Nukleon – wie zum

Beispiel Sechsquarkcluster – wurde bei der Berechnung der Gottfried-Summenregel nicht berücksichtigt.

Eine Diskussion der verschiedenen Effekte, die zur Gottfried-Summenregel beitragen können, findet sich in [Kum 91 und Ref. darin].

Kapitel 7: Die Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium bestimmt werden können. Dazu muß das Experiment mit einem Monte-Carlo-Verfahren simuliert werden. In einem iterativen Prozeß können durch einen Vergleich der experimentellen Daten mit den aus dem Monte-Carlo-Verfahren erzeugten Daten die Strukturfunktionen $F_2(x_B, Q^2)$ extrahiert werden. Für die Simulation ist eine genaue Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope und der Drahtkammern nötig. Die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Standardtrigger findet sich in Anhang. Das Monte-Carlo-Verfahren ist im Kapitel 7.1 dargestellt. Die mit dem Monte-Carlo-Verfahren gewonnenen Daten durchlaufen die gleiche Analyseketten wie die im Experiment gemessenen. In Kapitel 7.2 wird die Methode zur Bestimmung der Strukturfunktionen beschrieben. Die aus den 1986/87 gemessenen Daten extrahierten Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium [Ama 92d], [Bir 92], [Brü 92] werden in Kapitel 7.3 diskutiert und früheren Messungen der Strukturfunktionen gegenübergestellt.

7.1 Monte-Carlo-Simulationen des Experiments

Bei den Monte-Carlo (MC)-Simulationen wurden die Ereignisse nur durch den Ein-Photonen-Austausch und ohne hadronischen Endzustand erzeugt. Die simulierten Daten durchlaufen dann genau die gleiche Analyseketten wie die im Experiment gemessenen Daten. Diese ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Für Studien des Untergrunds wurden Monte-Carlo-Simulationen mit Prozessen höherer Ordnung und hadronischen Endzuständen mit niedrigerer Statistik durchgeführt [Bir 92], [Brü 92].

Um die Monte-Carlo-Ereignisse zu generieren, werden rekonstruierte Strahlspuren (Trigger 10 Spuren) aus dem Experiment als Eingabe verwendet. Zur Erzeugung der einlaufenden Myonen werden die Parameter der Strahlmyonen mit einer Gaußkurve gefaltet. Die Myonenspuren, die zu diesen 'wahren' Parametern gehören, werden zu den Wechselwirkungspunkten extrapoliert. Zur Simulation der in Kapitel 3.3 beschriebenen Targetanordnung wird mit dem Monte-Carlo-Programm die Targetposition (upstream oder downstream) zufällig, aber gemäß der Massenbelegung der Targets gewählt, da bekannt ist, aus welcher Targetreihe die Trigger 10 Ereignisse stammen. Die longitudinale Koordinate des Wechselwirkungspunkts jedes einlaufenden Strahlmyons wird homogen verteilt über die Targetlänge generiert.

Als Generierungsfunktion für die Spur der gestreuten Myonen wird eine Funktion, die eine homogene Verteilung in ν und $1/Q^2$ hat, gewählt. Diese Funktion wird sowohl dem Phasenraum der experimentellen Daten als auch der Tatsache gerecht, daß der Wirkungsquerschnitt umgekehrt proportional zur vierten Potenz von Q ist. Da die Streuung unabhängig vom Azimutalwinkel ϕ ist, werden Winkel zwischen 0

und 2π zufällig erzeugt. Mittels der Variablen ν , Q^2 und der Energie des einlaufenden Myons, können die Energie des gestreuten Myons und der Streuwinkel berechnet werden. Damit ist der Streuvorgang vollständig beschrieben.

Zuerst wird die Spur mit dem Programm GEANT [CER 89] durch den Apparat hindurch geführt. Dabei werden Magnetfelder, Vielfachstreuung und Energieverlust des gestreuten Myons beim Durchgang durch das Material berücksichtigt. Ist die Triggerbedingung erfüllt, so werden die Koordinaten der Spur in den Detektoren bestimmt. Zur digitalen Darstellung der Myonenspuren werden die Ortskoordinaten in Nummern der Streifen, Drähte bzw. Driftzellen übersetzt. Treffer, die in den ineffizienten Regionen der Detektoren stattfanden, werden verworfen. Nachdem die Triggerbedingungen nochmals überprüft worden sind, werden die Ereignisse, die diese erfüllen, akzeptiert. Anschließend werden sie mit den Programmen PHENIX, GEOMETRY und SNOMIN in der gleichen Art wie die Rohdaten rekonstruiert. Die so erzeugten Monte-Carlo-MICRO-DSTs enthalten neben den gleichen Informationen wie die Myonen-MICRO-DSTs zusätzlich noch die Informationen der 'wahren' Variablen.

Dieses Monte-Carlo-Verfahren ist sehr rechenzeitaufwendig und für die Periode P2D89 noch in Arbeit. Für die 1986/87 gemessenen Daten sind die Monte-Carlo-Studien abgeschlossen und Strukturfunktionen extrahiert [Ama 92d]. Diese werden in den folgenden beiden Abschnitten diskutiert.

7.2 Bestimmung der Strukturfunktionen F_2^p und F_2^D

Wie in Kapitel 6.3 beschrieben ist, können die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ und die Funktion $R(x_B, Q^2)$ extrahiert werden, wenn der Wirkungsquerschnitt in Gleichung (6.5) für gleiche Werte von x_B und Q^2 bei drei verschiedenen Energien gemessen ist. Da bis jetzt nur die Daten vollständig analysiert sind, die bei einer Strahlenergie von 90 GeV bzw. 280 GeV gemessen sind, wird für die Funktion $R(x_B, Q^2)$ die SLAC-Parametrisierung [Whi 90a] gewählt.

Die Monte-Carlo-Ereignisse werden mit einem Faktor

$$w(\nu, Q^2) = w_\sigma(\nu, Q^2) \cdot \eta^{-1} \quad (7.1)$$

gewichtet. Mit dem Wirkungsquerschnittsgewicht $w_\sigma(\nu, Q^2)$ wird der Wirkungsquerschnitt auf die $1/Q^2$ -Abhängigkeit der Generierungsfunktion korrigiert. η ist der in Kapitel 5.4.1 beschriebene Strahlungskorrekturfaktor. Dadurch, daß er im Nenner von Gleichung (7.1) steht, konvertiert er den mit dem Monte-Carlo-Verfahren erzeugten Wirkungsquerschnitt für den Ein-Photonen-Austausch in einen Wirkungsquerschnitt, zu dem auch Feynman-Graphen höherer Ordnung beitragen. Anschließend wird die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ bestimmt, indem eine als Eingabe dienende Testfunktion $F^{inp}(x_B, Q^2)$ mit dem Verhältnis der Daten über die gewichteten Monte-Carlo-Ereignisse (MC) multipliziert wird:

$$F_2(x_B, Q^2) = \frac{\text{Daten}}{\text{MC}} \cdot F^{inp}(x_B, Q^2) \quad (7.2)$$

Dann werden die Strahlungskorrekturen mit der so erhaltenen Strukturfunktion bestimmt. Da $F_2(x_B, Q^2)$ und $R(x_B, Q^2)$ schon zur Berechnung der Strahlungskorrekturen bekannt sein müssen, stellt dieses Verfahren eine iterative Prozedur dar, die nach zwei bis drei Schritten konvergiert.

7.3 Ergebnisse für F_2^p und F_2^D

Die Bestimmung der Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium $F_2^p(x_B, Q^2)$ und $F_2^D(x_B, Q^2)$ erfolgte bis jetzt nur mit dem Standardtrigger. Aufgrund ungelöster Probleme in dem Detektor W45 wurde die Extraktion der Strukturfunktionen vorläufig auf Spuren, die in P45 gefunden worden sind, beschränkt. Der Überlapp der Detektoren W45 und P45 ist sehr groß, deswegen gab es viele Spuren, die in P45 verlaufen und in W45 Treffer haben und solche, die in W45 verlaufen und in P45 Treffer haben. Damit war es möglich, festzustellen, daß in W45 Untergrundprobleme auftreten, die wahrscheinlich von der hohen Multiplizität und der damit verbundenen großen Totzeit dieser Kammer herrühren.

Die im folgenden dargestellten Strukturfunktionen der NMC sind [Ama 92d] entnommen. In Abbildung 7.1 sind die Strukturfunktionen für Wasserstoff gezeigt, wie sie mit den 1986 und 1987 gemessenen Daten für Strahlenergien von 90 GeV und 280 GeV bestimmt wurden. Abbildung 7.2 zeigt dasselbe für Deuterium. Die Normierungsfehler der Strukturfunktionen der NMC beträgt 2.5%.

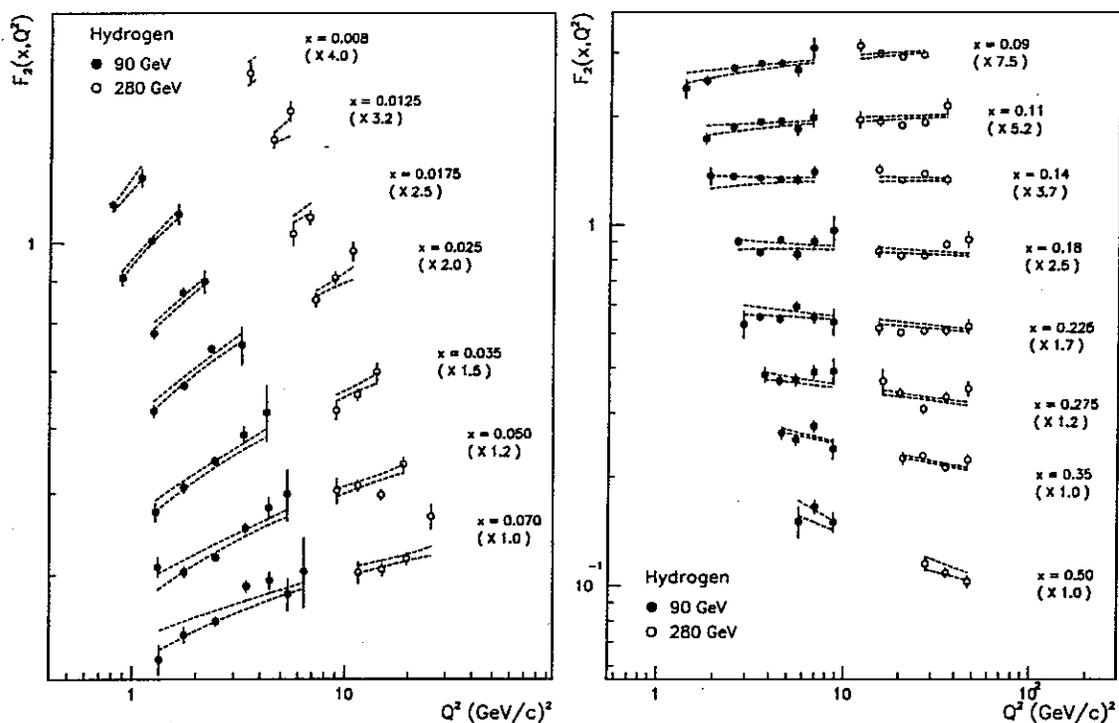


Abb. 7.1 Strukturfunktion für Wasserstoff. Die schwarzen Punkte sind die 90 GeV Daten, die offenen Punkte die 280 GeV Daten. Gezeigt ist die Q^2 -Abhängigkeit für feste Werte von x_B .

Die Kurven stellen die Grenzen des systematischen Fehlers dar [Ama 92d].

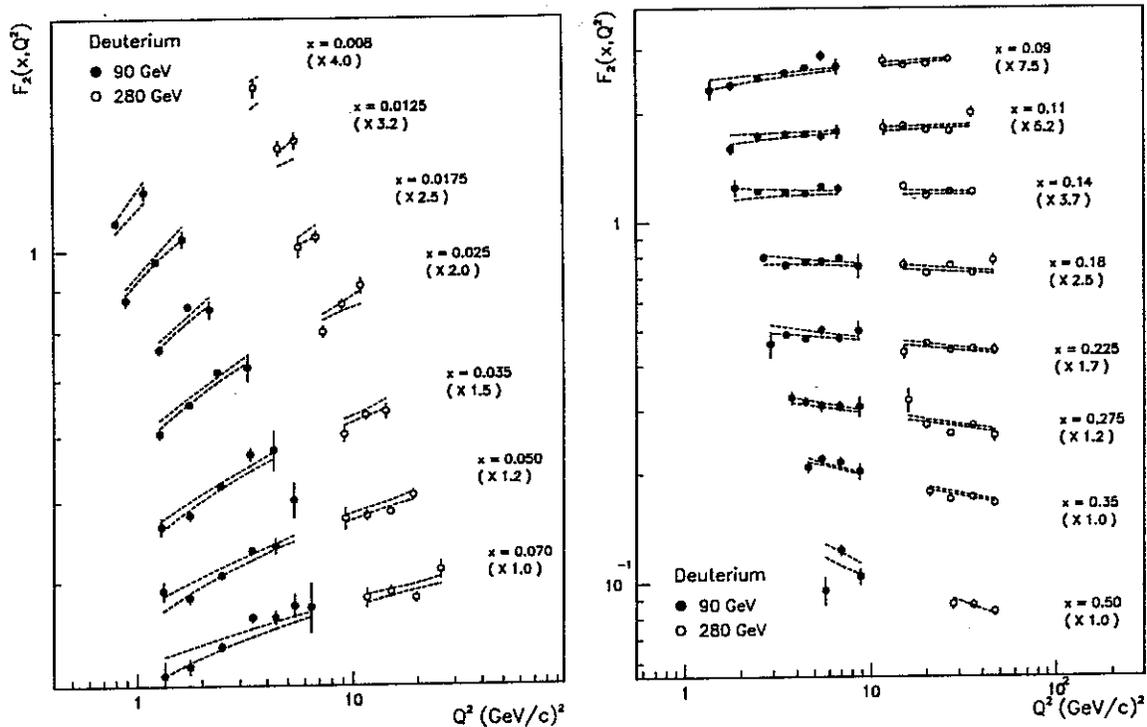


Abb. 7.2 Strukturfunktion für Deuterium. Auch hier ist die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion für feste Werte von x_B für die 90 GeV-Daten (schwarze Punkte) und die 280 GeV-Daten (offene Punkte) gezeigt. Die Kurven geben den systematischen Fehler an.

Die NMC-Daten sind in einem großen kinematischen Bereich mit kleinen Fehlern gemessen. Die Lücke zwischen den 90 GeV-Daten und den 280 GeV-Daten rührt daher, daß nur P45-Spuren zur Bestimmung der absoluten Strukturfunktionen benutzt werden konnten, und keine mit W45 gemessenen Spuren. Dies schränkt den kinematischen Bereich ein.

Durch die Messungen der NMC wurde es möglich, die bisher bestehende Diskrepanz bei der Bestimmung der Strukturfunktionen der verschiedenen Experimente, – EMC [Baz 90], [Arne 90a], BCDMS [Ben 89], [Ben 90] und den am SLAC durchgeführten Experimenten [Whi 90b] – zu erklären. In Abbildung 7.3 sind die kinematischen Bereiche, die die verschiedenen Experimente abdecken, eingezeichnet.

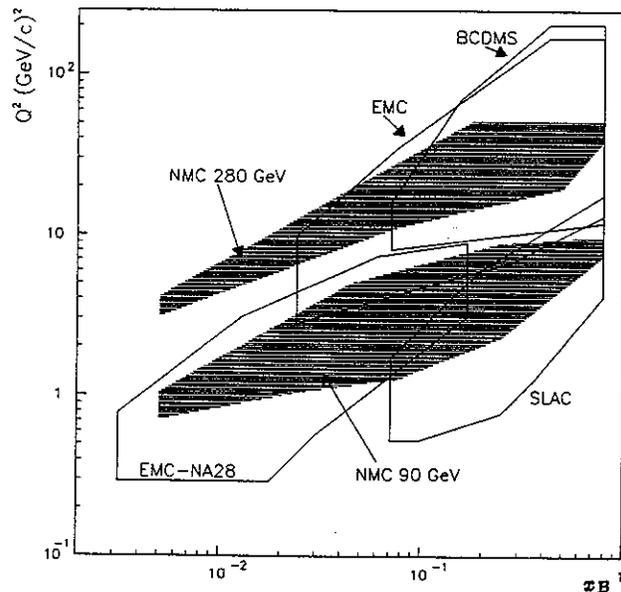


Abb. 7.3 Kinematische Bereiche der Experimente am SLAC, von BCDMS, EMC-NA2 (EMC), EMC-NA28 und NMC.

Die Daten der NMC überlappen sowohl mit den BCDMS-Daten als auch mit den bei niedrigeren Impulsüberträgen gemessenen SLAC-Daten. Zusätzlich wird der gemessene kinematische Bereich durch die Messungen der NMC zu kleinen Werten von x_B hin erweitert.

In Abbildung 7.4 ist ein Vergleich der Strukturfunktion von Deuterium von SLAC, BCDMS und NMC gezeigt.

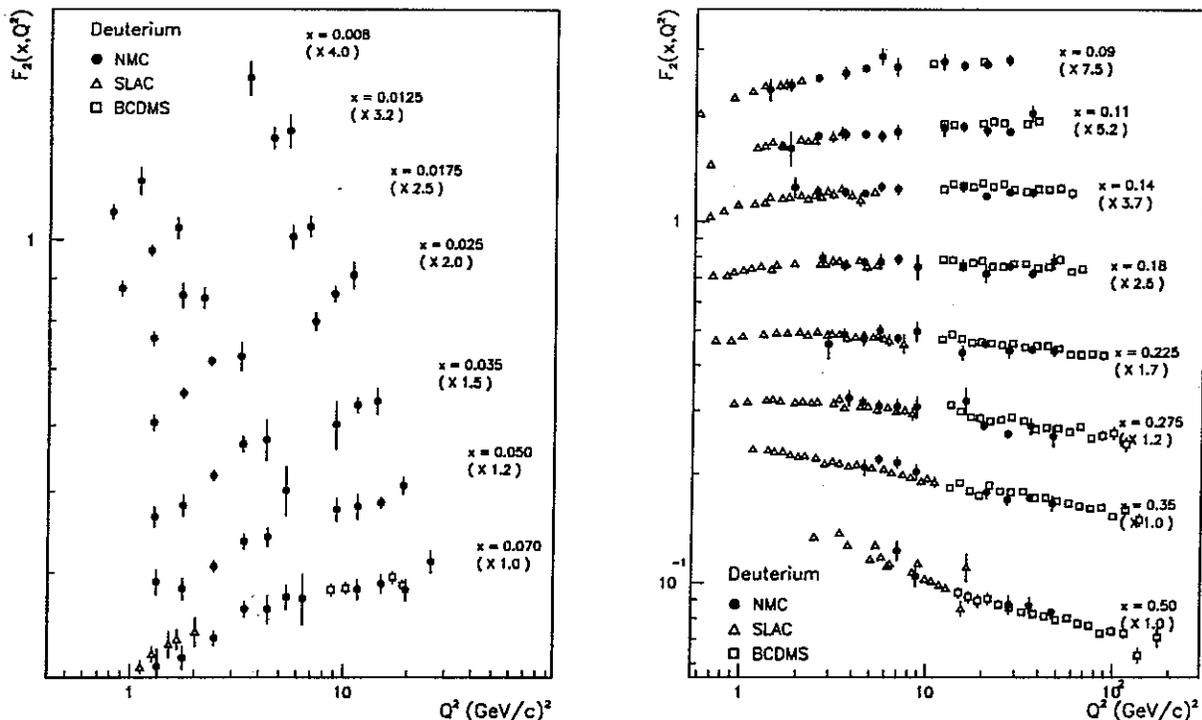


Abb. 7.4 Strukturfunktionen der NMC, der BCDMS und der SLAC-Daten für Deuterium.

Die Messungen der NMC zeigen eine starke Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion im Bereich kleiner x_B . Vergleicht man die Strukturfunktionen der drei Experimente, so zeigt sich, daß die Messungen der NMC mit den Messungen von BCDMS und am SLAC übereinstimmen. In Abbildung 7.5 sind die Strukturfunktionen von NMC und EMC dargestellt.

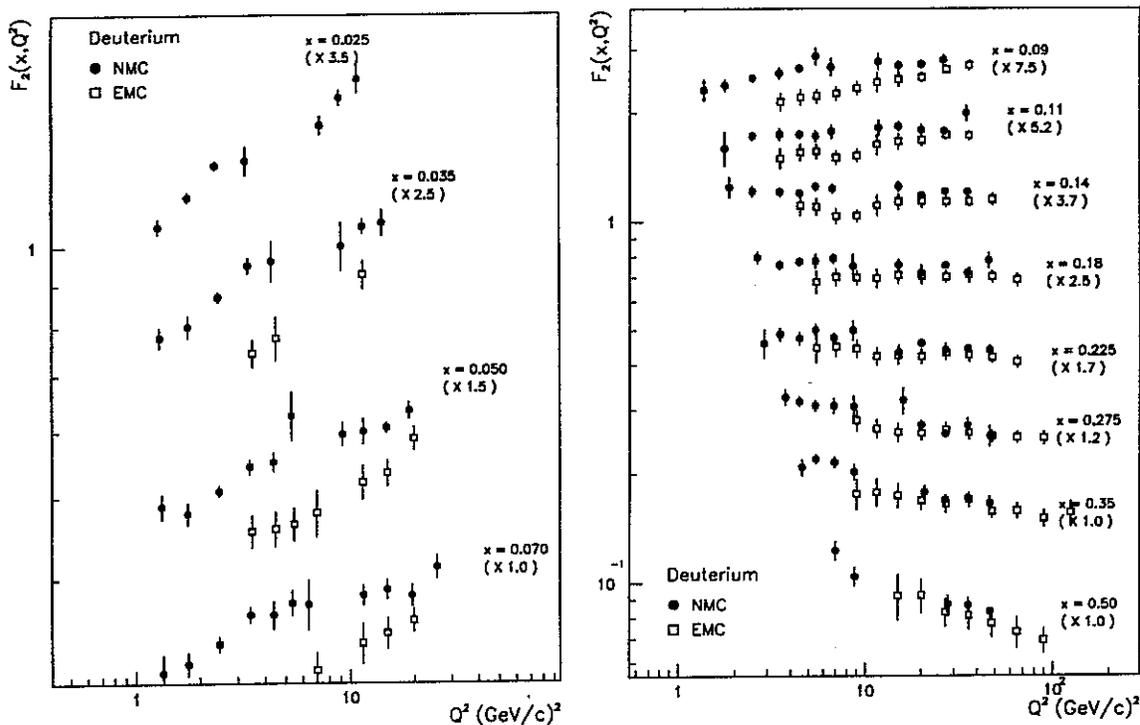


Abb. 7.5 Strukturfunktion von Deuterium, die von der NMC und der EMC gemessen wurde.

Die EMC-NA2-Daten liegen systematisch unterhalb der NMC-Daten, und zwar bis zu 15% für kleinen Werten von x_B . Die Diskrepanzen wachsen mit kleiner werdenden Werten von x_B und Q^2 an. Da beide Experimente mit dem Spektromerter der EMC, das von der NMC erweitert worden ist, gemessen haben, kann man annehmen, daß die Diskrepanz von den oben beschriebenen Problemen in W45 herrühren. Die NMC hatte im Gegensatz zur EMC durch die Proportionalkammer P45 die Möglichkeit, Strukturfunktionen auch ohne Berücksichtigung der mit W45 gemessenen Spuren zu extrahieren.

In Abbildung 7.6 die Strukturfunktionen von Deuterium von NMC und EMC-NA28, die die Strukturfunktion von Deuterium bis zu kleineren Werten als EMC-NA2 vermessen hat, zu sehen.

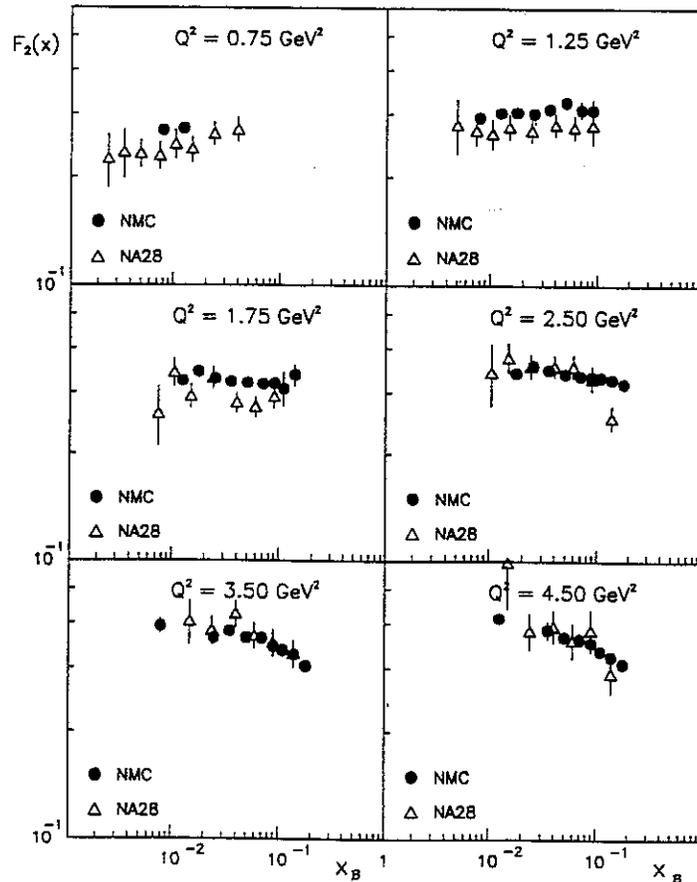


Abb. 7.6 Strukturfunktion von Deuterium, die von EMC-NA28 gemessen wurde, sowie F_2^D von NMC. Dargestellt ist die x_B -Abhängigkeit der Strukturfunktion für feste Werte von Q^2 .

EMC-NA28 hat die Strukturfunktionen auch schon zu sehr kleinen Werten von x_B hin gemessen, jedoch war die absolute Normierung dieser Daten unklar. Die Strukturfunktionen der NMC sind mit viel kleinerem Fehler als die Strukturfunktionen von EMC-NA28 bestimmt worden.

Ein Vergleich der gemessenen Strukturfunktionen von Wasserstoff der verschiedenen Experimente liefert qualitativ dasselbe Ergebnis wie der Vergleich der Strukturfunktionen von Deuterium.

Die Strukturfunktionen der NMC wurden über einen großen kinematischen Bereich, der jedoch durch Probleme in dem Detektor W45 eingeschränkt ist, gemessen. Durch die Messungen der Strukturfunktionen bei zwei weiteren Energien (120 GeV und 200 GeV) und durch die Möglichkeit, aus dem 1989 gemessenen Kleinwinkeltrigger Strukturfunktionen zu extrahieren, kann die Lücke zwischen den 90 GeV und den 280 GeV Daten geschlossen werden. Damit liegt erstmals ein konsistenter Datensatz eines Experiments vor, der den ganzen Bereich von kleinen Q^2 (SLAC) bis zu großen Q^2 überdeckt. Dies wird detaillierte QCD-Studien ermöglichen.

Kapitel 8: Zusammenfassung

Die Neue Myonen Kollaboration (NMC) führte von 1986 bis 1989 Experimente zur tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung durch. Dabei wurden unter anderem Wasserstoff und Deuterium als Targets verwendet. Die Messungen erfolgten bei vier verschiedenen Strahlenergien von 90 GeV bis 280 GeV . Es wurde eine komplementäre Targetanordnung benützt, bei der sich das Strukturverhältnis von Neutron und Proton $\frac{F_2^n}{F_2^p}(x_B, Q^2)$ unabhängig von der Akzeptanz und dem einlaufenden Myonenfluß bestimmen läßt.

Das Strukturverhältnis wurde im kinematischen Bereich von $0.002 < x_B < 0.8$ und $0.4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 190 \text{ GeV}^2$ mit sehr kleinen statistischen und systematischen Fehler bestimmt. Beide Fehler sind im Bereich mittlerer x_B kleiner als 1 %.

In der vorliegenden Arbeit wurde die im September 1989 gemessene Periode P2D89 analysiert. Die Strahlenergie betrug 280 GeV , als Targetmaterialien wurden Wasserstoff und Deuterium.

Im ersten Teil der Arbeit wurden die Positionen der Detektoren genau bestimmt (Alignment) und Kalibrierungen von Driftkammern durchgeführt. Bei der Rekonstruktion der Daten zeigte sich, daß sich das Spektrometer während der zwölf Tage Meßzeit dieser Periode in einem sehr stabilen Zustand befand.

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren der Periode P2D89 zeigte, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren über die Periode konstant waren, die einzelnen Detektoren jedoch zum Teil Probleme aufwiesen, insbesondere P0C und W1.

In systematischen Studien wurden Datenschnitte ermittelt. Nach diesen Schnitten waren 170000 Standardtrigger, 375000 Kleinwinkeltrigger und 170000 Kleine- x_B -Trigger zur weiteren Analyse verfügbar. Die Trigger 2-Ereignisse, die mittels der 1989 neu in das Spektrometer integrierten Detektoren P67 und W3 gemessen wurden, wurden separat untersucht. Sie zeigten eine sehr gute Übereinstimmung mit den mit der Driftkammer W67 gemessenen Trigger 2.

Die mit Trigger 1 und Trigger 2 der Periode P2D89 bestimmten Strukturverhältnisse von Neutron und Proton befinden sich in sehr guter Übereinstimmung. Auch ein Vergleich mit früheren Daten ergab gute Übereinstimmung, wobei bei Trigger 2 deutliche Verbesserungen gegenüber früheren Perioden festzustellen war. Die Statistik ist 1989 aufgrund des veränderten Spektrometers deutlich besser und die Trigger 2 Daten decken einen größeren kinematischen Bereich ab.

Zur Bestimmung der Strahlungskorrekturen wurde die Strukturfunktion von Wasserstoff aus dem Strukturverhältnis der Perioden P2C89 und P2D89 und der von der NMC gemessenen Strukturfunktion von Deuterium extrahiert.

Zudem wurden Unsicherheiten in der Bestimmung der Impulse der ein- und auslaufenden Myonen bestimmt. Die Messung der Impulse der auslaufenden Myonen mit dem Vorwärtsspektrometer-Magneten wird durch die Massenbestimmung von K_0 - und J/Ψ -Mesonen kalibriert. Das Strukturverhältnis wurde außerdem noch auf die Zuordnung einzelner Myonen zum falschen Streumaterial (Vertexkorrekturen) und auf die 1.5 %ige Beimischung von Wasserstoff im Deuteriumtarget korrigiert. Anschließend wurde der systematische Fehler bestimmt. Während die Strahlungskorrekturen bei kleinen Werten von x_B die größten Fehler (bis zu 2 %) ausmachen, überwiegen Fehler in der Impulsbestimmung der Myonen bei großen Werten von x_B (bis zu 3 %).

Das Strukturverhältnis von Neutron und Proton für den zusammengefaßten Datensatz von P2D89 (Trigger 1 und Trigger 2) hat für $x_B \rightarrow 0$ den Wert 0.9905 ± 0.032 (*stat.*) ± 0.020 (*syst.*), und fällt für große Werte von x_B ab. Dies ist in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Quark-Parton-Modells. Sowohl in der x_B - als auch in der Q^2 -Abhängigkeit stimmt das Strukturverhältnis mit dem 1986/87 von der NMC gemessenen Strukturverhältnis überein.

Die Überprüfung der Gottfried-Summenregel erfolgte mit den zusammengefaßten Datensätzen P2C89, P2D89 und P2D87. Bei der Periode P2C89 wurde tiefinelastische Myonstreuung an Wasserstoff- und Deuterium-Targets bei einer Strahlenergie von 280 GeV untersucht, während P2D87 bei 90 GeV gemessen wurde. In Übereinstimmung mit dem publizierten Ergebnis der NMC wurde der Wert des Integrals zu 0.242 ± 0.012 (*stat.*) ± 0.015 (*syst.*) bestimmt.

Es wurde eine Bestimmung der Differenz der Funktion $R(x_B, Q^2)$ von Wasserstoff und Deuterium mit den 1986/87 gemessenen Daten sowie den Perioden P2C89 und P2D89 durchgeführt [Mils 92b]. Dabei zeigte sich, daß die Funktion $R^D(x_B, Q^2) - R^P(x_B, Q^2)$ im Rahmen der Fehler bis hinunter zu $x_B = 0.01$ mit Null verträglich ist.

Mit der in dieser Arbeit analysierten Periode sowie weiteren 1989 bei Wasserstoff und Deuterium gemessenen Perioden wird die Statistik der publizierten Daten verdoppelt werden können. Dies erlaubt eine Überprüfung der Gottfried-Summenregel mit sehr kleinem Fehler, so daß die Signifikanz der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie steigt. Die Differenz der Funktion $R(x_B, Q^2)$ von Deuterium und Wasserstoff wird bis zu sehr kleinen Werten von x_B mit sehr kleinem Fehler bestimmt werden können. Zudem sind genauere Untersuchungen der Q^2 -Abhängigkeit des Strukturverhältnisses möglich. Durch den 1989 aufgebauten Kleine- x_B -Trigger konnte das Strukturverhältnis erstmals bis zu $x_B = 0.001$ und $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$ gemessen werden.

Durch die 1986/87 durchgeführten Messungen der Strukturfunktionen $F_2(x_B, Q^2)$ von Wasserstoff und Deuterium konnte die Diskrepanz zwischen den Strukturfunktionen der EMC und von BCDMS erklärt werden. Die NMC Daten

wurden mit sehr kleinem Fehler über einen großen kinematischen Bereich gemessen. Sie überlappen sowohl mit den SLAC-Daten als auch mit den Daten der BCDMS-Kollaboration und zeigen sehr gute Übereinstimmung mit diesen Datensätzen. Durch die Strukturfunktionen der NMC konnte der gemessene kinematische Bereich beträchtlich erweitert werden. Mit den 1989 gemessenen Daten ist es erstmals möglich, Strukturfunktionen für den Kleinwinkeltrigger zu extrahieren. Mit diesen Daten sowie den bei Energien von 120 GeV und 200 GeV gemessenen Strukturfunktionen werden die Strukturfunktionen von Wasserstoff und Deuterium über einen noch größeren kinematischen Bereich sehr genau bekannt sein.

Anhang A: Nachweiswahrscheinlichkeiten der Drahtkammern und der Triggerhodoskope

Im folgenden wird die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten als Funktion der Drahtnummer und des Radius der verschiedenen Detektoren dargestellt. Anschließend werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten parametrisiert. Diese Parametrisierungen dienen als Eingabe für die Monte-Carlo-Simulation.

A.1 Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope können die Standard- und Kleinwinkeltrigger nicht verwendet werden, da diese einen Treffer in allen Triggerhodoskopen verlangen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope H1, H3 und H4 für den Standardtrigger werden deswegen mit einem speziellen Trigger (Trigger 11) berechnet. Für diesen wird ein Signal von der Vetowand V3 und entweder ein Signal in den Hodoskopebenen H3H oder H4H gefordert. Um das relative Zeitverhalten des Triggers zwischen den Hodoskopen und den Driftkammern festzulegen, werden die Driftkammern mit Trigger 11 kalibriert. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten von H1V, H1H und H3V werden die Spursegmente mit PHENIX ohne Berücksichtigung der Information der Triggerhodoskope rekonstruiert. Die rekonstruierten Spuren werden in die Ebene, deren Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden soll, extrapoliert. Ist dort ein Treffer vorhanden, so wird die Spur zur Anzahl der guten Spuren n_{good} gezählt, andernfalls zu den Spuren n_{fail} , bei denen kein Treffer in der betrachteten Ebene vorhanden war, obwohl dies zu erwarten gewesen wäre. Die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit von H3H erfolgt mit V3 und H4H in ähnlicher Weise, während die Nachweiswahrscheinlichkeit von H4H mit V3 und H3H bestimmt wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit E_i einer Ebene i ist definiert als

$$E_i = \frac{n_{good}(i)}{n_{good}(i) + n_{fail}(i)}, \quad (A.1)$$

d. h., als das Verhältnis der Ereignisse, die einen Treffer in der betrachteten Ebene i hatten ($n_{good}(i)$), zu allen möglichen Treffern ($n_{good}(i) + n_{fail}(i)$). Eine ausführliche Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [Arv 89]. Die mittleren Nachweiswahrscheinlichkeiten der Hodoskope lagen bei Werten von mehr als 98.4 %.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope H1', H3' und H4' für den Kleinwinkeltrigger wurden mit Trigger 12 ermittelt. Auch hierfür war eine Kalibrierung der Driftkammern mit Trigger 12 nötig. Die vorläufigen Nachweiswahrscheinlichkeiten dieser Triggerhodoskope wurden zu mehr als 96 % bestimmt.

In Tabelle A.1 finden sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Hodoskope sowie die Anzahl der Streifen pro Hodoskop, die eine Nachweiswahrscheinlichkeit hatten, die deutlich geringer als der Mittelwert war.

Hodoskop	E_i	# schlechte Streifen	# aller Streifen
H1V	98.5 %	5	36
H1H	98.4 %	3	18
H3V	99.8 %	4	50
H3H links	98.6 %	4	23
H3H rechts	99.5 %	4	23
H4H links	99.8 %	3	29
H4H rechts	99.8 %	3	29
H1'	97.0 %	11	24
H3'	98.9 %	2	24
H4'	98.7 %	3	32

Tabelle A.1 Nachweiswahrscheinlichkeiten der Triggerhodoskope für Trigger 1 und 2.

In Abbildung A.1 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Hodoskops H3V dargestellt.

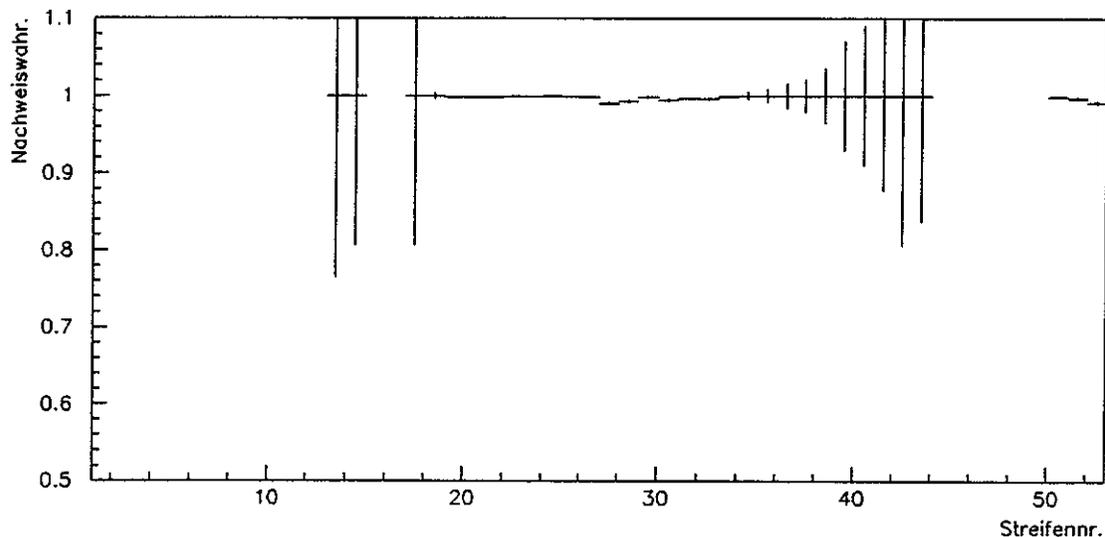


Abb. A.1 Nachweiswahrscheinlichkeit des Hodoskops H3V gegen die Streifennummer.

A.2 Nachweiswahrscheinlichkeiten der Drahtkammern

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Drahtkammern werden mit vollständig rekonstruierten Spuren bestimmt. Auch hier berechnen sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten nach Gleichung (A.1). Da nur vollständig rekonstruierte Spuren betrachtet werden, kann die Ebene i , deren Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet werden soll, mit zur Rekonstruktion dieser Spur beigetragen haben. Deswegen werden bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit zwei Fälle unterschieden:

- Erfüllt eine Spur die Minimum Plane Requirements genau, so wird diese nur zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten derjenigen Ebenen, die keinen

Treffer hatten, benützt, d. h., diese Spur kann nur zur Anzahl $n_{fail}(i)$ der Ebene i beitragen.

- Hat eine Spur mehr Treffer als durch die Minimum Plane Requirements gefordert, so zählt diese zu $n_{good}(i)$, wenn in der betrachteten Ebene ein Treffer vorhanden ist und andernfalls zu $n_{fail}(i)$.

Wenn die Ineffizienzen der Detektoren nicht korreliert sind, so ist die in dieser Weise durchgeführte Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten korrekt. Sind sie korreliert, so wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene i überschätzt, da Spuren, für die die Ebene i ineffizient war, in der Gesamtheit der betrachteten Spuren fehlen. Die korrelierten Verluste lassen sich abschätzen, wenn die Minimum Plane Requirements niedrig sind, indem man die Nachweiswahrscheinlichkeiten mit Spuren berechnet, bei denen höchstens eine Ebene nicht angesprochen hat. Sind die korrelierten Verluste groß, so erhält man damit eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als wenn man zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten nur Spuren benützt, bei denen die Minimum Plane Requirements gerade erfüllt sind. Diese korrelierten Verluste sind jedoch meistens klein. Eine Ausnahme bildet die Driftkammer W45, in der die korrelierten Verluste aufgrund der hohen Intensität und von Untergrundeffekten in der Größenordnung von 20 % liegen.

Im folgenden wird die Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Detektoren für den Standardtrigger (Trigger 1) beschrieben.

Die Beschreibung der Nachweiswahrscheinlichkeiten ist nur für solche Bereiche der Periode gültig, in denen die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren zeitlich konstant sind. Ändern sie sich, so müssen die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Teile der Periode separat berechnet werden. Die Untersuchung der zeitabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren zeigte, daß diese während der ganzen Periode P2D89 konstant waren. Nur eine Ebene ($z1$) der Driftkammer W67B war während zwölf Datenläufen (MI6895-6906) um 5% geringer als für den Rest der Periode. Dies wurde bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten berücksichtigt. In Abbildung A.2 ist die zeitabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene $z1$ der Driftkammer W67B über die Periode P2D89 dargestellt.

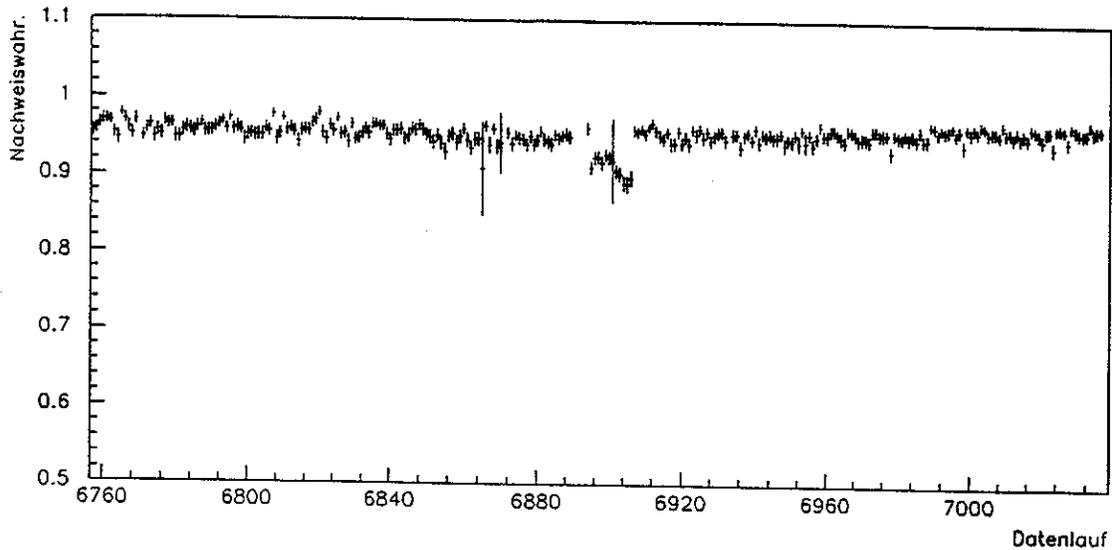


Abb. A.2 Nachweiswahrscheinlichkeit von W67B (z1) in Abhängigkeit vom Datenlauf.

Wie man sieht, betrug die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene z1 von W67B über die ganze Periode mit Ausnahme des oben beschriebenen Bereichs konstant etwa 97 %. Dann wurden Drähte und Bereiche untersucht, in denen die Detektoren weniger effizient waren. Die Drähte, die ineffizient waren bzw. deren Elektronik defekt war, sowie die wenigen Drähte, deren Vorverstärker oszillierte, wurden bei der Rekonstruktion der Daten nicht benützt. Auch die Drähte, deren Nachweiswahrscheinlichkeit stark von der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene abwich, wurden separat behandelt.

Anschließend wurden die durch die Stützdrähte hervorgerufenen partiellen Ineffizienzen bestimmt. Manche Kammern haben zusätzlich zu den Potentialdrähten noch Stützdrähte, die senkrecht zu den Signaldrähten gespannt sind. Im Bereich dieser Stützdrähte ist die Nachweiswahrscheinlichkeit geringer als für den Rest der Ebene. Einen typischen Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeiten um einen Stützdraht zeigt Abbildung A.3 am Beispiel der Ebene y2 des Detektors PV2.

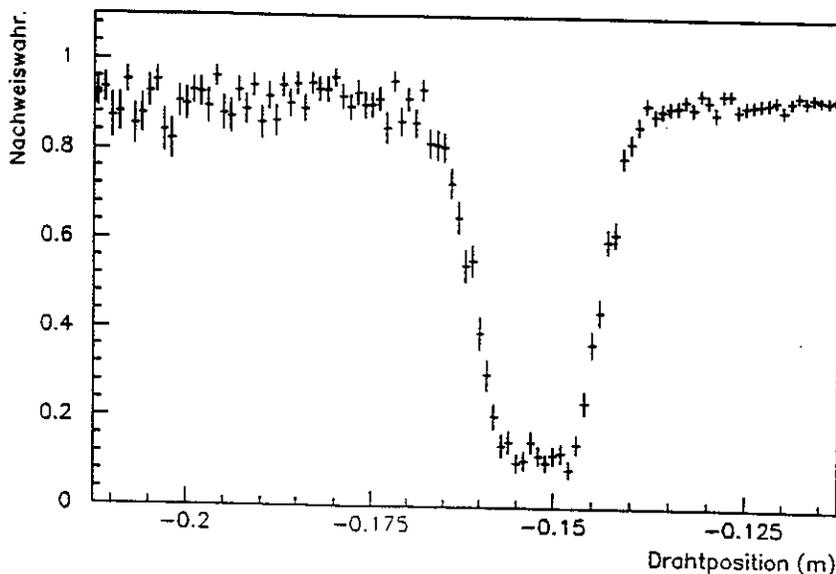


Abb. A.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ebene y2 des Detektors PV2 im Bereich des Stützdrahts.

In den z -Ebenen von P1 und P2 war die Nachweiswahrscheinlichkeit um den Stützdraht herum nicht merklich geringer als für den Rest der Ebene. Dieser Bereich mußte nicht extra beschrieben werden.

In einem nächsten Schritt wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten entlang der Drähte für alle Ebenen aller Detektoren separat untersucht. Diese sollten konstant sein bis auf die Bereiche, in denen die Ebenen im Strahl waren. Dort ist das Profil des Strahls zu sehen, sofern die Ebene dort keine toten Zonen hat. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten entlang der Drähte hatten für alle Detektoren außer einer Ebene in W67B den erwarteten Verlauf. Bei der Ebene $\Theta 4$ der Driftkammer W67B waren die Nachweiswahrscheinlichkeiten entlang dem Draht für keinen der Drähte konstant. Dort mußten drei zentrale Drähte als ineffizient deklariert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von einem dieser drei Drähte ist in Abbildung A.4 dargestellt.

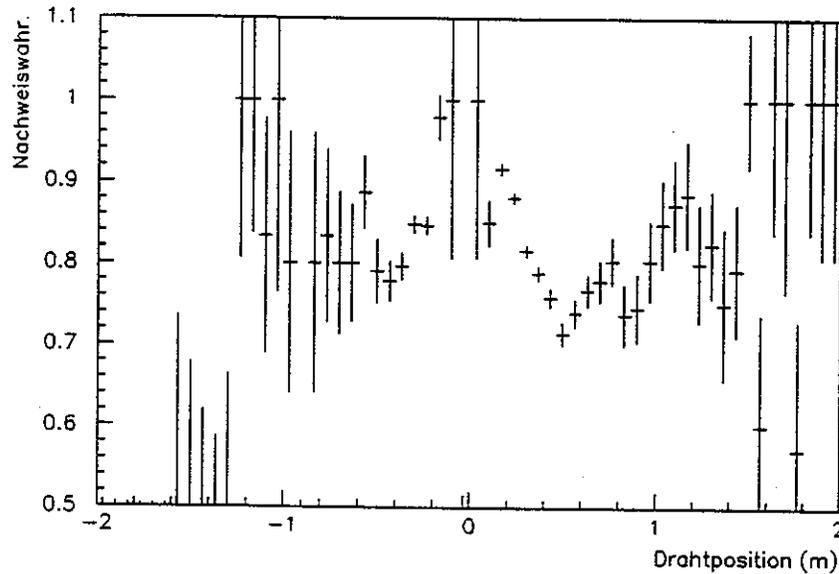


Abb. A.4 Nachweiswahrscheinlichkeit entlang dem Draht für einen der zentralen Drähte der Ebene $\Theta 4$ von W67B.

Man sieht in Abbildung A.4 starke Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit entlang dem Draht, diese variierte je nach Drahtposition von 70 % bis 98 %.

Für die Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wurde stets die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht und die Radialverteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit untersucht.

War die Nachweiswahrscheinlichkeit über die Ebene isotrop mit Ausnahme des Bereichs, in dem die Ebene im Strahl war, so wurden die eindimensionalen radialen Projektionen der Ebenen mit dem Strahlloch als Zentrum parametrisiert. Dazu wurden verschiedene Parametrisierungstypen verwendet, die Tabelle A.2 aufgeführt sind. Gab es viele Drähte, die von der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit einer Ebene abwichen, so wurden die mittleren Nachweiswahrscheinlichkeiten von einzelnen Gruppen von Drähten dieser Ebene berechnet (Parametrisierungstyp 10). Dies wurde dann als Eingabe für die Monte-Carlo-Simulation verwendet.

Typ	Berechnung von E_i	# der Param.	Verwendung für P2D89
0	$E_i = a_1$	1	W67A, W67C
1	$E_i = a_1 - a_2 \cdot e^{a_3 \cdot r}$	3	
2	$E_i = a_1 - a_2 \cdot \log^4\left(\frac{r}{a_3}\right)$	3	
3	$E_i = a_1 - a_2 \cdot \log^2\left(\frac{r}{a_3}\right)$	3	
4	$1 - E_i = \frac{1}{a_6} \cdot (1 - E_r) \cdot (1 - E_d)$ mit $E_d = a_1 - a_2 \cdot e^{-a_3 \cdot d} - a_4 \cdot e^{a_5 \cdot d}$ $E_r = a_7 - a_8 \cdot e^{-a_9 \cdot r}$	9	
5	$E_i = a_1 - a_2 \cdot e^{-a_3 \cdot r} - \frac{a_4}{1000} \cdot e^{a_5 \cdot r}$	5	P45
6	Polynom 0.ten bis Polynom 5.ten Grades	bis zu 6	
7	$E_i = a_1 - a_2 / \left(1 + \frac{r^2}{a_3}\right)$	3	P0D, P0E
8	$E_i = a_1 - a_2 \cdot e^{-a_4 \cdot r^2} / \left(1 + \frac{r^2}{a_3}\right)$	4	
9	$E_i = a_1 - a_2 / \left(1 + \frac{r^2}{a_3}\right) - a_5 \cdot e^{-a_4 \cdot r^2}$	5	P0B, P0C
10	mittlere E_i von Drahtgruppen		P123, PV12 W67
11	$1 - E_i = \frac{1}{a_8} \cdot (1 - E_r) \cdot (1 - E_d)$ mit $E_d = a_1 - a_2 \cdot d - a_3 \cdot e^{a_4 \cdot (d - a_5)} - a_6 \cdot e^{-a_7 \cdot d}$ $E_r = a_9 - a_{10} \cdot e^{-a_{11} \cdot r}$	11	W2, W45, W1 (z. Teil)
12	Typ 11 für Drahtgruppen	7	W1 (z. Teil)

Tabelle A.2 Übersicht über die verschiedenen Parametrisierungstypen. Die a_i mit $i=1, \dots, 11$ sind Fitparameter. E_r und E_d sind die radialen Nachweiswahrscheinlichkeiten und diejenigen der Driftzellen. r ist die radiale Koordinate und d der Abstand vom Signaldraht in der Driftzelle.

Für jeden der Detektoren wurde der Parametrisierungstyp gewählt, der die Ebene am besten beschreibt, und kontrolliert, ob noch Bereiche im Detektor Probleme aufwiesen, die zuvor nicht berücksichtigt worden waren. Dabei zeigte sich, daß manche Detektoren wie zum Beispiel die Proportionalkammer P0C in einem schlechteren Zustand als in den Jahren 1986/87 waren. Abbildung A.5 zeigt eine dieser Ebenen (z_2) von P0C, während in Abbildung A.6 zum Vergleich eine Ebene der Proportionalkammer P0B (y_2) zu sehen ist. In beiden Abbildung ist links die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht und rechts die Radialverteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit dargestellt.

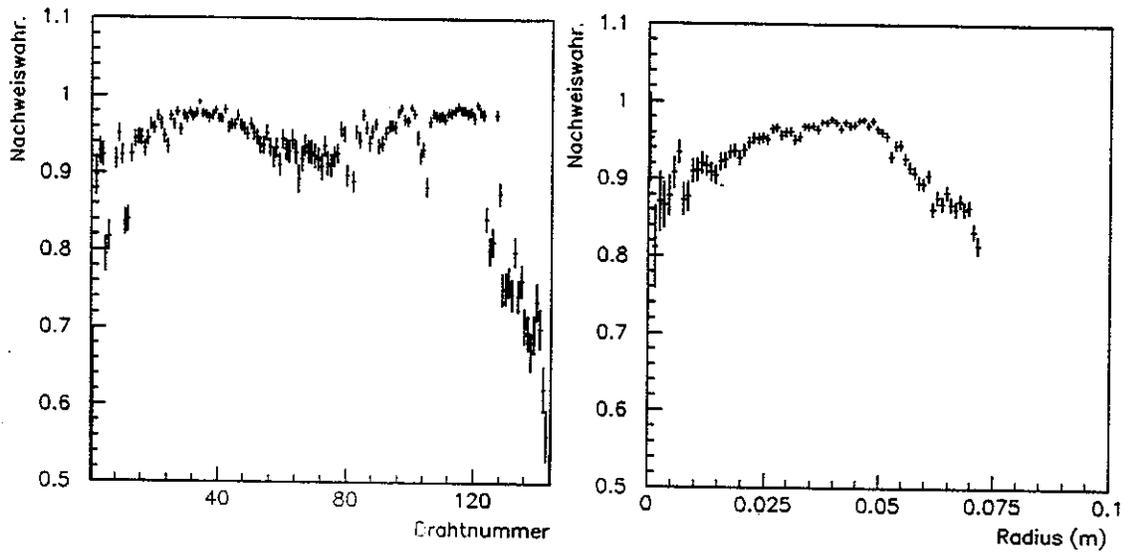


Abb. A.5 Links ist Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht der Ebene z_2 von P0C und rechts die Radialverteilung gezeigt.

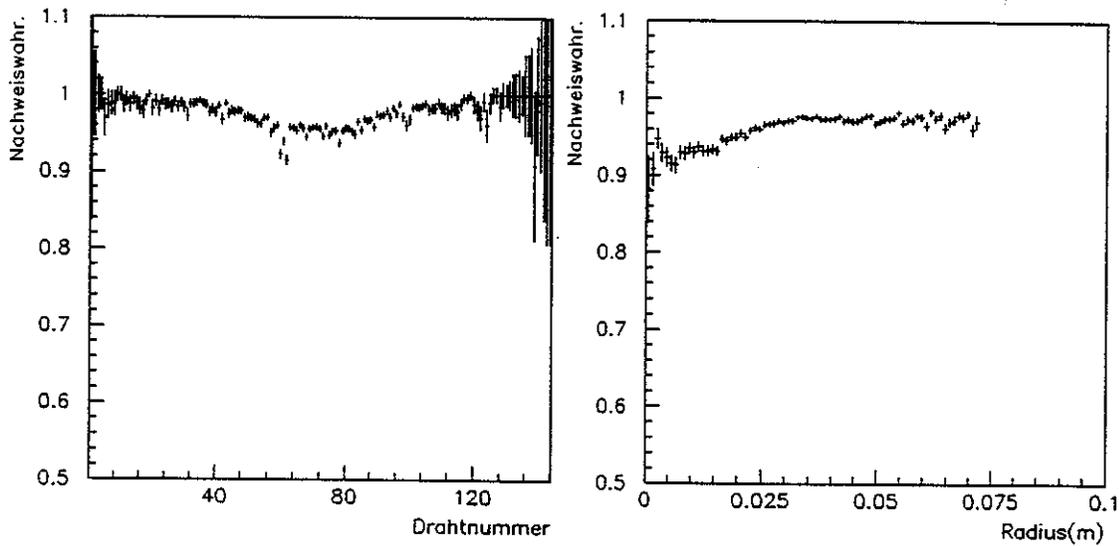


Abb A.6 Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht der Ebene y_2 des Detektors P0B (links) und die Radialverteilung (rechts).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht sollte in den äußeren Drähten der betrachteten Ebene konstant sein und in der Mitte, durch die der Strahl geht, abnehmen. Dies war bei der Ebene y_2 von P0B gegeben, jedoch nicht bei der in Abbildung A.5 dargestellten Ebene z_2 von P0C. Dort waren die Nachweiswahrscheinlichkeiten der äußeren Drähte niedrig, deswegen fällt die Radialverteilung nicht nur für kleine Werte des Radius ab, wo die Ebene im Strahl ist, sondern auch für große.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der y - und z -Ebenen P0C sowie von zwei Ebenen der Proportionalkammer P0D (z_3 und z_4) waren niedrig. Systematische Studien

zeigten, daß die niedrigen Nachweiswahrscheinlichkeiten dieser Ebenen auf Hardware Probleme (Probleme von Vorverstärkern und der Ausleseelektronik) zurückzuführen waren. So wurden zum Beispiel die Nachweiswahrscheinlichkeiten betrachtet, die mit geraden Spuren in P0C berechnet worden waren, und mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten für schräg einlaufende Spuren in P0C verglichen. Ein Unterschied zwischen den beiden Nachweiswahrscheinlichkeiten würde auf eine mögliche Vertauschung der Ebenen hinweisen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten stimmten jedoch gut überein. Die Untersuchung der Stabilität der Nachweiswahrscheinlichkeiten ergab, daß diese bei der Periode im Jahr 1987 hoch war und im Lauf der Jahres 1988 abnahm, was anhand der Periode P1A88 überprüft wurde. Im Verlauf des Jahres 1989 wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich niedriger, sie war während der Periode P2D89 zwar niedriger als 1988 aber besser als bei der darauffolgenden Periode P3A89. Auch die während des Experiments gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit von P0C zeigte 1989 eine Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Ebenen waren hauptsächlich bei den äußeren Verstärkerkarten niedrig. Für den Rest der Ebene entsprachen die Radialverteilungen in etwa dem erwarteten Verlauf. In Abbildung A.7 ist links die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht und rechts die Radialverteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene z2 von P0C nach der Bearbeitung gezeigt, bei der die äußeren Drahtgruppen separat beschrieben werden.

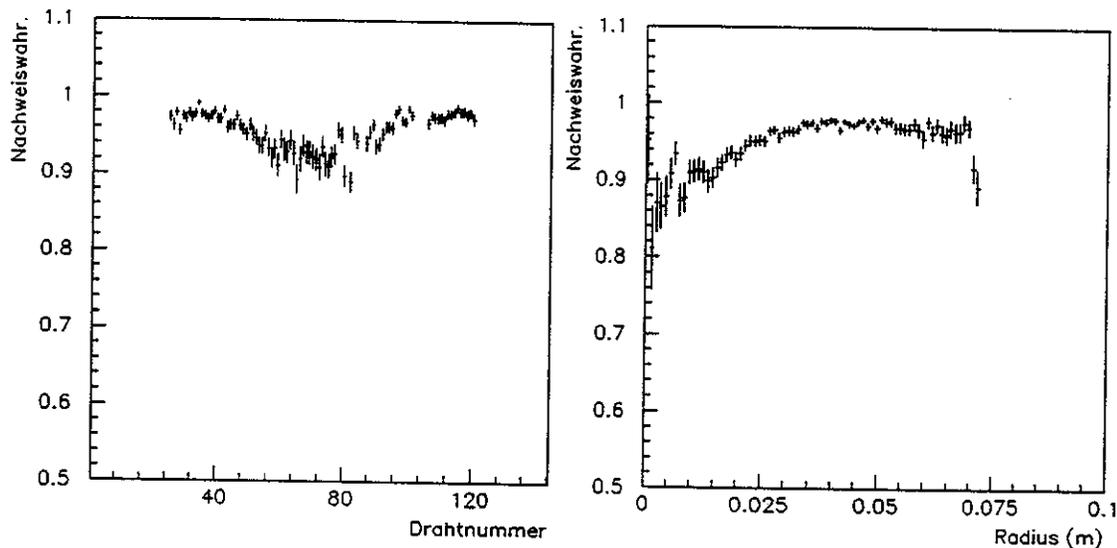


Abb. A.7 Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht (links) und Radialverteilung der Ebene z2 von P0C ohne die Drähte, die zu den äußeren Verstärkerkarten gehören.

Es zeigte sich, daß für die Proportionalkammern P0B und P0C die Nachweiswahrscheinlichkeiten am besten mit Parametrisierungstyp 9 beschrieben werden konnten, während für P0D und P0E der Parametrisierungstyp 7 angemessen war.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der großen Proportionalkammern PV1 und

PV2 waren nicht konstant über die verschiedenen Ebenen. Deswegen wurde immer der Mittelwert der Nachweiswahrscheinlichkeit von jeweils 10 Drähten berechnet (Parametrisierungstyp 10).

Bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Proportionalkammer P45 wurden die sogenannten unkorrelierten Nachweiswahrscheinlichkeiten berechnet. Darunter versteht man die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Spuren, bei denen alle Ebenen des Detektors bis auf eine Ebene einen Treffer hatten. Dann können keine korrelierten Verluste auftreten, da nur eine einzige Ebene keinen Treffer hat. Für die Proportionalkammer P45, die eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit hatte, wurde der Parametrisierungstyp 5 gewählt.

Die Driftkammern sind aus verschiedenen Driftzellen aufgebaut. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Driftkammern zeigen eine periodische Struktur. Die Driftzelleneffizienz fällt am Potential- und am Signaldraht ab, während sie ansonsten nahezu konstant ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Driftzellen für W1, W2 und W45 wurden gefittet und anschließend mit einer Radialverteilung zur Beschreibung der Ebenen nach der folgenden Formel verknüpft [Dür 87]

$$E_i(r, z) = 1 - \frac{(1 - E_r(r)) \cdot (1 - E_d(z))}{(1 - E_{tot})} \quad (A.2)$$

$E_i(r, z)$ ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene i im Abstand r vom Strahlloch und im Abstand z vom nächsten Signaldraht. $E_r(r)$, $E_d(z)$ und E_{tot} stehen für die radiale, Driftzellen- und die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene. Dies ist der Parametrisierungstyp 11 oder 4.

Abbildung A.8 zeigt den Verlauf einer Driftzelleneffizienz der Ebene y_2 des Detektors W1, bei der die mittlere Driftzelleneffizienz für die Beschreibung der gesamten Ebene angemessen ist. In Abbildung A.9 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ebene Θ_1 von W2 zu sehen.

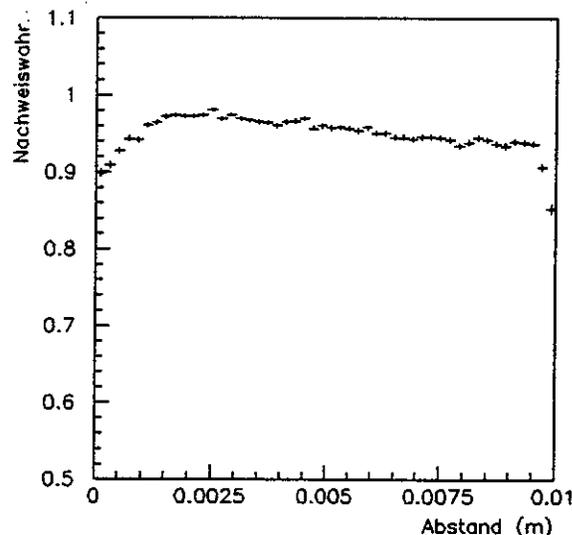


Abb. A.8 Driftzelleneffizienz der Ebene y_2 der Driftkammer W1 in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht.

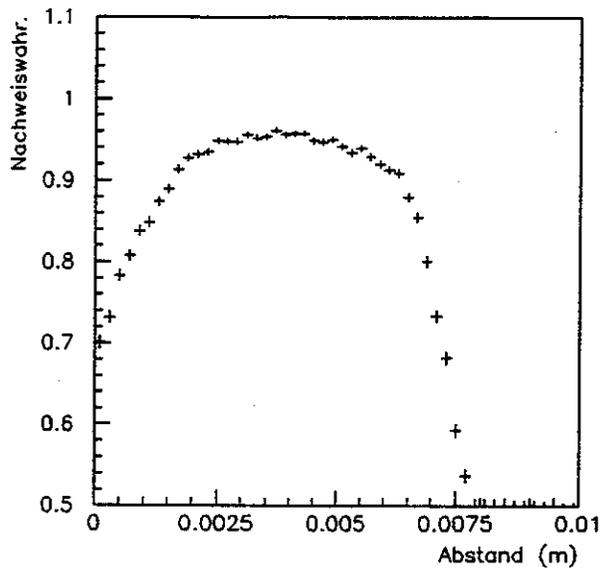


Abb. A.9 Driftzelleneffizienz der Ebene Θ_1 des Detektors W2 in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht.

In diesen beiden Abbildungen ist jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeit über alle Driftzellen gemittelt dargestellt. Der Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit auf der linken Seite der Abbildung rührt vom Signaldraht her, derjenige auf der rechten Seite vom Potentialdraht. Dazwischen sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit einen hohen, nahezu konstante Wert haben. Dies ist für die Driftzelleneffizienz der Ebene y_2 von W1 gegeben, jedoch nicht für diejenige der Ebene Θ_1 der Driftkammer W2.

Es zeigte sich, daß jeweils für die Ebenen Θ_1 von W1 und W2 Probleme mit der Spannungsversorgung auftraten. Bei diesen Ebenen waren die Driftzelleneffizienzen über die gesamte Ebene niedrig. Für drei Ebenen von W1 (y_1 , z_1 und z_2) waren die gemittelten Driftzelleneffizienzen der gesamten Ebene niedrig, die Nachweiswahrscheinlichkeiten der äußeren Drähte jedoch hoch (mehr als 90 %). Dort hatten nur die mittleren Drähte eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit. Dies ist in Abbildung A.10 gezeigt.

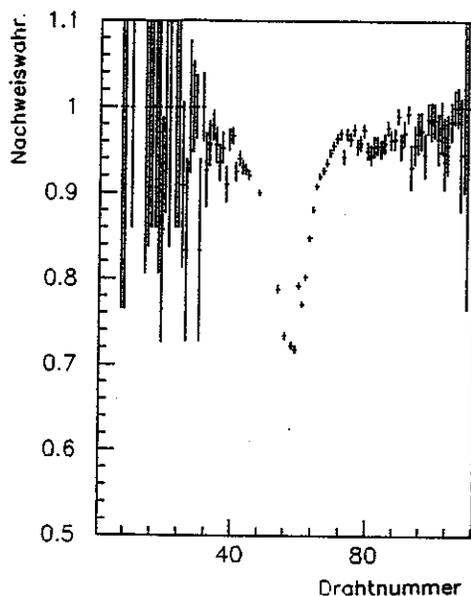


Abb. A.10 Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht für die Ebene y_1 der Driftkammer W1.

Die Beschreibung der Ebene durch den Paramterisierungstyp 11 war für diese Ebenen nicht ausreichend. Die Ebenen wurden dann in bis zu fünf Bereiche unterteilt, deren Nachweiswahrscheinlichkeiten separat berechnet wurden (Parametrisierungstyp 12) [Gau 92]. Während die mittleren Drähte eine Radialverteilung und eine Beschreibung der Driftzelle erforderten, wurde für die äußeren Drähte die Driftzelleneffizienzen mit einer Konstanten verknüpft. In Abbildung A.11 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Ebene y_1 des Detektors W1 für die fünf verschiedene Bereiche, in die die Ebene unterteilt worden ist, gezeigt.

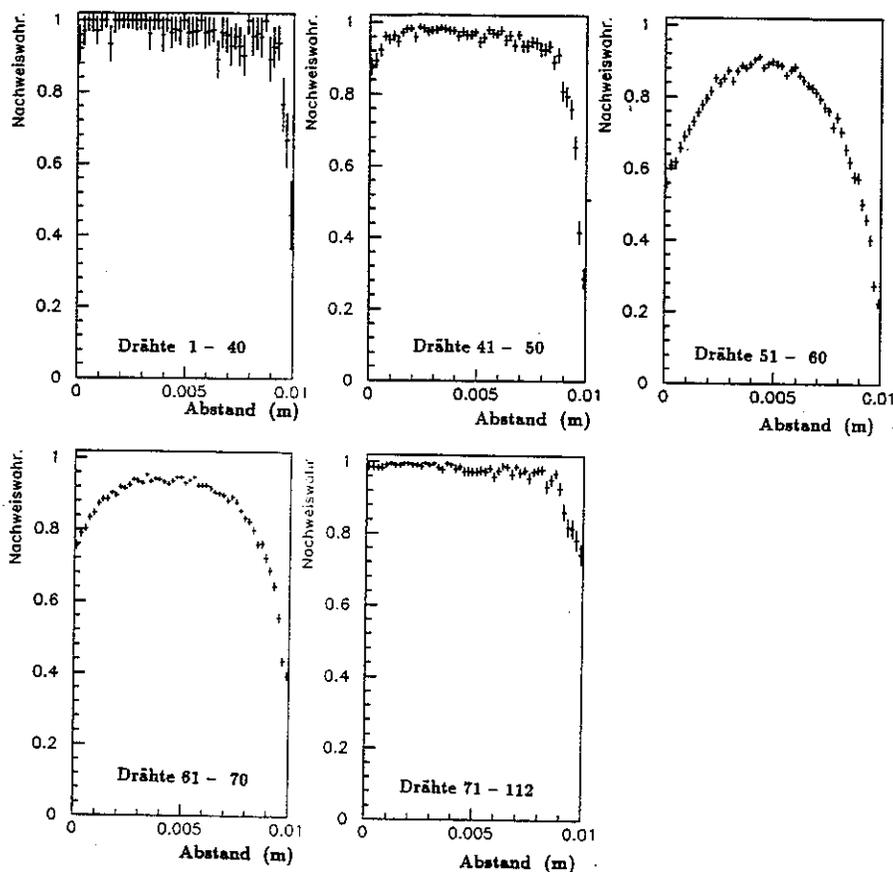


Abb. A.11 Nachweiswahrscheinlichkeit der fünf Bereiche der Ebene y_1 von W1 in Abhängigkeit des Abstands vom Signaldraht.

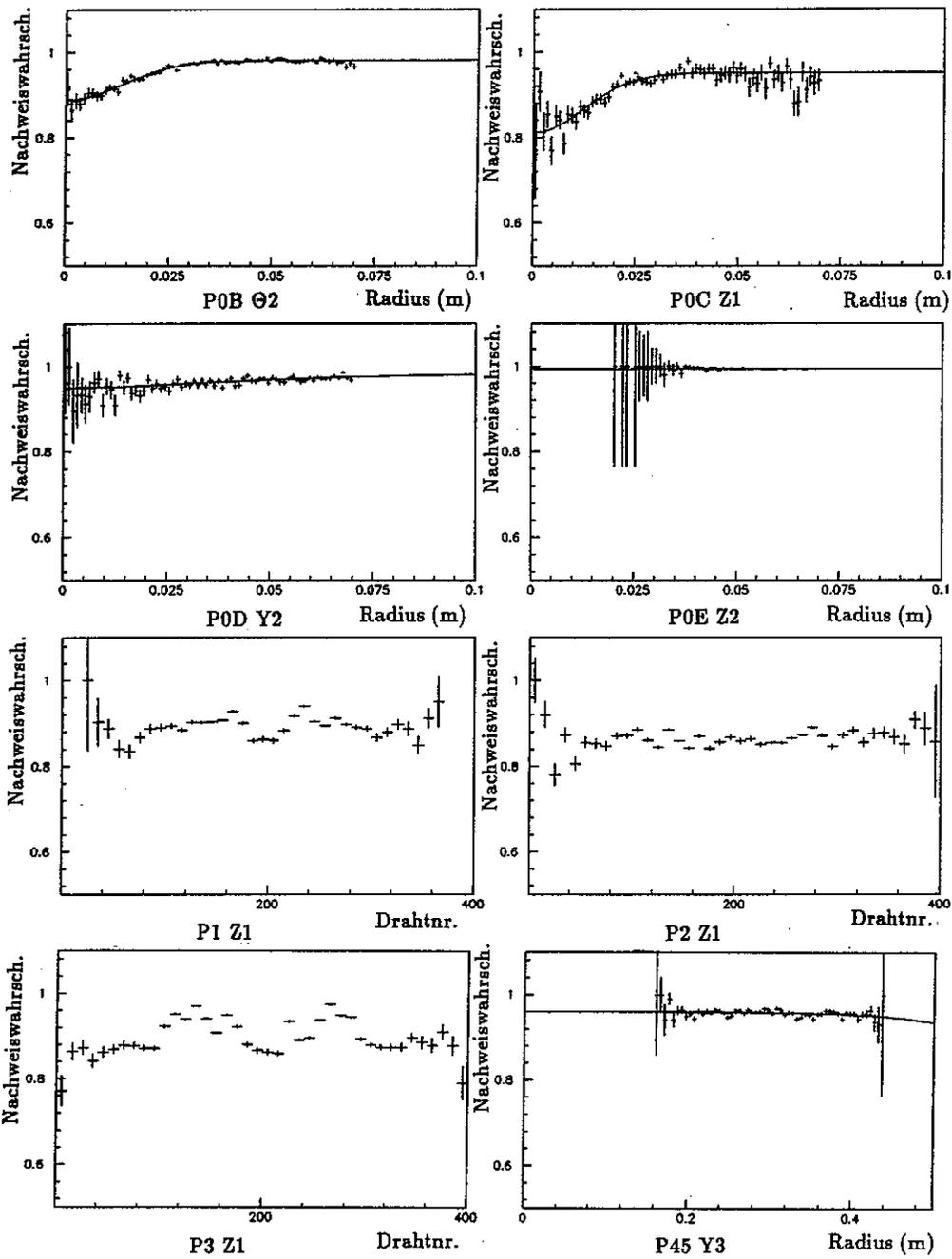
Dadurch, daß die Driftzelleneffizienz der Ebene y_1 der Driftkammer W1 in fünf Bereiche unterteilt wurde, war es möglich, die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Ebene in korrekter Weise zu parametrisieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der äußeren Drähte waren hoch, hier hatte die Driftzelleneffizienz den erwarteten Verlauf (Drähtgruppen 1 - 40, 41 - 50 und 71 - 112 in Abbildung A.11).

Für alle anderen Ebenen der Driftkammer W1 bis auf die Ebenen y_1 , z_1 und z_2 wurde der Parametrisierungstyp 11 verwendet, ebenso für die Detektoren W2 und W45.

Für den Detektor W67B wurde der Parametrisierungstyp 10 gewählt, da die Nachweiswahrscheinlichkeiten vieler Drähte nicht dem Mittelwert der Nachweiswahrscheinlichkeit der Ebene entsprachen. Dabei wurde jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Draht berechnet. Die Kammern W67A und W67C, die nur von wenigen Myonen durchquert werden, wurden mit einer Konstanten parametrisiert.

In Abbildung A.12 ist jeweils ein Beispiel für die Nachweiswahrscheinlichkeit einer typischen Ebene für jeden Detektor zu sehen.

Nachweiswahrscheinlichkeiten



Nachweiswahrscheinlichkeiten

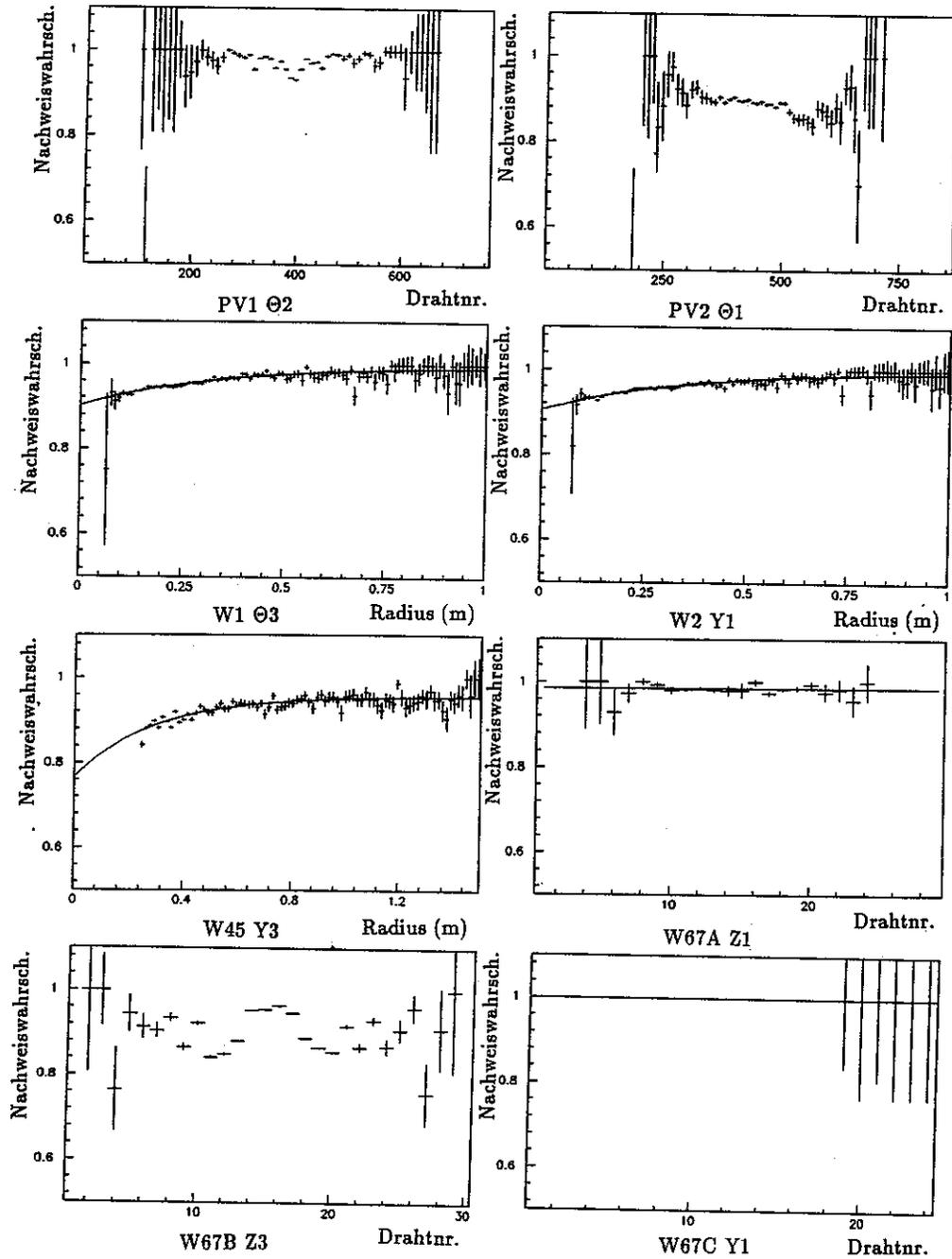


Abb. A.12 Nachweiswahrscheinlichkeit der verschiedenen Detektoren am Beispiel einer Ebene des jeweiligen Detektors. Aufgetragen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit gegen die radiale Koordinate bzw. gegen die Drahtnummer. Da P0E kaum Treffer bei Trigger 1 hat, ist hier die Nachweiswahrscheinlichkeit für Trigger 2 gezeigt.

Literaturverzeichnis

- [Abr 83] H. Abramowicz et al., Z. Phys. C17 (1983) 283
- [Adl 66] S. L. Adler, Phys. Rev. 143 (1966) 1144
- [All 84] D. Allasia (EMC) et al., Phys. Lett. B135 (1984) 231
- [All 85a] D. Allasia et al., NMC proposal to the SPSC /SPSC/85-18 SPSC (1985) 210
- [All 85b] D. Allasia et al., (WA25), Z. Phys. C28 (1985) 321
- [All 89] D. Allasia et al., NMC Internal Report NMC/89/9 (1989)
- [All 90] D. Allasia et al. (NMC), Phys. Lett. B249 (1990) 366
- [All 91] D. Allasia et al. (NMC), Phys. Lett. B258 (1991) 493
- [Alla 87] J. V. Allaby et al., Phys. Lett. B197 (1987) 281
- [Allk 81] O. C. Allkhofer et al. (EMC), Nucl. Instr. and Meth. 179 (1981) 445
- [Alt 77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [Alt 78] G. Altarelli, G. Martinelli, Phys. Lett. 76B (1978) 89
- [Ama 91a] P. Amaudruz et al. (NMC), Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2712
- [Ama 91b] P. Amaudruz et al. (NMC), Z. Phys. C51 (1991) 387
- [Ama 92a] P. Amaudruz et al. (NMC), Nucl. Phys. B371 (1992) 3
- [Ama 92b] P. Amaudruz et al. (NMC), Z. Phys. C53 (1992) 73
- [Ama 92c] P. Amaudruz et al. (NMC), Nucl. Phys. B371 (1992) 553
- [Ama 92d] P. Amaudruz et al. (NMC), Cern-PPE/92 to be published (1992)
- [Are 89] H. Arenhövel, private Mitteilung an E. Rondio
- [Arn 88] M. Arneodo et al. (EMC), Phys. Lett. 211B (1988) 493
- [Arn 90a] M. Arneodo et al. (EMC), Nucl. Phys. B333 (1990) 1
- [Arn 90b] M. Arneodo, NMC Internal Report NMC/90/17 (1990)
- [Arn 91] M. Arneodo, Dissertation, Princeton (1991)
- [Arv 89] A. Arvidson, NMC Internal Report NMC/89/19 (1989)
- [Ath 81] H. W. Atherton et al., CERN SPS Experimentors' Handbook (1981)
- [Atw 75] W. Atwood, SLAC-Internal Report, SLAC-REP-185 (1975)
- [Aub 83a] J. J. Aubert et al. (EMC), Phys. Lett. 123B (1983) 275
- [Aub 83b] J. J. Aubert et al. (EMC), Phys. Lett. 123B (1983) 123
- [Aub 85] J. J. Aubert et al. (EMC), Nucl. Phys. B259 (1985) 189
- [Aub 86] J. J. Aubert et al. (EMC), Nucl. Phys. B272 (1986) 158
- [Aub 87] J. J. Aubert et al. (EMC), Nucl. Phys. B293 (1987) 740
- [Bad 92] B. Badelek, J. Kwiecinski, Nucl. Phys. B370 (1992) 278
- [Bar 75] G. C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1316
- [Baz 90] K. A. Bazini, Dissertation, University of California, (1990)
- [Ben 89] A. C. Benvenuti et al. (BCDMS), Phys. Lett. B223 (1989) 485
A. C. Benvenuti et al. (BCDMS), Phys. Lett. B223 (1989) 490
- [Ben 90] A. C. Benvenuti et al. (BCDMS), Phys. Lett. B237 (1990) 592
A. C. Benvenuti et al. (BCDMS), Phys. Lett. B237 (1990) 599
- [Ber 91] P. Berge et al., Z. Phys. C49 (1991) 187

- [Berg 83] F. Bergsma et al., Phys. Lett. B123 (1983) 269
- [Berg 84] F. Bergsma et al., Phys. Lett. B141 (1984) 129
- [Bern 72] J. Bernabeu, P. Pascnal. Nuovo. Cim. 10A (1972) 61
J. Bernabeu, Nucl. Phys. B49 (1972) 186
- [Bes 78] C. Best, A. M. Osborne, EMC Internal Report EMC/78/26 (1978)
- [Bir 90a] I. G. Bird, PHENIX writeup NMC Internal Report NMC/90/9, (1990)
- [Bir 90b] I. G. Bird, GEOMETRY writeup NMC Internal Report NMC/90/8, (1990)
- [Bir 92] I. G. Bird, Dissertation, Amsterdam (1992)
- [Bjo 69] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- [Blo 69] E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930
- [Bod 81] A. Bodek, J. L. Ritchie, Phys. Rev. D23 (1981) 1070
- [Bot 88] M. Botje, NMC Internal Report NMC/88/2, (1988)
- [Bra 79] D. Brahy, E. Rossa, Nucl. Inst. Meth. 158 (1979) 121
- [Bre 69] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1968) 935
- [Bro 89] C. Broggni, Dissertation, Neuchatel (1989) C. Broggni, NMC Internal Report NMC/89/16, (1989)
- [Brü 92] A. Brüll, Dissertation, Freiburg, in Vorbereitung, vorraussichtlich (1992)
- [Cal 69] C. G. Callan, D. G. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- [CER 89] CERN Programm Bibliothek, GEANT, (1989)
- [Cha 32] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. A136 (1932) 692
- [Clo 79] F. E. Close, 'Quarks and Partons', Academic Press, London (1979)
- [Dre 64] S. D. Drell, J. D. Walecka, Ann. Phys. (NY) 28 (1964) 18
- [Dree 77] J. Drees, Proc. of. Int. Neutrino Conf., Aachen 1976, Vieweg (1977)
- [Dür 87] M. Düren, Dissertation, RWTH Aachen (1987)
- [Dyr 92a] A. Dyring, NMC Internal Report NMC/92/3 (1992)
- [Dyr 92b] A. Dyring, private Mitteilung
- [Eic 72] T. Eichten et al., Phys. Lett. B40 (1972) 593
- [Far 79] F. J. M. Farley, E. Picasso, Ann. Rev. of Nuc. Sci. 29 (1979) 243
- [Fey 69] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- [Fey 72] R. P. Feynman, 'Photon-Hadron Interactions', Benjamin, New York (1972)
- [Fie 77] R. D. Field, R.P. Feynman, Phys. Rev. D15 (1977) 2590
- [Fla 79] W. Flauger, Nucl. Inst. Meth. 165 (1979) 113
- [Flo 77] E. G. Florates, D. S. Ross, C. T. Sachrada, Nucl. Phys. B129 (1977) 66
- [Flo 78] E. G. Florates, D. S. Ross, C. T. Sachrada, Nucl. Phys. B139 (1978) 545
- [Fra 14] J. Franck, G. Hertz, Verh. Dtsch. Phys. Ges. 16 (1914) 457
- [Fran 81] L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, Nucl. Phys. B181 (1981) 22
- [Fri 91] J. I. Friedman, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 615
- [Gau 91] U. Gaul, NMC Internal Report NMC/91/14 (1991)
- [Gau 92] U. Gaul, E.-M. Kabuß, NMC Internal Report, NMC/92/2 (1992)
- [Gel 64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [Gei 13] H. Geiger, M. Mardsen, Phil. Mag. 25 (1913) 604

- [Gib 86] V. Gibson, Dissertation, Oxford, (1986)
- [Gon 79] A. Gonzales-Arayo, C. Lopez, F. J. Yndurain, Nucl. Phys. B153 (1979) 161
- [Gor 79] B. A. Gordon et al. (CHIO), Phys. Rev. Lett. 25 (1979) 2645
- [Got 67] K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1174
- [Gro 69] D. J. Gross, C. H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. B14 (1969) 337
- [Guy 87] J. Guy et al., Z. Phys. C36 (1987) 337
- [Hal 84] F. Halzen, A. D. Martin, 'Quarks and Leptons', John Wiley New York, (1984)
- [Höh 76] G. Höhler, Nucl. Phys. B114 (1976) 505
- [Hof 56] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214
- [Ing 86] Q. Ingram, NMC Internal Report NMC/10/86 (1986)
- [Jon 90] M. de Jong, Dissertation, Amsterdam (1990)
- [Kab 88] E.-M. Kabuß, NMC Internal Report NMC/88/ (1988)
- [Kap 91] L. P. Kaptari, A. Yu. Umnikov, Phys. Lett. B272 (1991) 359
- [Ken 91] H. W. Kendall, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 597
- [Kum 91] S. Kumano, J. T. Londergan, Phys. Rev. D44 (1991) 717
- [Kwi 90] J. Kwiecinski, A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, Phys. Rev. D42 (1990) 3645
- [Lle 74] C. H. Llewellyn-Smith, D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B78 (1974) 205
- [Loc 91] M. P. Locher, A. Svarc, Z. Phys. A338 (1991) 89
- [Mac 84] D. B. MacFarlane et al., Z. Phys. C26 (1984) 1
- [Mal 89] G. K. Mallot, NMC Internal Report, NMC/89/2 (1989)
G. K. Mallot, NMC Internal Report, NMC/89/13 (1989)
- [Mar 92] C. Mariotti, private Mitteilung
- [Mart 92] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, University of Durham preprint, RAL-92-021, DTP/92/16
- [Mes 83] M. D. Mestayer et al., Phys. Rev. D27 (1983) 285
- [Mils 91] A. Milsztajn et al., Z. Phys. C49 (1991) 527
- [Mils 92a] A. Milsztajn, preprint CERN-PPE-92, to be published (1992)
- [Mils 92b] A. Milsztajn, private Mitteilung
- [Milso 90] A. Milsom, NMC Internal Report NMC/90/6 (1990)
- [Mis 89] S. R. Mishra, F. Sciulli, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 39 (1989) 259
- [Mo 69] L. W. Mo, Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205
- [Mou 81] R. P. Mount, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 401
- [Nac 73] O. Nachtmann, Nucl. Phys. B63 (1973) 237
- [Nac 86] O. Nachtmann, 'Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte', Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden (1986)
- [Olt 92] E. Oltmann et al., Z. Phys. C53 (1992) 51
- [Osb 84a] A. M. Osborne et al., EMC PHENIX Writeup (1984)
- [Osb 84b] A. M. Osborne et al., EMC GEOMETRY Writeup (1984)

- [Osborne 84c] A. M. Osborne et al., EMC SNOMUX Writeup (1984)
- [Par 90] Particle Data Group, J. J. Hernandez et al., Review of Particle Properties, Phys. Lett. B239 (1990), III.70
- [Rith 91] K. Rith, Proc. of 9th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn 1990, Springer Verlag (1991) 198
- [Rob 90] R. G. Roberts, 'The Structure of the Proton: Deep Inelastic Scattering', Cambridge University Press (1990)
- [Ros 79] D. A. Ross, C. T. Sachradja, Nucl. Phys. B149 (1979) 497
- [Rut 11] E. Rutherford, Phil. Mag. 21 (1911) 669
- [San 92] D. Sanders, Dissertation, in Vorbereitung, Houston (1992)
- [Sch 91] A. W. Schreiber et al., NIKHEF Preprint F-91-P9, ADP91 71/T106 (1991)
- [Sei 90] R. Seitz, Diplomarbeit, Heidelberg (1990)
- [Sei 92] R. Seitz, private Mitteilung
- [Sie 92] M. Siebler, Dissertation, in Vorbereitung, Bielefeld (1992)
- [Shu 85] E. V. Shuryak, Nucl. Phys. B66 (1985) 295c
- [Slo 88] T. Sloan, G. Smadja, R. Voss, Phys. Rep. 162 (1988) 45
- [Ste 75] S. Stein, Phys. Rev. D12 (1975), 1884
- [Tay 91] R. E. Taylor, Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573
- [Tsa 71] Y. S. Tsai, SLAC-PUB-848 (1971)
- [Var 87] K. Varvell et al., Z. Phys. C36 (1987) 1
- [Vir 92] M. Virchaux, A. Milsztajn, Phys. Lett. B272 (1992) 221
- [Whi 90a] L. W. Whitlow et al., Phys. Lett. B250 (1990) 193
- [Whi 90b] L. W. Whitlow, Dissertation, SLAC-Rep. 357 (1990)
- [Win 78] H. Wind, Nucl. Inst. Meth. 115 (1978) 431
- [Zol 92] V. R. Zoller, Phys. Lett. B279 (1992) 145
- [Zwe 64] G. Zweig, CERN-Report TH-401 (1964) und TH-412 (1964)