

Messung transversaler Spineffekte mittels zwei Hadronen Korrelation am COMPASS–Experiment

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

vorgelegt von
Frank Michael Maßmann
aus
Wiesbaden

Bonn (2008)

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

1. Gutachter: Prof. Dr. J. Bisplinghoff

2. Gutachter: Priv.–Doz. Dr. R. Jahn

Tag der Promotion: 23.06. 2008

Zusammenfassung

Die Quark–Struktur des Nukleons lässt sich bei Vernachlässigung intrinsischer Quarktransversalimpulse vollständig durch drei Quark Verteilungsfunktionen beschreiben. Diese sind die unpolarisierte Quark Verteilungsfunktion $q(x)$, die Helizitäts– Verteilungsfunktion $\Delta q(x)$ und die transversale Quarkspin Verteilungsfunktion $\Delta_T q(x)$. Diese letztgenannte Funktion, genannt ”Transversity” Funktion, ist chiral ungerade und kann deshalb nur in Kombination mit einer anderen chiral ungeraden Funktion gemessen werden. Eine Zugangsmöglichkeit zur ”Transversity” Funktion $\Delta_T q(x)$ ist die semi–inklusive zwei Hadronenproduktion in tief inelastischer Streuung an einem transversal polarisierten Target. Dabei misst man die Faltung der chiral ungeraden zwei Hadronen Interferenz Fragmentationsfunktion (IFF) $H_1^{\leftarrow}(z, M_h^2)$ und der chiral ungeraden ”Transversity” Funktion. Die IFF $H_1^{\leftarrow}(z, M_h^2)$ ist der spinabhängige Teil einer Fragmentationsfunktion, die die Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks in zwei unpolarisierte Hadronen beschreibt. Die Produktion der zwei Hadronen erfolgt in einer Interferenz zwischen verschiedenen Wellenzuständen der Hadronenpaare. Man misst azimuthale Asymmetrien in den erzeugten Hadronenpaaren.

Die Messungen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, wurden am COMPASS Experiment am CERN in den Jahren 2002–2004 durchgeführt, welches ein Feststoff Target Experiment am SPS Beschleuniger ist.

Nach einer Einführung werden in Kapitel 2 die zugrundeliegenden theoretischen Konzepte zur Messung der ”Transversity” Funktion vorgestellt. In Kapitel 3 wird das COMPASS Experiment beschrieben. Schließlich werden in Kapitel 4 die Auswertemethoden besprochen, die Ergebnisse der azimuthalen Asymmetrien gezeigt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalischer Hintergrund	5
2.1	Elastische und inelastische Streuung	5
2.1.1	Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung (deep inelastic scattering, DIS)	7
2.1.2	Der Wirkungsquerschnitt in tiefinelastischer Streuung	8
2.2	Der innere Aufbau des Nukleons	10
2.2.1	Die Vorwärtsstreuamplitude	10
2.2.2	Die Quark–Korrelationsfunktion Φ	11
2.3	Möglichkeiten zur Messung der transverseralen Spinverteilungsfunktion (“transversity”)	16
2.3.1	Transversity Messungen mithilfe von ein–Hadronen Fragmentationsfunktionen (FF)	16
2.3.2	Messung von Transversity mittels Zwei–Hadronen Fragmentation	24
2.3.3	Messung von Transversity mit Drell–Yan	30
3	Das COMPASS-Experiment	33
3.1	Die Strahlführung (Beamline) und die Beam–Momentum–Station (BMS)	34
3.2	Das polarisierte Target	36
3.3	Das COMPASS–Spektrometer	38
3.4	Die Kalorimeter bei COMPASS	45
3.5	Detektoren zur Teilchenidentifikation bei COMPASS	45
3.6	Das Triggersystem bei COMPASS	47
3.7	Die Datenauslese	50
4	Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation	53
4.1	Definition der relevanten Vektoren und des verwendeten Bezugssystems	53
4.2	Berechnung der Asymmetrie	54
4.3	Auswahlkriterien (cuts) des Datensamples für die Analyse	57
4.3.1	Allgemeine DIS–Cuts	58
4.3.2	Cut auf den primären Vertex	58
4.3.3	Cuts auf die einfliegenden und gestreuten Myonen	59
4.3.4	Auswahlkriterien für das Hadronenpaar	60
4.3.5	Verteilungen der kinematischen Variablen im endgültigen Datensample	62

Inhaltsverzeichnis

4.3.6	Teilchenidentifikation	63
4.4	Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie	71
4.4.1	Statistik der Hadronenpaare nach allen Cuts für die verschiedenen Analysen	71
4.4.2	Das für die Analyse verwendete Binning	74
4.4.3	Gewichtete Asymmetrien gegen die Variablen x , z und M_{inv}	78
4.4.4	Ergebnisse der Asymmetrien der identifizierten Hadronenpaare	78
4.5	Systematische Tests zur Güte der Fitmethode	92
4.5.1	χ^2 -Test	92
4.5.2	par0 Test	93
4.6	Berechnung falscher Asymmetrien zur Abschätzung systematischer Effekte	94
4.7	Datenstabilität der Analyse für die einzelnen Perioden	94
4.8	Theoretische Vorhersagen zur azimuthalen Asymmetrie $A_{UT}^{\sin(\phi_R+\phi_S)}$	97
	Literaturverzeichnis	99
	Danksagung	105

1 Einleitung

Die Frage nach der inneren Struktur der Materie ist bis heute Gegenstand von Grundlagenexperimenten der Hochenergiephysik. Bereits in den 60er Jahren unterstützten Experimente am SLAC¹ die Hypothese von Gell-Mann[1] und Zweig, dass Nukleonen eine Substruktur besitzen. Diese Bausteine nennt man Quarks und haben als Fermionen halbzahligen Spin. Ein einfaches Modell beschreibt das Proton als zusammengesetzt aus zwei up(u)-Quarks mit der Ladung $+2/3$ und einem down(d)-Quark mit der Ladung $-1/3$ und das Neutron entsprechend zusammengesetzt aus zwei d-Quarks und einem u-Quark. Diese drei Quarks nennt man auch Valenzquarks. Damit ist es möglich, viele experimentelle Befunde der Nukleonenstruktur gut zu erklären, z.B. wie sich das magnetische Moment der Nukleonen aus den Quarks zusammensetzt [2] [3]. Ergebnisse des EMC²-Experiments am CERN³ zeigten aber in den 80er Jahren, dass mit diesem naiven Quark-Modell sich der Nukleonenspin nicht erklären lässt [5][6]. Der Beitrag der Quarks zum Gesamtspin ist viel kleiner als dass nur die Quarkspins dazu beitragen könnten. Offenbar tragen Seequarks, die aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation im Nukleon als Quark-Antiquark Paare für jeweils kurze Zeit entstehen, und die Gluonen, die als Bosonen den Spin 1 haben und Träger der starken Wechselwirkung sind, einen weiteren Anteil am Gesamtspin. Außerdem tragen sowohl Gluonen als auch Quarks Bahndrehimpuls, der ebenfalls zum Gesamtspin beiträgt. Der Quarkspinbeitrag $\Delta\Sigma$ zum Gesamtspin des Nukleons ist wie folgt definiert:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta\bar{u} + \Delta\bar{d} + \Delta\bar{s} \quad (1.1)$$

Die Δq , wobei q für die jeweilige Quarkflavour steht, sind definiert als die Differenz der Verteilungsfunktionen der jeweiligen Quarks einer Flavour, welche parallel und antiparallel zum Nukleonenspin ausgerichtet sind. Die Summe läuft nicht nur über die Flavour der Valenz- und Seequarks u und d, sondern bezieht auch noch die strange(s)-Quarks sowie die jeweiligen Antiquarks ein. Schwerere Quarkflavour kommen aufgrund der Masse von etwa $1\text{GeV}/c^2$ im Nukleon nicht vor. Neueste Messungen zeigen, dass für $\Delta\Sigma = 0,30 \pm 0,1_{(\text{statistisch})} \pm 0,2_{(\text{systematisch})}$ [7] gilt, wobei die Hauptbestandteile von den u- und d-Quarks getragen werden. Die s-Quarkverteilung beträgt nur $(\Delta s + \Delta\bar{s}) = -0,08 \pm 0,01 \pm 0,02$ und ist negativ zum Nukleonenspin ausgerichtet. Man ist also zur Beschreibung des Nukleonenspins neben den Quarkspinbeiträgen noch auf die oben erwähnten zusätzlichen Beiträge angewiesen. Insgesamt kann der Nukleonenspin S_z^N folgendermaßen beschrieben werden:

¹Stanford Linear Accelerator Center

²European Muon Colaboration

³Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire

$$S_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + \Delta G + \Delta L_q^z + \Delta L_g^z \quad (1.2)$$

$\Delta L_q^z = L_q^\uparrow - L_q^\downarrow$ ist die Differenz der Verteilungsfunktionen des ganzzahligen Bahndrehimpulses der Quarks, die parallel und antiparallel zum Nukleonenspin ausgerichtet sind, ΔG entsprechend die Differenz der Verteilungsfunktionen des ganzzahligen Gluonenspins und ΔL_g^z die Differenz der Verteilungsfunktionen der Bahndrehimpulse der Gluonen. Messungen über den Beitrag der Gluonpolarisation wurden an Experimenten am HERA⁴ (HERMES⁵) und am CERN (SMC und zur Zeit COMPASS⁶) durchgeführt.

Neben der eben beschriebenen Helizitätsverteilung Δq , die beschreibt wie der Quarkspin zum Gesamtspin des Nukleons beiträgt, wenn der Nukleonenspin parallel zur Bewegungsrichtung ausgerichtet ist, gehört zur vollständigen Beschreibung der Spinstruktur des Nukleons auch die Transversity-Verteilung $\Delta_T q$, die den Beitrag der Quarkspins zum Gesamtspin des Nukleons für den Fall beschreibt, dass der Nukleonenspin transversal zur Bewegungsrichtung ausgerichtet ist. Naiverweise würde man keinen Unterschied zur Helizitätsverteilung erwarten. Aufgrund der relativistischen Natur der Streuexperimente mittels tiefinelastischer Streuung (DIS)⁷, mit denen die Spinstruktur untersucht wird, ist die Rotationssymmetrie aber aufgehoben und man muss diesen Fall gesondert betrachten. Ansonsten ist die Transversity-Verteilung analog zur Helizitätsverteilung definiert als die Differenz der Quarkverteilungen mit paralleler und antiparalleler Polarisation bzgl. des Nukleonenspins. Außerdem trägt aus Gründen der Helizitätserhaltung (s. Kapitel 2) die Gluonpolarisation ΔG nicht zur Spinzusammensetzung in transversaler Polarisation bei. Obwohl bereits Ende der 70er Jahre postuliert^[8], ist die Transversityverteilung immer noch weitgehend eine unbekannte Größe. Dies liegt daran, dass die Transversityverteilung eine sog. chiral ungerade Funktion ist, die im Gegensatz zur Helizitätsverteilung nicht in inklusiver⁸ DIS gemessen werden kann. Das bedeutet, dass die Messgröße eine Faltung der chiral-ungeraden Transversityverteilung mit einer anderen chiral-ungeraden Funktion sein muss, damit der Gesamtprozeß chiral-gerade wird. Eine Möglichkeit zur Messung bietet die semi-inklusive DIS, bei der man neben dem streuendem Teilchen wenigstens eines der hadronischen Endprodukte der Streuung nachweist. Die Messgröße ist in diesem Fall die Faltung der chiral-ungeraden Transversityverteilung mit einer chiral-ungeraden Fragmentationsfunktion (FF), die die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass das getroffene Quark in das entsprechende Hadron fragmentiert. Messungen zur Transversity-Verteilung mittels dieser Methode wurden mit HERMES und werden zur Zeit mit COMPASS durchgeführt, wobei die Transversity-Messungen mittels zwei Hadronenproduktion bei COMPASS Gegenstand dieser Doktorarbeit sind. Messungen zu Fragmentationsfunktionen wurden in jüngster Zeit am KEK durchgeführt, so dass es

⁴Hadron Elektron Ring Anlage

⁵HERA Measurement of Spin

⁶Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

⁷Deep Inelastic Scattering

⁸in inklusiver Streuung wird nur das streuende Teilchen vor und nach der Streuung bestimmt, während bei exklusiver Streuung alle bei der Streuung am Target entstehenden Produkte nachgewiesen werden. Eine Zwischenposition nimmt die semi-inklusive Streuung ein.

seit kurzem möglich ist, Aussagen über die Transversityverteilung zu machen.

Die Transversity- und die Helizitätsverteilung bilden zusammen mit der unpolarisierten Quarkverteilung die drei Verteilungsfunktionen, mit denen sich bei Vernachlässigung intrinsischer Quarktransversalimpulse \vec{k}_T die Substruktur der Quarks im Nukleon vollständig beschreiben lässt.

1 Einleitung

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Elastische und inelastische Streuung

Um Informationen über den inneren Aufbau der Nukleonen zu erlangen, eignet sich besonders die Streuung von geladenen Leptonen am Kern. Da geladene Leptonen als punktförmig betrachtet werden, sind sie ideale Sonden zur Bestimmung der Ausdehnung des Kerns. Desweiteren können sie nicht stark wechselwirken, was die Anzahl an Zerfallskanälen reduziert. Von elastischer Streuung spricht man, wenn die Summe der kinetischen Energien der Streupartner erhalten bleibt. Ist dies nicht der Fall so spricht man von inelastischer Streuung.

Allgemein hat man bei Streuexperimenten, wie bei COMPASS, mit Prozessen der Form: $l(p, \vec{s}) + N(P, \vec{S}) \rightarrow l'(p', \vec{s}') + X$ zu tun. Dabei streut ein Lepton l mit Viererimpuls $p = (E, \vec{p})$ an einem in der Regel ruhenden Nukleon mit Viererimpuls $P = (M, 0)$ und überträgt dabei einen Teil seines Viererimpulses auf das Nukleon. Das Lepton wird nach der Streuung mit l' bezeichnet und hat einen verminderten Viererimpuls p' . Neben den Viererimpulsen wird bei polarisierten Streuexperimenten der Spin aller Streupartner \vec{s} , \vec{s}' und \vec{S} zur vollständigen Beschreibung der Streuung benötigt. Der hadronische Endzustand wird mit X bezeichnet. Wird dieser Zustand vollständig nachgewiesen, spricht man von exklusiver Streuung, wird nur das gestreute Lepton unter dem Streuwinkel θ und der Energieübertrag nachgewiesen, spricht man von inklusiver Streuung.

Eine wichtige lorentzinvariante Größe bei Streuprozessen ist Q^2 , die im Laborsystem über das Quadrat des Viererimpulsübertrags q definiert ist [9]:

$$Q^2 = -q^2 = -(p - p')^2 \approx 4EE' \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.1)$$

Die Näherung in obiger Gleichung bezieht sich auf den Fall, dass die Masse des Strahlleptons gegenüber seinem Impuls vernachlässigbar ist. Der Winkel θ ist in Abb.2.1 definiert. Bei Viererimpulsüberträgen von $Q^2 < 10^3(\text{GeV}/c)^2$, kann die Streuwechselwirkung zwischen Lepton und Nukleon vollständig durch die elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben werden, die über ein virtuelles Photon mit negativen quadratischen Viererimpuls Q^2 und Energie $\nu = (E - E')$ vermittelt wird [11, 10].

Für relativistische Teilchen ist die Projektion des Spins in die Bewegungsrichtung eine Erhaltungsgröße. Das folgt direkt aus der Lösung der Dirac-Gleichung in der relativistischen Quantenmechanik [13]. Oft definiert man stattdessen die Helizität, die ebenfalls erhalten sein muss:

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} \quad (2.2)$$

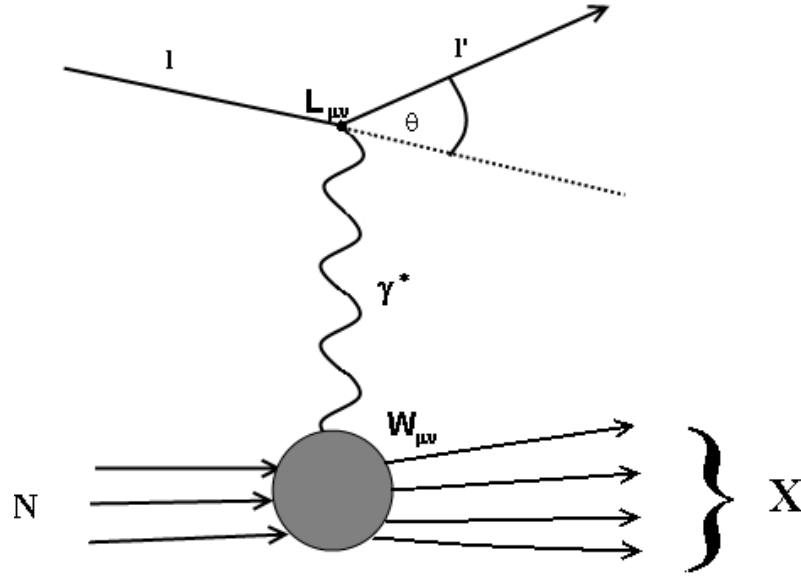


Abbildung 2.1: Die tiefinelastische Streuung. Ein Lepton l mit Spin \vec{s} und Viererimpuls p wechselwirkt mit einem Nukleon N mit Spin \vec{S} und Viererimpuls P über den Austausch eines virtuellen Photons γ mit Viererimpuls q . Der hadronische Endzustand ist hier mit X gekennzeichnet. Die Abstrahlung des virtuellen Photons am oberen Verzweigungspunkt kann durch den leptonen Tensor $L_{\mu\nu}$ berechnet werden. Die Wechselwirkung des Photons mit den Quarks im Nukleon wird mittels des hadronischen Tensors $H_{\mu\nu}$ ausgedrückt.

Teilchen mit Spin in Bewegungsrichtung haben die Helizität $+1$, Teilchen mit Spin entgegen der Bewegungsrichtung die Helizität -1 .

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von Spin $1/2$ Teilchen an einem Target mit der Masse M , unter Berücksichtigung der magnetischen Wechselwirkung, lautet [20]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Spin } 1/2, \text{punktförmig}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot \left[1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2}\right], \quad (2.3)$$

mit

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (2.4)$$

und der Mott–Streuformel:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4E^2 \sin^2 \theta/2} \frac{E'}{E}. \quad (2.5)$$

Da das magnetische Moment eines geladenen Spin $1/2$ –Teilchens $\mu = g \frac{e \hbar}{2M}$ ist, mit $g=2$ nach der relativistischen Dirac–Theorie, kann man den Vorfaktor 2τ wie folgt inter-

pretieren: Das Matrixelement der Wechselwirkung ist einmal proportional zum magnetischen Moment des Targets (und damit zu $\frac{1}{M}$) und zum anderen zum Magnetfeld, das beim Streuprozess am Ort des Teilchens erzeugt wird. Dieses über die Zeit integriert ist proportional zur Ablenkung des Elektrons (und damit zum Viererimpulsübertrag Q). Im Wirkungsquerschnitt gehen beide Größen daher quadratisch ein. Die magnetische Wechselwirkung ist mit einem Umklappen des Spins verbunden.

Da Protonen und Neutronen aber ausgedehnte Teilchen sind, gilt für sie die Berechnung des g -Faktors nach der Dirac-Theorie nicht mehr. Phänomenologisch lässt sich der Wirkungsquerschnitt durch die Rosenbluth-Formel beschreiben[12]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.6)$$

$G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ sind der elektrische bzw. der magnetische Formfaktor. Über die Messung der Q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren kann auf die räumliche Verteilung von Ladung und magnetischen Moment geschlossen werden.

2.1.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung (deep inelastic scattering, DIS)

Bei Einschussenergien des einfliegenden Leptons im GeV-Bereich, kommt man in den Bereich, in dem im Proton oder Neutron sogenannte Resonanzen angeregt werden. Diesen kann man gemäß:

$$W^2 c^2 = M^2 c^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (2.7)$$

eine invariante Masse zuordnen. Dabei ist M die Masse des Targets und $\nu = E - E'$ der Energieübertrag des Elektrons auf das Target während der Streuung.

Bei invarianten Massen $W \geq 2.5(\text{GeV}/c)^2$ werden im Nukleon keine einzelnen Resonanzen erzeugt, sondern das Target fragmentiert in viele weitere Hadronen.

Von inelastischer Streuung spricht man allgemein, wenn wegen $W > M$ Energie auf den Endzustand übertragen wird und folgende Beziehung gilt:

$$2M\nu - Q^2 > 0 \quad (2.8)$$

Bei elastischer Streuung bleibt die kinetische Energie erhalten und es gilt:

$$2M\nu - Q^2 = 0 \quad (2.9)$$

Von tiefinelastischer Streuung spricht man, wenn $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$.

Zusätzlich zur oben definierten lorentzinvarianten Größe Q^2 werden zwei weitere lorentzinvariante Größen eingeführt, die dimensionslosen SkalenvARIABLEN x und y , die im Laborsystem wie folgt definiert sind:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.10)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p} = \frac{\nu}{E}. \quad (2.11)$$

Beide Variablen haben einen Wertebereich von $0 \leq x \leq 1$ und $0 \leq y \leq 1$. Die Skalenvariable x (auch Bjorken'sche Skalenvariable genannt) beschreibt die Elastizität des Streuvorgangs, wobei $x = 1$ vollkommen elastisch und $x = 0$ vollkommen inelastisch bedeutet. Die andere Skalenvariable y beschreibt den relativen Energieübertrag vom Lepton auf das Nukleon, der durch das virtuelle Photon übertragen wird.

Im "infinite momentum frame", d.h. in einem Bezugssystem, in dem das Nukleon einen sehr großen (unendlichen) Impuls hat und in dem die Transversalimpulskomponenten der Quarks vernachlässigt werden, sind die Quarks freie Teilchen, die nicht miteinander wechselwirken. Betrachtet man in diesem Bezugssystem die inelastische Streuung eines Leptons am Nukleon als die elastische Streuung an den Konstituenten des Nukleons, den Quarks, dann gibt die Skalenvariable x den Bruchteil xP am Gesamtviererimpuls P des Nukleons an, den das getroffene Quark trägt.[4]

Schließlich gibt es noch den für Transversity-Messungen wichtigen Spezialfall, dass bei der inklusiven Streuung einige (aber nicht unbedingt alle) der hadronischen Endprodukte nachgewiesen werden. Diesen Fall nennt man semi-inklusive Streuung und man definiert hierfür eine weitere lorentzinvariante Größe z , die den Anteil der übertragenen Energie angibt, den das erzeugte Hadron trägt:

$$z = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q} = \frac{E_h}{\nu}. \quad (2.12)$$

E_h und P_h sind die Energie bzw. der Viererimpuls des Hadrons und der Wertebereich für z liegt ebenfalls zwischen $0 \leq z \leq 1$.

Der Wirkungsquerschnitt in tiefinelastischer Streuung ist im Gegensatz zu dem in elastischer Streuung nicht nur von θ sondern auch von E' , der Energie des streuenden Teilchens nach der Streuung, abhängig.

2.1.2 Der Wirkungsquerschnitt in tiefinelastischer Streuung

Für den unpolarisierten Fall gilt:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}} \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.13)$$

Hierbei sind $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$ Strukturfunktionen, die den Formfaktoren im elastischen Fall entsprechen. Wegen der Inelastizität hängen die Strukturfunktionen auch vom Energieübertrag (im Laborsystem) ν ab.

Die Vorgänge im Innern des Nukleons lassen sich mithilfe der perturbativen Quantenchromodynamik (QCD) beschreiben, bei der die Annahme gemacht wird, dass sich die Quarks im Nukleon in asymptotischer Freiheit befinden, sich also ohne Wechselwirkung untereinander frei bewegen.

Bei Streuexperimenten wird auf die Quarks im Nukleon so viel Energie übertragen, dass sie nicht mehr innerhalb des "Confinements" beschrieben werden können. Dieses

”Confinement” beschreibt die Eigenschaft der starken Wechselwirkung, dass diese um so größer wird, je größer der Abstand zwischen den wechselwirkenden Quarks wird. Dadurch kann der Streuvorgang auf der Ebene der Quarks nicht mehr mittels perturbativer QCD beschrieben werden und es muss auf approximative Methoden, wie z. B. lattice QCD, zurückgegriffen werden.

Man bezeichnet den Teil des Streuvorgangs der über perturbativer QCD zugänglich ist auch als ”hard”-Prozess und den Teil der nur über lattice QCD bestimmt werden kann als ”soft”-Prozess. Der ”soft”-Prozess ist über einen hadronischen Tensor bestimmt, der in Termen von $1/Q$ in einer Taylorreihe entwickelt werden kann. Der erste Term, ”leading twist” oder ”twist 2” bezeichnet, beinhaltet Informationen über die Quarkverteilungsfunktionen [52, 53]. Höhere ”twist”-Terme, die eine Wechselwirkung der Quarks und der Gluonen untereinander implizieren, sind in Potenzen von $1/Q$ unterdrückt.

Der Wirkungsquerschnitt kann mithilfe des leptonischen und des hadronischen Tensors parametrisiert werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E}{E'} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (2.14)$$

hierbei ist α die Feinstrukturkonstante. Der leptonische Tensor beschreibt mit den Regeln der QED die Abstrahlung des virtuellen Photons vom Lepton. Nach den Feynman-Regeln [21, 16, 18, 19] kann der leptonische Tensor wie folgt dargestellt werden:

$$L^{\mu\nu} = [\bar{u}(p', s'_l) \gamma^\mu u(p, s_l)] [\bar{u}(p, s_l) \gamma^\nu u(p', s'_l)]. \quad (2.15)$$

Der Zustände des Leptons vor und nach der Streuung werden durch Spinoren u dargestellt, die von p bzw. p' , dem Vierervektor des Leptons vor und nach der Streuung, und vom Spinvierervektor s_l abhängen. Im Falle eines polarisierten Strahls, also polarisierter Leptonen, muss über alle Spinzustände s'_l des Lepton im Endzustand summiert werden. Dabei setzt sich der Tensor aus einem symmetrischen und einem antisymmetrischen Anteil zusammen [22]:

$$L^{\mu\nu} = L^S(p; p') + iL^A(p, s_l; p'), \quad (2.16)$$

mit

$$L^S(p; p') = 2(p^\mu p^\nu + p^\mu p'^\nu - [p \cdot p' - m_l^2] g^{\mu\nu}), \quad (2.17)$$

$$L^A(p, s_l; p') = -2m_l \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha s_{l\beta}. \quad (2.18)$$

$\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ ist der total antisymmetrische Levi-Cevita-Tensor.

Der hadronische Tensor kann genauso wie der leptonische Tensor in einen antisymmetrischen und einen symmetrischen Anteil aufgespalten werden:

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^{(S)}(q; P) + iW_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S). \quad (2.19)$$

2 Physikalischer Hintergrund

Der symmetrische Anteil ist unabhängig, der antisymmetrische Teil abhängig vom Spin des Targets. Man drückt den hadronischen Tensor in Termen von vier Strukturfunktionen aus, wobei die Terme mit $W_1(Q^2, \nu)$ und $W_2(Q^2, \nu)$ (s. 2.13) den symmetrischen Teil repräsentieren, und entsprechend die Terme mit $G_1(Q^2, \nu)$ und $G_2(Q^2, \nu)$ den antisymmetrischen Teil [21]:

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu} &= 2M[W_1(q^2, P \cdot q)(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) \\
&+ \frac{W_2(q^2, P \cdot q)}{M^2}(P^\mu + \frac{P \cdot q}{q^2}q^\mu)(P^\nu + \frac{P \cdot q}{q^2}q^\nu) \\
&+ G_1(q^2, P \cdot q)M i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha S^\beta \\
&+ \frac{G_2(q^2, P \cdot q)}{M}i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha(P \cdot qS^\beta - S \cdot qP^\beta)] \quad (2.20)
\end{aligned}$$

Diese vier Strukturfunktionen können über folgende Relationen dimensionslos gemacht werden. Dies führt zu zwei Strukturfunktionen für den symmetrischen Teil, die nicht von Spin abhängen:

$$F_1(x, Q^2) = MW_1(Q^2, \nu) \quad (2.21)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu) \quad (2.22)$$

und zu zwei spinabhängigen Strukturfunktionen für den antisymmetrischen Teil:

$$g_1(x, Q^2) = M^2\nu G_1(Q^2, \nu) \quad (2.23)$$

$$g_2(x, Q^2) = M\nu^2 G_2(Q^2, \nu) \quad (2.24)$$

Die gemessenen spinunabhängigen Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ hängen für feste Werte von x nicht bzw. nur schwach von Q^2 ab, was dahingehend interpretiert werden kann, dass man an Punktladungen streut [4, 14]. Mit anderen Worten heisst das, dass das Nukleon eine Substruktur aus punktförmigen Konstituenten hat. Durch Vergleich zwischen (2.13) mit dem Wirkungsquerschnitt für Spin $\frac{1}{2}$ (2.3) ergibt sich die Calan–Gross Beziehung [15]:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (2.25)$$

Diese Beziehung konnte experimentell verifiziert werden [4]. Die Konstituenten der Nukleonen, die Quarks, sind somit Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen.

2.2 Der innere Aufbau des Nukleons

2.2.1 Die Vorwärtsstreuamplitude

Die tiefinelastische Streuung an Nukleonen kann man sich als elastische Streuung an den Quarks vorstellen. Nach dem optischen Theorem ist der hadronische Tensor mit dem Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude $T_{\mu\nu}$ verknüpft [17]:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi}\text{Im } T_{\mu\nu} \quad (2.26)$$

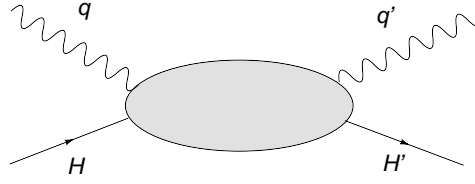


Abbildung 2.2: Veranschaulichung des hadronischen Tensors. Der leptonische Tensor ist nicht eingezeichnet und über dem Bild zu denken. q bzw. q' steht für das einfliegende bzw. ausfliegende Photon, H bzw. H' steht für das einlaufende bzw. auslaufende Hadron.

Wenn man die Vorwärtsstreuamplitude mit den Helizitäten von Photon und Hadron vor und nach der Streuung in Beziehung setzt, dann sind wegen der Helizitätserhaltung bei relativistischen Energien nur vier Kombinationen der Vorwärtsstreuamplitude möglich (in den Klammern sind die Helizitäten für Photon und Hadron vor und nach der Streuung angegeben):

$$T\left(1, \frac{1}{2}; 1, \frac{1}{2}\right), T\left(1, -\frac{1}{2}; 1, -\frac{1}{2}\right), T\left(0, \frac{1}{2}; 0, \frac{1}{2}\right), T\left(0, \frac{1}{2}; 1, -\frac{1}{2}\right) \quad (2.27)$$

Die Situation der Streuung ist in 2.2 veranschaulicht. Das graue Oval in der Mitte steht für den hadronischen Tensor. Die Eingangskanäle sind links, die Ausgangskanäle rechts. Oben ist der Eingangs- bzw. Ausgangskanal des virtuellen Photons unten des Hadrons. Die Summe der Helizitäten auf der linken Seite müssen gleich der Summe der Helizitäten auf der rechten Seite sein.

Diese vier Vorwärtsstreuamplituden können mit den Strukturfunktionen in Beziehung gesetzt werden. [19]

2.2.2 Die Quark-Korrelationsfunktion Φ

Die Beschreibung der Streuung an den Quarks mittels des hadronischen Tensors kann in zwei Prozesse unterteilt werden. Zuerst wird aus dem Nukleon mit einer bestimmten Helizität ein Quark mit einer bestimmten Helizität herausgenommen. Dies ist mit einer Quark-Korrelationsfunktion $\Phi(k, P, S)$ verknüpft, die von den Viererimpulsen des Quarks k , des Nukleons P und dem Spinvierervektor S des Nukleons abhängt. Dann erfolgt die elastische Streuung des Photons an eben diesem Quark. Das Herauslösen des Quarks aus dem Nukleon ist ein sogenannter "Soft"-Prozeß, d.h. er ist nicht mit den mitteln der perturbativen QCD berechenbar, sondern beispielsweise mit den Mitteln der Lattice-QCD, da man sich vorstellt, dass diese Funktion das Confinement der Quarks im Nukleon beschreibt. Die eigentliche Streuung des Photons am Quark ist in tiefinelastischer Streuung, also bei großen Q^2 Überträgen, ein "hard"-Prozess. Die Quark-Korrelationsfunktion lautet nach [27]:

$$\Phi_{ij}(k, P, S) = \frac{1}{(2\pi)^4} e^{i(k)\cdot\xi} \int d^4\xi \langle PS | \overline{\psi_j(0)} \psi_i(\xi) | PS \rangle \quad (2.28)$$

2 Physikalischer Hintergrund

Dieser Ausdruck muss über alle Quark–Flavours summiert werden und gilt im Lichtkegelbezugssystem, in welchem die Komponenten des Nukleonenviererrimpulses $[P^-, P^+, \vec{P}_T] = [(P^0 - P^3)/\sqrt{2}, (P^0 + P^3)/\sqrt{2}, P^1, P^2]$ lauten. ψ steht für den Dirac–Spinor des Quarks.

Mit dem hadronischen Tensor ist Φ über folgende Beziehung verknüpft [29]:

$$W_{\mu\nu}(k, P, S) = \sum_{q'} e_{q'}^2 \int d^4k \delta((k+q)^2) \text{Sp}[\Phi(k, P, S) \gamma^\mu (\not{k} + \not{q}) \gamma^\nu] \quad (2.29)$$

Hierbei ist q der Viererimpuls des virtuellen Photons und der Feynman–Slash eines Vierervektors ist über die Dirac–Matrizen definiert, z.B. als $\not{k} = \gamma^\mu k_\mu$. Die Summe geht über alle Quarkflavour q' .

Die Dirac–Matrizen können zu 16 4×4 Matrizen mit charakteristischen Transformatienseigenschaften Γ kombiniert werden [70]:

$$\Gamma^S = \mathbb{1} \quad \text{Skalar} \quad (2.30)$$

$$\Gamma_\mu^V = \gamma^\mu \quad \text{Vektor} \quad (2.31)$$

$$\Gamma_{\mu\nu}^T = \sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad \text{Tensor} \quad (2.32)$$

$$\Gamma_\mu^A = \gamma_5 \gamma^\mu \quad \text{Axialvektor} \quad (2.33)$$

$$\Gamma^P = \gamma_5 \quad \text{Pseudoskalar} \quad (2.34)$$

Die Quark–Korrelationsfunktion kann nun in der Dirac–Basis $\Gamma = \{\mathbb{1}, \gamma^\mu, \gamma^\mu \gamma_5, i\gamma_5, i\sigma^{\mu\nu} \gamma_5\}$ ausgedrückt werden:

$$\Phi(k, P, S) = \frac{1}{2} \{S\mathbb{1} + V_\mu \gamma^\mu + A_\mu \gamma_5 \gamma^\mu + iP_5 \gamma_5 + iT_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5\} \quad (2.35)$$

Wenn Transversalimpulse der Quarks vernachlässigt werden, treten in erster Ordnung (leading–twist oder twist–two) in P^+ nur die Vektor–, die Axialvektor– und die Tensor–komponente auf, wobei P^+ die Komponente des Nukleonenviererrimpulses im Lichtkegelbezugssystem ist (s. oben). Damit können die Vektor–, Axialvektor– und Tensor–komponenten von Φ durch drei reelle Amplituden $A_i(k^2, P \cdot k)$ ausgedrückt werden, die paritätserhaltend sind [19]:

$$\Phi_{ij}(k, P, S) = \frac{1}{2} \{A_1 \not{P} + A_2 \lambda \gamma_5 \not{P} + A_3 \not{P} \gamma_5 \not{S}_\perp\} \quad (2.36)$$

λ ist die Nukleonhelizität und $S \approx \lambda \frac{P}{M} + S_\perp$ der Nukleonenspin. Durch Integration der drei Amplituden über k mit der Bedingung $x = \frac{k^+}{P^+}$ erhält man die drei Quarkverteilungsfunktionen:

$$q(x) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} A_1(k, k \cdot P) \delta(x - \frac{k^+}{P^+}) \quad (2.37)$$

$$\Delta q(x) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} A_2(k, k \cdot P) \delta(x - \frac{k^+}{P^+}) \quad (2.38)$$

$$\Delta_T q(x) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} A_3(k, k \cdot P) \delta(x - \frac{k^+}{P^+}) \quad (2.39)$$

Damit ergibt sich für Φ :

$$\Phi(x) = \frac{1}{2} \{ q(x) \not{P} + \lambda \Delta q(x) \gamma_5 \not{P} + \Delta_T q(x) \not{P} \gamma_5 \not{S}_\perp \} \quad (2.40)$$

Die Vorwärtsstreuamplitude kann man sich als elastische Streuung an einem einzelnen Quark veranschaulichen, wie in Abb. 2.3 mit den entsprechenden Helizitätszuständen des Quarks gezeigt wird.

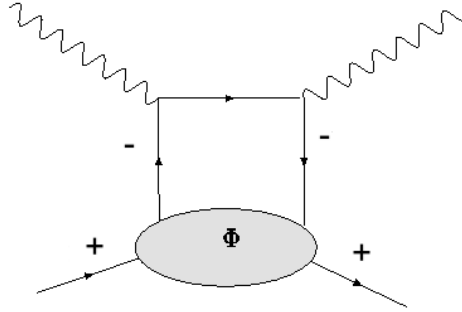


Abbildung 2.3: Veranschaulichung der Helizitätsverhältnisse bei der Vorwärtsstreuung. Das Nukleon und das Quark sind mit ihren Helizitäten eingezeichnet. Weitere Erklärungen im Text.

Das Nukleon kommt von links unten mit pos. oder neg. Helizität. Das graue Oval entspricht der Quarkkorrelationsfunktion. Mit ihr wird die Wahrscheinlichkeit ein Quark mit einer gewissen Helizität im Nukleon vorzufinden beschrieben. An diesem Quark erfolgt jetzt die elastische Streuung durch das virtuelle Photon. Auf der rechten Seite wird das virtuelle Photon wieder abgestrahlt und das Quark wieder vom Nukleon absorbiert. Da in relativistischen Streuprozessen Helizitätserhaltung gilt, müssen die Summen der Helizitäten von Quark und Nukleon auf der linken und auf der rechten Seite übereinstimmen. Berücksichtigt man weiterhin die Paritätsinvarianz, bleiben von den 16 möglichen Amplitudenkombinationen nur drei übrig:

$$A_{++;++}, A_{+-;+-}, A_{+-;-+} \quad (2.41)$$

Die drei Quarkverteilungsfunktionen können mit den Helizitätsamplituden in Beziehung gesetzt werden [70]:

$$q(x) \sim \text{Im}(A_{++;++} + A_{+-;+-}) \quad (2.42)$$

$$\Delta q(x) \sim \text{Im}(A_{++;++} - A_{+-;+-}) \quad (2.43)$$

$$\Delta_T q(x) \sim \text{Im}(A_{+-;-+}). \quad (2.44)$$

2 Physikalischer Hintergrund

Im "infinite momentum frame" gelten folgende Interpretationen für $q(x)$ und $\Delta q(x)$:

$$q(x) = q^+(x) + q^-(x) \quad (2.45)$$

$$\Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x), \quad (2.46)$$

wobei die Indizes (+) und (-) parallele bzw. antiparallele Ausrichtung bedeuten. $q(x)$ ist also die Summe der Wahrscheinlichkeit ein Quark mit Spin parallel zum Leptonenspin vorzufinden und der Wahrscheinlichkeit ein Quark mit antiparalleler Polarisation zum Leptonenspin vorzufinden, wohingegen $\Delta q(x)$ die Differenz aus beiden Wahrscheinlichkeiten ist.

Diese Quark-Verteilungsfunktionen lassen sich wie folgt mit den Strukturfunktionen verknüpfen:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 q(x) \quad (2.47)$$

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} x e_q^2 q(x) \quad (2.48)$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \Delta q(x) \quad (2.49)$$

Die Summe läuft über alle Quarkflavours.

$g_2(x)$ ist dagegen schwieriger zu interpretieren [25, 23, 24, 26]. Zusammenfassend ergibt sich im einfachen Quarkbild des Nukleons, dass die Quarkverteilungsfunktionen keine Komponenten transversal zur Targetpolarisation haben, was zu $g_2(x) = 0$ führt.

Die unpolarisierte Quarkverteilungsfunktion $q(x)$ ist mit großer Genauigkeit für u- und d-Quarks gemessen worden. Abb. 2.4 zeigt eine globale Analyse der Werte für $xu(x)$ und $xd(x)$.

Die Helizitätsverteilung $\Delta q(x)$ ist in inklusiver DIS bisher ebenfalls mit guter Genauigkeit gemessen worden. Abb. 2.5 zeigt eine globale Analyse für $x\Delta u(x)$ und $x\Delta d(x)$.

Die transversale Spinverteilung

Für den Fall, dass die Quarkspins zwar immer noch parallel zum Nukleonenspin, aber transversal zum einfliegenden Lepton sind, würde man im nichtrelativistischen Fall erwarten, dass die Helizitätsverteilung $\Delta q(x)$ gleich der Transversalverteilung $\Delta_T q(x)$ ist. Da man aber tiefinelastisch streut, der ausgetauschte Viererimpuls also relativistisch ist, ist die Rotationssymmetrie zwischen Helizitätsbasis und transversaler Basis aufgehoben. Die transversale Verteilungsfunktion ist also von der Helizitätsverteilung unterschieden.

Der Zusammenhang zwischen der transversalen Basis der Eigenzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ mit der Helizitätsbasis $|+\rangle$ und $|-\rangle$ lautet:

$$|\uparrow\rangle = \frac{1}{2}(|+\rangle + i|-\rangle) \quad , \quad |\downarrow\rangle = \frac{1}{2}(|+\rangle - i|-\rangle) \quad (2.50)$$

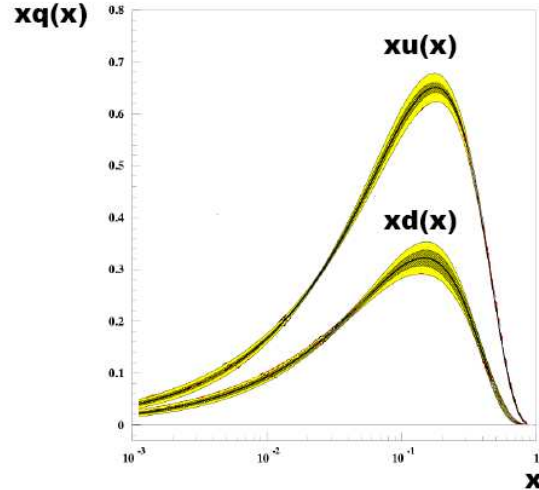


Abbildung 2.4: Die unpolarisierte Quarkverteilungsfunktion $q(x)$ für u- und d-Quarks. Dargestellt ist eine globale Analyse der Verteilungsfunktionen im Bereich $10^{-5} < x < 1$ und für $Q^2 < 10^5$. Die gelb unterlegten Bereiche geben die Unsicherheiten der Verteilungsfunktionen an [72].

Die transversale Quarkspinverteilungsfunktion wird interpretiert als die Differenz ein Quark in einem transversal polarisiertem Target parallel bzw. antiparallel ausgerichtet vorzufinden:

$$\Delta q_T(x) = q^\uparrow(x) - q^\downarrow(x). \quad (2.51)$$

Die Transversity-Verteilung ist mit der Amplitude $A_{+,-;-+}$ verknüpft, also mit einem Helizitätsflip des Quarks. Da im relativistischen Fall die Helizität des Quarks zwischen linker und rechter Seite erhalten bleiben muss, können nur die Streuamplituden A_{++++} und $A_{+,-;-+}$ vorkommen, ansonsten gibt es zwischen linker und rechter Seite einen Flip des Quarkspins vom Betrag eins. Das erklärt auch warum man im transversalen Fall keine Gluonverteilung messen kann, da Gluonen als Spin 1 Teilchen einen Spinflip vom Betrag 2 machen müssten. Dies geht aber nicht, weil das Nukleon insgesamt nur eine Gesamtspinänderung vom Betrag 1 machen kann. Die Gluonverteilung kann also nur im longitudinalen Fall gemessen werden.

Es ist wegen der Helizitätsserhaltung somit eine weitere chiral¹ ungerade Funktion erforderlich, um den ganzen Prozess wieder chiral gerade zu machen. Solche Funktionen sind manche Fragmentationsfunktionen. Diese beschreiben die Wahrscheinlichkeit, mit

¹Die Helizitätszustände masseloser Teilchen können als Eigenzustände der Matrix $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ betrachtet werden. Führt man noch die Projektionsoperatoren $\Pi^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ ein, erzeugen diese angewandt auf Dirac-Spinoren zu Lösungen der Dirac-Gleichung definierter Chiralität: $\Pi^+\Psi = R$ und $\Pi^-\Psi = L$. (R) und (L) bezeichnen Zustände rechtshändiger bzw. linkshändiger Chiralität. Bei masselosen Teilchen sind Chiralität und Helizität das gleiche. Für die Vorwärtsstreuung sind Chiralität und Helizität ebenfalls das gleiche, eine Änderung der Helizität hat also auch eine Änderung der Chiralität zur Folge. Funktionen, die unter Vorwärtsstreuung die Chiralität ändern, heißen chiral ungerade.

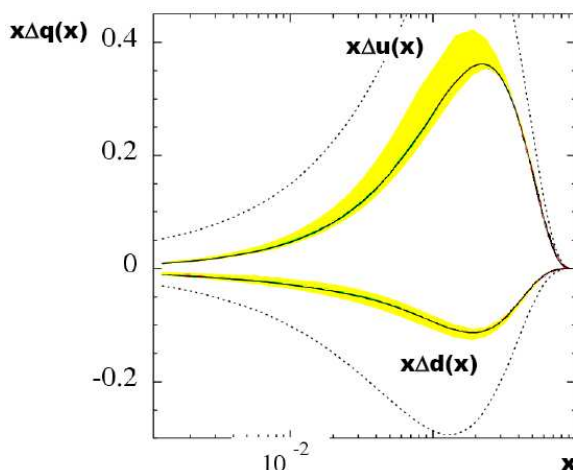


Abbildung 2.5: Die Helizitätsverteilungsfunktion $\Delta q(x)$ für u- und d-Quarks. Dargestellt ist eine globale Analyse der Verteilungsfunktionen im Bereich $10^{-3} < x < 1$ und für $Q^2 < 10^2$ mit den gelb unterlegten Unsicherheiten. Die schraffierte obere und untere Linie gibt die obere und untere Grenze der entsprechenden Verteilungsfunktion nach der Dreiecksungleichung an [73].

der das getroffene Quark in ein oder mehrere Hadronen zerfällt, wobei jeder Prozess durch eine bestimmte Funktion beschrieben wird. Auf Fragmentationsfunktionen wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Da die Impulsverteilungsfunktion $q(x)$ unabhängig von der Polarisation ist, ist es in gleicher Weise möglich $q(x)$ über die transversale Polarisation zu definieren:

$$q(x) = q(x)^+ + q(x)^- = q(x)^\uparrow + q(x)^\downarrow \quad (2.52)$$

Daraus folgt direkt mittels Dreiecksungleichung, dass

$$|\Delta q(x)| \leq q(x) \quad (2.53)$$

$$|\Delta_T q(x)| \leq q(x) \quad (2.54)$$

Nach [28] kann das zur Sofferschen Ungleichung erweitert werden:

$$|\Delta_T q(x)| \leq \frac{1}{2}(q(x) + \Delta q(x)) \quad (2.55)$$

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

2.3.1 Transversity Messungen mithilfe von ein-Hadronen Fragmentationsfunktionen (FF)

In Abb.2.6 ist die semi-inklusive Streuung mit dem Nachweis eines Hadrons in den "Current Fragmenten" dargestellt. Diese haben im Gegensatz zu den "Target Fragmenten"

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

einen hohen Transversalimpuls $\vec{P}_\perp h$ und tragen deswegen die größte Information über die transversale Verteilungsfunktion $\Delta_T q(x)$.

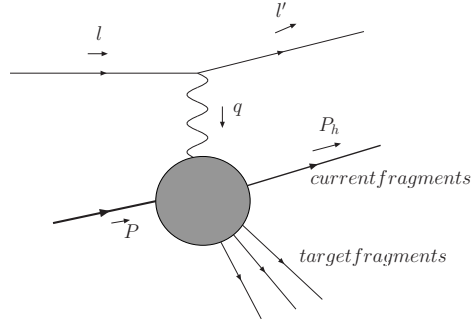


Abbildung 2.6: Semi-inklusive Streuung mit Nachweis eines Hadrons in den "Current fragments" .

Damit der Prozess der Vorwärtsstreuung bei transversal polarisiertem Target helizitätserhaltend wird, ist es, wie im vorigen Abschnitt erwähnt, notwendig eine weitere Funktion einzuführen, die ebenfalls chiral ungerade ist. Solche Funktionen sind bestimmte Fragmentationsfunktionen (FF). Sie beschreiben die Wahrscheinlichkeit einer Fragmentation des Quarks in Hadronen. In Abb.2.7 ist ein sogenanntes "handbag"-Diagramm für die semi-inklusive Streuung dargestellt. Neben die Quark-Korrelationsfunktion Φ , die die Herauslösung eines Quarks aus dem Nukleon beschreibt und die nach den Ausführungen des vorigen Abschnitts nach den Quark-Verteilungsfunktionen entwickelt werden kann, tritt noch die Quark-Quark Korrelationsfunktion Δ , die die Fragmentation des getroffenen Quarks in Hadronen des Endzustandes $|P_h, S_h, X\rangle$ beschreibt, wobei X für den Endzustand der Targetfragmente steht. Diese beiden Korrelationsfunktionen beschreiben "soft"-Vorgänge, die über lattice QCD zugänglich sind im Gegensatz zur eigentlichen Streuung des Gammas am Quark, der als "hard"-Prozess mittels perturbativer QCD zugänglich ist. Die Funktionen sind in Abb.2.7 als oberes und unteres Oval dargestellt.

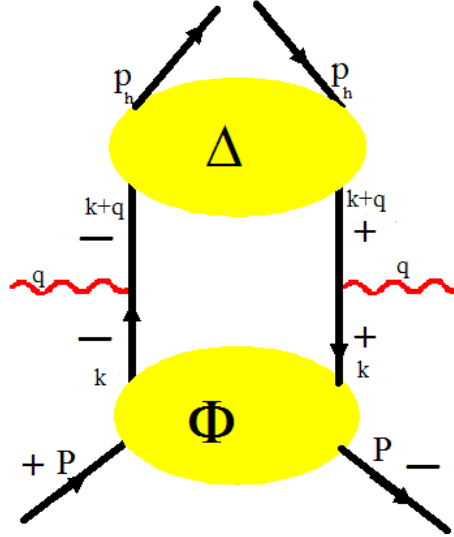


Abbildung 2.7: *handbag*-Diagramm für die semi-inklusive Streuung. Neben der Quarkkorrelationsfunktion Φ kommt auf der oberen Seite noch die Quark-Quark Korrelationsfunktion Δ hinzu, die die Fragmentation eines Quarks in Hadronen beschreibt.

Der hadronische Tensor lässt sich mit den beiden Korrelationsfunktionen wie folgt schreiben [30]:

$$2MW^{\mu\nu} = \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int d^4k d^4(k') \delta(k+q-k') \text{Tr}[\Phi(k, P, S) \gamma^\mu \Delta(k', P_h, S_h) \gamma^\nu], \quad (2.56)$$

mit $k' = k + q$. Die Korrelationsfunktion $\Delta_{ij}((k+q), P_h, S_h)$ ist wie folgt definiert:

$$\Delta_{ij}((k+q), P_h, S_h) = \frac{1}{2\pi} \int d^4\xi e^{i(k+q)\cdot\xi} \langle 0 | \psi_i(\xi) | P_h, S_h \rangle \langle P_h, S_h | \bar{\psi}_j(0) | 0 \rangle. \quad (2.57)$$

Der Vorgang der tiefinelastischen Streuung mit der Produktion eines Hadrons ist in Abb. 2.8 gezeigt. ϕ_S und ϕ_h sind der Azimutwinkel des Nukleonenspins bzw. des herausfliegenden Hadrons. P_h und S sind die Viererimpulse des ausfliegenden Hadrons und des Nukleonenspins.

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

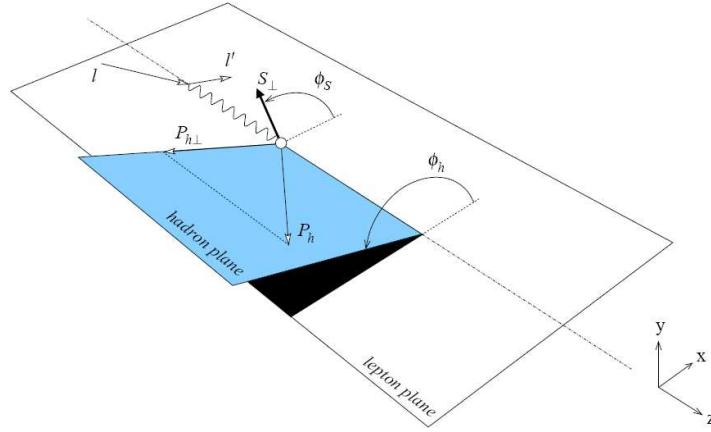


Abbildung 2.8: Die Definition der Vektoren und Winkel bei der semi-inklusiven ein-Hadronen-Produktion. $P_{\perp h}$ und S_{\perp} sind die transversalen Komponenten von P_h und S bzgl. des Gammaimpulses.[32]

Der vollständige Wirkungsquerschnitt für die semi-inklusive Streuung mittels Austausch eines virtuellen Gammas lautet [31]:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma^7}{dx dy dz d\psi d\phi_h dP_{\perp h}^2} &= \frac{\alpha^2}{xyQ^2} \frac{y}{2(1-\epsilon)} \left(1 + \frac{\gamma^2}{2x}\right) \left[F_{UU,T} + \epsilon F_{UU,L} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \cos\phi_h F_{UU}^{\cos\phi_h} \right. \\
 &+ \epsilon \cos(2\phi_h) F_{UU}^{\cos 2\phi_h} + \lambda_l \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \sin\phi_h F_{LU}^{\sin\phi_h} \\
 &+ S_L \left[2\sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \sin\phi_h F_{UL}^{\sin\phi_h} + \epsilon \sin(2\phi_h) F_{UL}^{\sin 2\phi_h} \right] \\
 &+ \lambda_l S_L \left[\sqrt{1-\epsilon^2} F_{LL} + \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \cos\phi_h F_{LL}^{\cos\phi_h} \right] \\
 &+ S_{\perp} \left[\sin(\phi_h - \phi_S) \left(F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} + \epsilon F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} \right) \right. \\
 &+ \epsilon \sin(\phi_h + \phi_S) F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} + \epsilon \sin(3\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S)} \\
 &+ \left. \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \sin\phi_S F_{UT}^{\sin\phi_S} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \sin(2\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(2\phi_h - \phi_S)} \right] \\
 &+ S_{\perp} \lambda_l \left[\sqrt{1-\epsilon^2} \cos(\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} + \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \cos\phi_S F_{LT}^{\cos\phi_S} \right. \\
 &+ \left. \left. \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \cos(2\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} \right] \right]. \tag{2.58}
 \end{aligned}$$

S_L ist die longitudinale Komponente des Targetspins, S_{\perp} dessen transversale Komponente, λ_l ist die Polarisation des einfliegenden Leptonenstrahls und α ist die Feinstrukturkonstante. Die Größe ϵ ist definiert als das Verhältnis aus longitudinalem und transversalem Photonenfluss:

$$\epsilon = \frac{1 - y - \frac{1}{4}\gamma^2 y^2}{1 - y + \frac{1}{2}y^2 + \frac{1}{4}\gamma^2 y^2}, \tag{2.59}$$

2 Physikalischer Hintergrund

mit $\gamma = \frac{2Mx}{Q}$.

Bei der Notation der Strukturfunktionen $F_{\text{Pol.Modus}}^{\text{Moment}}$ entspricht der hochgestellte Ausdruck der gemessenen azimuthalen Asymmetrie in den Zählraten für die Winkelverteilung. Der erste und zweite tiefgestellte Ausdruck sind die Polarisierungen des Strahls und des Targets und der dritte tiefgestellte Index gibt für F_{UU} und $F_{UT}^{\sin(\phi_h - \phi_S)}$ die Polarisation des Photons an. Die Strukturfunktionen hängen von x , Q^2 , z und $P_{\perp h}$ ab.

Wie man an der Formel für den Wirkungsquerschnitt sieht, gibt es 8 Strukturfunktionen, die von der transversalen Polarisation des Targets abhängen. Diese sind proportional zu Faltungen von Fragmentations- mit Verteilungsfunktionen [33]. In führender Ordnung gelten folgende Relationen (der Zusammenhang mit der Notation $\Delta_T q(x)$ ist in 2.69 gegeben):

$$F_{UT}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} \propto f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2), \quad (2.60)$$

$$F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} \propto h_1^q(x, k_T^2) \otimes H_{1q}^{\perp h}(z, P_{\perp h}^2), \quad (2.61)$$

$$F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} \propto g_{1T}^q(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2), \quad (2.62)$$

$$F_{UT}^{\cos(3\phi_h - \phi_S)} \propto h_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) \otimes H_{1q}^{\perp h}(z, P_{\perp h}^2). \quad (2.63)$$

Die anderen 4 Relationen für die Strukturfunktionen sind zwar höherer Ordnung in QCD (twist 3), aber da diese proportional zu Fragmentations- und Verteilungsfunktionen in führender Ordnung (twist 2) sind und bei Berücksichtigung von kinematischen Korrekturen der Ordnung $|\vec{k}_T|/Q$, ergeben diese Strukturfunktionen trotzdem nicht verschwindende Asymmetriebeiträge:

$$F_{LT}^{\cos \phi_S} \propto \frac{M}{Q} g_{1T}^q(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2), \quad (2.64)$$

$$F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} \propto \frac{M}{Q} g_{1T}^q(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2), \quad (2.65)$$

$$F_{UT}^{\sin \phi_S} \propto \frac{M}{Q} \left(h_1^q(x, k_T^2) \otimes H_{1q}^{\perp h}(z, P_{\perp h}^2) + f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2) \right), \quad (2.66)$$

$$F_{UT}^{\sin(2\phi_h - \phi_S)} \propto \frac{M}{Q} \left(h_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) \otimes H_{1q}^{\perp h}(z, P_{\perp h}^2) + f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2) \right). \quad (2.67)$$

Der spinunabhängige Teil des Wirkungsquerschnitts beträgt:

$$F_{UU,T} \propto f_1^q(x, k_T^2) \otimes D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2). \quad (2.68)$$

$D_{1q}^h(z, P_{\perp h}^2)$ ist die chiral gerade Fragmentationsfunktion, die die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass ein unpolarisiertes Quark in ein unpolarisiertes Hadron fragmentiert. $H_{1q}^{\perp h}(z, P_{\perp h}^2)$ ist die chiral ungerade Fragmentationsfunktion für die Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks in ein unpolarisiertes Hadron.

Die oben aufgeführten Quarkverteilungsfunktionen haben folgenden Bedeutungen.

- $f_1^q(x, k_T^2)$ ist die unpolarisierte Verteilungsfunktionen, aus der sich nach Integration über k_T $\int d^2 k_T f_1^q(x, k_T^2) = q(x)$ ergibt.

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

- $f_{1T}^{q\perp}(x, k_T^2)$ ist eine naive T-odd Funktion. Diese hängt mit der Siversverteilungsfunktion (s. unten) über folgende Beziehung zusammen: $\Delta_0^T q(x, k_T) = -\frac{k_T}{M} f_{1T}^{q\perp}(x, k_T^2)$.
- $g_{1T}^q(x, k_T^2)$ ist die Verteilungsfunktion von longitudinal polarisierten Quarks in einem transversal polarisierten Nukleon.
- $h_{1T}^q(x, k_T^2)$ ist die Verteilungsfunktion transversal polarisierter Quarks entlang der transversalen Targetpolarisation.
- $h_{1L}^{q\perp}(x, k_T^2)$ beschreibt die transversale Quarkverteilung entlang des intrinsischen Quarktransversalimpulses in einem longitudinalen Target.
- $h_{1T}^{q\perp}(x, k_T^2)$ ist die transversale Quarkverteilung entlang des intrinsischen Quarktransversalimpulses in einem transversal polarisierten Target.
- $h_1^{\perp q}(x, k_T^2)$ beschreibt die Verteilung des Quarktransversalimpulses entlang der Normalen zur Ebene, die durch den intrinsischen Quarkimpuls und dem Nukleonimpuls in einem unpolarisierten Target aufgespannt wird.
- Für $h_1^q(x, k_T^2)$ gilt: $h_1^q(x, k_T^2) = h_{1T}^q(x, k_T^2) + \frac{k_T^2}{2M} h_{1T}^{q\perp}(x, k_T^2)$.

Die Transversityfunktion $\Delta_T q(x)$, die in obigen Abschnitten erwähnt wurde, kann durch folgende Beziehung aus obigen Verteilungsfunktionen durch Integration über den Quarktransversalimpuls k_t gebildet werden:

$$\Delta_T q(x) = \int d^2 k_T \left(h_{1T}^q(x, k_T^2) + \frac{k_T^2}{2M} h_{1T}^{q\perp}(x, k_T^2) \right). \quad (2.69)$$

Durch Faktorisierung der kinematischen Beiträge ϵ zum kinematischen Depolarisationsfaktoren D^{Moment} bei Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung als $(1/Q)$ und Einführung von Asymmetrien $A_{\text{Pol.modus}}^{\text{Moment}} = \frac{F_{\text{Pol.Modus}}^{\text{Moment}}}{F_{UU}}$, also des Verhältnisses der Strukturfunktion eines bestimmten Moments zur Strukturfunktion im unpolarisierten Fall, lässt sich der Wirkungsquerschnitt umformulieren:

$$d\sigma(\phi_h, \phi_s) \propto \left(1 + \vec{S}_\perp \sum_5 D^{\text{Moment}} A_{UT}^{\text{Moment}} \text{Moment}_i(\phi_h, \phi_s) + \right. \quad (2.70) \\ \left. + \lambda_i \vec{S}_\perp \sum_8 D^{\text{Moment}} A_{LT}^{\text{Moment}} \text{Moment}_i(\phi_h, \phi_s) + \dots \right)$$

Für die kinematischen Depolarisationsfaktoren ergeben sich folgende Relationen:

$$D^{\sin(\phi_h - \phi_S)}(y) = 1, \quad (2.71)$$

$$D^{\sin(\phi_h + \phi_S)}(y) = D^{\sin(3\phi_h + \phi_S)}(y) = D_{NN}(y) = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}, \quad (2.72)$$

$$D^{\sin(2\phi_h - \phi_S)}(y) = D^{\sin(\phi_S)} = \frac{2(2-y)\sqrt{1-y}}{1+(1-y)^2}, \quad (2.73)$$

$$D^{\cos(\phi_h - \phi_S)} = D(y) = \frac{y(2-y)}{1+(1-y)^2}, \quad (2.74)$$

$$D^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} = D^{\cos(\phi_S)}(y) = \frac{2y\sqrt{1-y}}{1+(1-y)^2}. \quad (2.75)$$

Der Collins–Mechanismus

Eine der eben beschriebenen Asymmetrien ist die Collinsasymmetrie [40, 64], welche sich als Quotient aus den Faltungen zwischen folgenden Verteilungs- und Fragmentationsfunktionen beschreiben lässt:

$$A_{Coll}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} = \frac{\sum_q e_q^2 \cdot \Delta_T q \cdot \Delta_T^0 D_q^h}{\sum_q e_q^2 \cdot q \cdot D_{1q}^h}, \quad (2.76)$$

wobei $\Delta_T^0 D_q^h$ die Collins–FF ist, die mit der oben eingeführten Fragmentationsfunktion über $-\frac{m}{P_{\perp h}} \Delta_T^0 D_q^h(z, P_{\perp h}^2) = H_{1q}^{\perp h}(z, P_{\perp h}^2)$ zusammenhängt, wobei m die Masse des herausfliegenden Hadrons ist. Die Summe geht über alle Quarkflavour. Mit diesem Effekt ist es unter Kenntnis der Collinsfunktion $\Delta_T^0 D_q^h$ möglich, die Transversiverteilung $\Delta_T q$ zu messen.

In diesem Mechanismus ist die chirale ungerade Fragmentationsfunktion die Collins–Funktion. Sie ist definiert als $\Delta_T^0 D_q^h = D_{q\uparrow}^h - D_{q\downarrow}^h$, also als Differenz der Wahrscheinlichkeiten der Fragmentation eines parallel zum Nucleonenspin polarisierten Quarks in ein unpolarisiertes Hadron und der Fragmentation eines entgegengesetzt polarisierten Quarks in ein unpolarisiertes Hadron. Eine anschauliche Interpretation der Vorgänge liefert Abb. 2.9. Das virtuelle Gamma wird von einem Quark im Nucleon absorbiert, was einen Spinflip des Quarks zur Folge hat. Durch die somit übertragene Energie entsteht ein Quark–Antiquarkpaar, deren Spins parallel sind, die damit im p Vakuumquantenzustand erzeugt werden. Das entstandene Quark verbleibt im Nucleon, während das entstandene Antiquark mit dem Quark des Nucleons, das das Gamma absorbiert hat, ein Meson mit Spin 0 bildet. Durch die Drehimpulserhaltung resultiert ein Bahndrehimpuls der entstandenen Teilchen, wodurch das Meson vorzugsweise in eine Richtung emittiert wird. Es entsteht eine links-rechts Asymmetrie in der Winkelverteilung der Zählraten.

Die Collinsfunktion zählt zu den sogenannten naiven T–odd Funktionen. Der Zeitumkehroperator T ändert den Nucleonzustand normalerweise zu $T|PS\rangle = | -P - S \rangle$, wohingegen bei naiven T–odd Funktionen der Zeitumkehroperator T den Anfangszustand nur zu $T|PS\rangle = |P - S\rangle$ ändert.

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

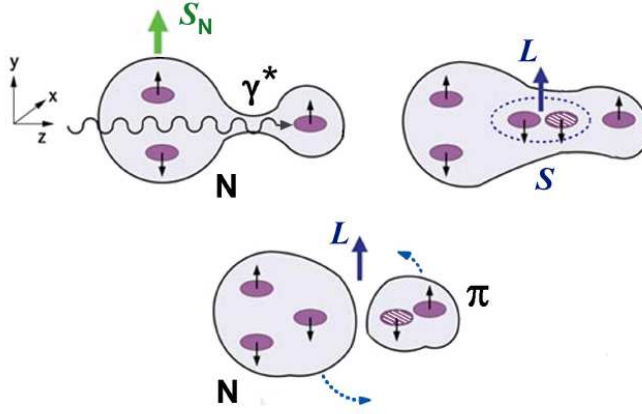


Abbildung 2.9: Veranschaulichung des Collins-Effekts. Das einflussende Gamma erzeugt ein Quark-Antiquarkpaar, das im p Vakuumentzustand erzeugt wird. Man erwartet eine links-rechts Asymmetrie. [43]

Während Funktionen, die die Zeitumkehrinvarianz verletzen, einen verschwindend geringen Anteil am Wirkungsquerschnitt der Reaktion haben, können naive T-odd Funktionen aber als Wechselwirkungen im Endzustand verstanden werden und damit zu experimentell zugänglichen Asymmetrien führen [21].

Der Collins-Effekt wurde bislang von der HERMES-Kollaboration [47] an einem Protonentarget und von der COMPASS-Kollaboration [64] am Deuteronentarget gemessen. Erste Messungen der Collins-FF wurden mittels der Reaktion $e^+e^- \rightarrow h_1 h_2 X$ von der BELLE-Kollaboration [48] durchgeführt. Bei diesen Messungen misst man die Faltung zweier Collins-FF. Diese Messungen kombiniert mit den COMPASS und HERMES Resultaten führten zu ersten Ergebnissen zur Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$. Durch Kombination der Messungen an Proton und Deuteron ist es mittels Isospinsymmetrien möglich, die Transversity-Verteilungen für u-Quarks und d-Quarks zu bestimmen [49]. Die ersten Ergebnisse hierfür zeigt Abb. 2.10, wobei die obere bzw. die untere Linie die Grenzen nach der Sofferschen Ungleichung bedeuten und die schraffierten Bereiche die Unsicherheiten der gemessenen Verteilungen angeben.

Der Sivers-Effekt

Einen anderen transversalen Spineffekt beschreibt die Siversasymmetrie:

$$A_{Sivers}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} = \frac{\sum_q e_q^2 \cdot \frac{-k_T}{M} f_{1T}^{q\perp} \cdot D_{1q}^h}{\sum_q e_q^2 \cdot f_1^q \cdot D_{1q}^h}. \quad (2.77)$$

Die Siversfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines unpolarisierten Quarks in einem transversal polarisierten Nucleon [46]. Ebenso wie die Collins-Fragmentationsfunktion ist die Sivers-Verteilungsfunktion eine naive T-odd Funktion aber als Verteilungsfunktion chiral-gerade.

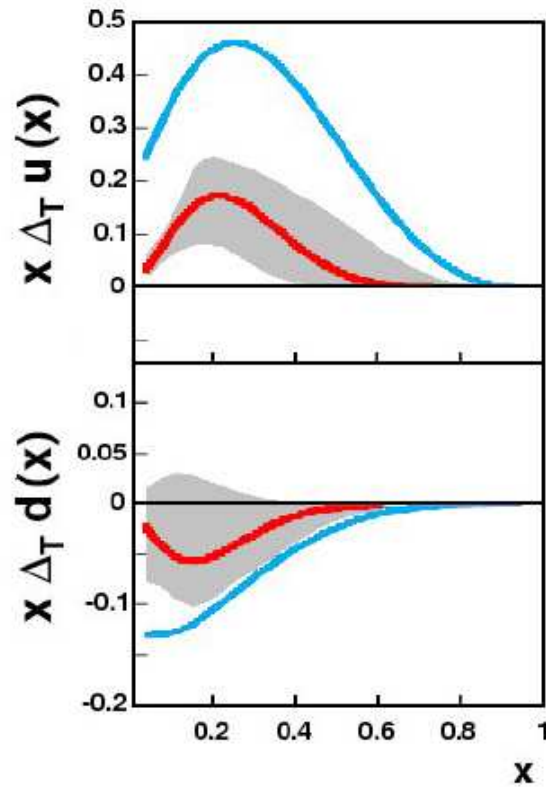


Abbildung 2.10: Erste Ergebnisse der transversalen Spinverteilung für u- und d-Quarks. Die rote obere bzw. untere Linie ist die jeweilige Grenzbedingung nach Soffer und der schraffierte Bereich ist die Unsicherheit der gemessenen Verteilung. [49]

In einem halbklassischen Bild ist es möglich sich den Siverseffekt anschaulich zu machen. Abb. 2.11 zeigt die Quarkdichtefunktion in Abhängigkeit von der Hemisphäre. Die unpolarisierten Quarks tragen einen Bahndrehimpuls [45]. Von vorne betrachtet ist die Quarkdichtefunktion damit in tief inelastischer Streuung auf der linken Seite höher als auf der rechten Seite, da die Quarks auf dieser Seite des Nukleons dem einfliegenden Gamma entgegenfliegen. Das entstandene Hadron des fragmentierenden Quarks erfährt dann aufgrund der starken Wechselwirkung mit den Quarks im Nukleon eine stärkere Anziehung zu der Seite des Nukleons, wo die Quarkdichtefunktion in Vorwärtsrichtung höher ist. Es resultiert ebenso wie beim Collins-Effekt eine links-rechts Asymmetrie.

2.3.2 Messung von Transversity mittels Zwei-Hadronen Fragmentation

In vorigem Abschnitt wurden nur Messungen der Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$ und anderer Asymmetrien im transversal polarisierten Target beschrieben, die in semi inklusiver Streuung mit dem Nachweis nur eines Hadrons im Current-Strom erfolgten. Man

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

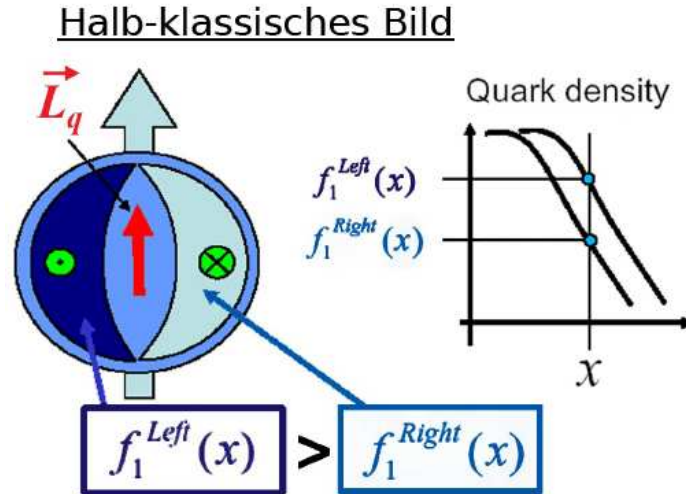


Abbildung 2.11: Die Quarkdichtefunktion für die beiden Hemisphären des Nukleons. Die Einflugsrichtung des Gammas ist von vorne.

kann die Transversity-Verteilung $\Delta_{Tq}(x)$ aber auch in semi-inklusive Streuung mit dem Nachweis von zwei Hadronen im Current-Strom bestimmen (s. Abb.2.12). Dabei ergibt sich ein Effekt ähnlich dem Collins-Effekt.

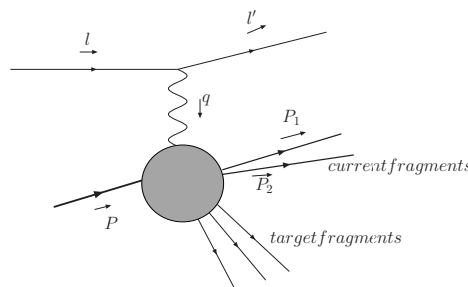


Abbildung 2.12: Die semi-inklusive Streuung mit zwei Hadronen Fragmentation.

Nach [30] lässt sich die Lepton-Streuung an einem transversal polarisierten Target durch Abb.2.13 beschreiben. Ein Lepton hat vor der Streuung den Impuls \vec{p} und danach \vec{p}' . Bei der Streuung wird auf das Targetnukleon mit Spin \vec{S} , Masse M und Impuls \vec{P} ein Impuls $q = (p - p')$ mittels eines virtuellen Gammas übertragen. Im Nukleon trifft dieses Gamma ein Quark mit dem Impuls \vec{k} und überträgt seine Energie auf dieses, so dass der Impuls des Quarks danach $\vec{k}' = (\vec{q} + \vec{k})$ ist. Dann fragmentiert dieses Quark, wie in Abb. 2.12 in verschiedene Targetfragmente und in zwei Hadronen, welche in Abb. 2.12 mit \vec{P}_1 und \vec{P}_2 bezeichnet sind. Weiterhin sind in Abb.2.13 der Summenvektor $\vec{P}_h = (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)$ und der Differenzvektor $\vec{R} = (\vec{P}_1 - \vec{P}_2)/2$ gezeigt, wobei das Bezugssystem so gewählt ist, dass z-Achse entgegengesetzt zur Richtung des

2 Physikalischer Hintergrund

virtuellen Gammas liegt. Damit haben das Target und die herausfliegenden Hadronen einen nichtverschwindenden Transversalimpuls. Die Richtung der y -Achse entspricht $(-\vec{q} \times \vec{p}')$, ist also senkrecht zur Ebene der Impulse des gestreuten Leptons und des virtuellen Gammas. ϕ_R und ϕ_S sind die Azimutwinkel von \vec{R}_T und \vec{S}_\perp bezüglich der Leptonen-Streuebene, wobei \vec{R}_T die Komponente von \vec{R} transversal zu \vec{P}_h ist und \vec{S}_\perp die transversale Komponente des Spins darstellt.

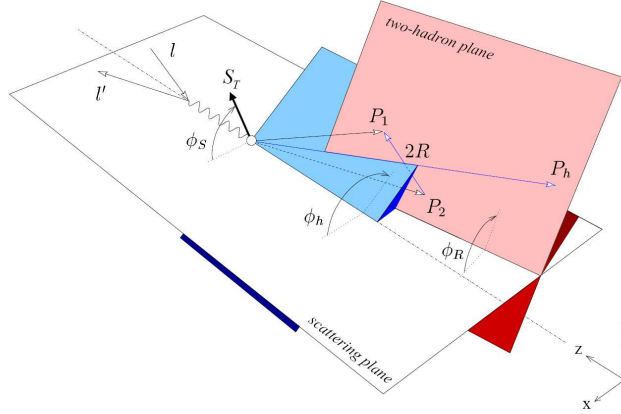


Abbildung 2.13: Die Definitionen der Winkel und Vektoren nach [30]. S_T wird im Text mit S_\perp bezeichnet. [30]

In der zwei Hadronen Korrelation gibt es Unterschiede zum Wirkungsquerschnitt der oben besprochenen ein Hadronen Fragmentation, da der Wirkungsquerschnitt in diesem Fall von der invarianten Masse der Hadronen abhängt, statt vom Transversalimpuls des Hadrons. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich nach [35] wie folgt schreiben:

$$\frac{d^7\sigma}{dx dy d\zeta dM_h^2 d\phi_S d\phi_R} = \sum_q \frac{\alpha^2 y e_q^2}{32zQ^4} L_{\mu\nu} 2M W_q^{\mu\nu}. \quad (2.78)$$

Die Summe läuft über alle Quark-Flavour. $L_{\mu\nu}$ ist der leptonische Tensor, M die Targetmasse und M_h die Masse Hadronenpaares. Die Größe ζ ist über die Lichtkegelkoordinaten definiert als $\zeta = 2R^-/P_h^-$. Der hadronische Tensor besteht ebenso wie in ein Hadronen Fragmentation aus zwei Quarkkorrelationsfunktionen Φ und Δ , die den "soft"-Anteil des hadronischen Tensors beschreiben. In Abb. 2.14 ist das Handbag-Diagramm für die zwei Hadronen Fragmentation dargestellt. Das untere Oval entspricht der Quarkkorrelationsfunktion Φ das obere der Quark-Quark Korrelationsfunktion Δ . Da die Quarks im Nukleon im "infinite momentum frame" betrachtet werden, gehen in führender Ordnung nur die positiven und negativen Komponenten des Spinors Ψ bezüglich des Lichtkegels ein. Die Projektion des Spinors Ψ auf diese Richtungen besorgt der Projektionsoperator $\mathcal{P}_\pm = \frac{1}{2}\gamma^\mp\gamma^\pm$. Ähnlich wie in ein Hadronen Fall kann nun Φ auf dem Lichtkegel für jede Quarkflavour mit den Quarkverteilungsfunktionen parametrisiert werden:

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

$$\mathcal{P}_+ \Phi^q(x, S) \gamma^+ = (q(x) + \lambda \Delta q(x) \gamma_5 + 2 \Delta_T q(x) \gamma_5 \vec{S}_\perp) \mathcal{P}_+, \quad (2.79)$$

wobei $\lambda = S^+ M / P^+$ die Lichtkegelhelizität des Targets und $\vec{S}_\perp(S_x, S_y)$ die Transversalkomponente des Targetspins sind. $x = k^+ / P^+$ repräsentiert hier im Lichtkegel den Anteil des Targetimpulses den das Quark anfänglich trägt.

Desgleichen kann die Quark–Quark Korrelationsfunktion Δ für jede Quarkflavour im Lichtkegelkoordinatensystem nach Fragmentationsfunktionen parametrisiert werden:

$$\mathcal{P}_- \Delta^q(z, \zeta, M_h^2, \phi_R) \gamma^- = \frac{1}{8\pi} \left(D_1^q(z, \zeta, M_h^2) + i H_1^{\triangleleft q}(z, \zeta, M_h^2) \frac{\vec{R}_T}{M_h} \right) \mathcal{P}_-, \quad (2.80)$$

hierbei beschreibt $z = P_h^- / k'^-$ den Anteil des Impulses des getroffenen Quarks den das Hadronenpaar im Lichtkegel hat.

Für den Wirkungsquerschnitt der semi-inklusive zwei Hadronenproduktion ergibt sich folgender Ausdruck [35]:

$$\begin{aligned} \frac{d^7 \sigma}{d\zeta dM_h^2 d\phi_R dz_h dx dy d\phi_S} &= \frac{\alpha^2}{2\pi Q^2 y} \sum_q e_q^2 \left(A(y) q(x) D_1^q(x, \zeta, M_h^2) \right. \\ &+ \lambda_l S_L C(y) \Delta q(x) D_1^q(x, \zeta, M_h^2) + B(y) S_\perp \frac{|\vec{R}_T|}{M_h} \sin(\phi_R + \phi_S) \Delta_T q(x) H_1^{\triangleleft q}(z, \zeta, M_h^2) \left. \right) \end{aligned} \quad (2.81)$$

mit

$$A(y) = 1 - y + y^2/2, \quad B(y) = 1 - y \quad C(y) = y(1 - y/2). \quad (2.82)$$

Für einen kompletten Wirkungsquerschnitt, der auch Beiträge höherer Ordnung (bis zu twist drei) enthält, sei auf [34] verwiesen. Ebenso ist es möglich zum Wirkungsquerschnitt für einen unpolarisierten Strahl und ein transversal polarisiertes Target einen Term einzufügen, der dem Siversseffekt in der ein-Hadron Fragmentation entspricht [34]:

$$\begin{aligned} d\sigma_{UT}^7 &= \frac{\alpha^2}{2\pi Q^2 y} |\vec{S}_\perp| \sum_q e_q^2 \left(B(y) \sin(\phi_R + \phi_S) \frac{|\vec{R}_T|}{M_h} \Delta_T q(x) H_1^{\triangleleft q}(z, \zeta, M_h^2) \right. \\ &\left. - 2(2 - y) \sqrt{1 - y} \sin \phi_S \frac{M_h}{Q} \frac{M}{M_h} x f_{1T}^{q\perp}(x) D_1^q(z, \zeta, M_h^2) \right). \end{aligned} \quad (2.83)$$

Die (\vec{k}_T integrierte) Verteilungsfunktion $f_T(x)$ ist T-odd und entspricht der Siversfunktion in der ein-Hadron Fragmentation. In dieser Arbeit werden allerdings nur Messergebnisse zu $\Delta_T q(x)$ mittels zwei-Hadronen Fragmentation besprochen.

Mithilfe von H_1^{\triangleleft} , die eine chiral ungerade Funktion ist, ist die Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$ zugänglich. H_1^{\triangleleft} ist außerdem die einzige bekannte T-odd Funktion die in führender Ordnung nach Integration über \vec{k}_T nicht verschwindet [35]. Durch den T-odd Charakter von H_1^{\triangleleft} ergibt sich wie im Fall der Collinsasymmetrie eine Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt.

Die Entstehung der Asymmetrie kann man sich so denken, dass der Spinflip des getroffenen Quarks durch den Bahndrehimpuls des Hadronenpaares davongetragen wird. In

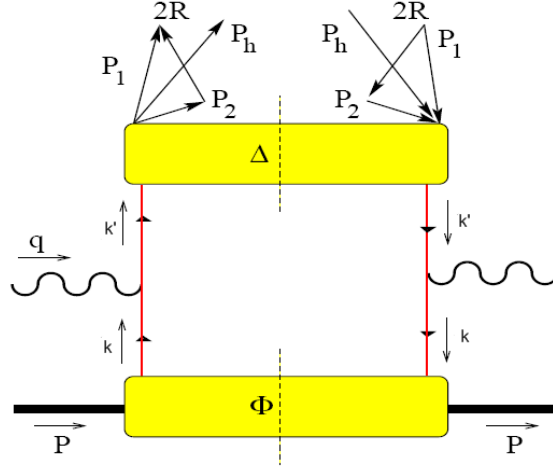


Abbildung 2.14: Handbag-Diagramm für die zwei-Hadronen-Fragmentation. Die Helizitäten sind als Pfeile angegeben [35].

Abb. 2.14 sind demnach die auf der linken Seite aus dem oberen Oval herausfliegenden Hadronen in einem anderen Bahndrehimpulszustand als die auf der rechten Seite wieder eintretenden. Auf der linken Seite können sich die Hadronen z.B. im s-Wellenzustand befinden und auf der rechten Seite im p-Zustand, oder auch umgekehrt. Die Asymmetrie lässt sich als Interferenz zwischen s- und p-Wellenzuständen berechnen. Deshalb wird diese Fragmentationsfunktion $H_1^{\leftarrow q}$ auch "Interference Fragmentation Function (IFF)" [36, 38, 39, 41, 42] genannt.

Durch Partialwellenentwicklung kann der Wirkungsquerschnitt für einen unpolarisierten Strahl und ein transversal polarisiertes Target erweitert werden [35]:

$$\frac{d^7\sigma}{d\zeta dM_h^2 d\phi_R d\phi_S dx dy dz} = \sum_q e_q^2 \frac{\alpha^2}{2\pi Q^2 y} B(y) \frac{S_{\perp} |\vec{R}|}{M_h} \sin(\phi_R + \phi_S) \Delta_T q(x) \sin\theta (H_{1,UT}^{\leftarrow q} + \cos\theta H_{1,LT}^{\leftarrow q}) \quad (2.84)$$

Die Summe geht wieder über alle Quarkflavour. Der Winkel θ ist nach Abb.2.15 definiert. Dargestellt sind die beiden Hadronenimpulse in ihrem Schwerpunktsystem. Die Boostachse, um ins Schwerpunktsystem zu gelangen ist \vec{P}_h , der Impulssummenvektor aus \vec{P}_1 und \vec{P}_2 . θ ist der Winkel im Schwerpunktsystem zwischen \vec{P}_1 und der Boostachse \vec{P}_h . Es gilt die Beziehung: $|\vec{R}_T| = \sin\theta |\vec{R}|$. Der Betrag des Vektors \vec{R} im Laborsystem ist definiert als: $|\vec{R}| = \frac{1}{2} \sqrt{M_h^2 - 2(M_1^2 + M_2^2) + (M_1^2 - M_2^2)^2}$.

Durch Integration von 2.84 nach $\cos\theta$ erhält man einen Wirkungsquerschnitt, der nur von $H_{1,UT}^{\leftarrow q}$ abhängt:

$$\int_{-1}^1 d\cos\theta \frac{d^7\sigma_{UT}}{d\zeta dx dy dz d\phi_R d\phi_S} = \sum_q e_q^2 \frac{\alpha^2}{4Q^2 y} B(y) \frac{S_{\perp} |\vec{R}|}{M_h} \sin(\phi_R + \phi_S) \Delta_T q(x) H_{1,UT}^{\leftarrow q}(z, M_h^2) \quad (2.85)$$

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

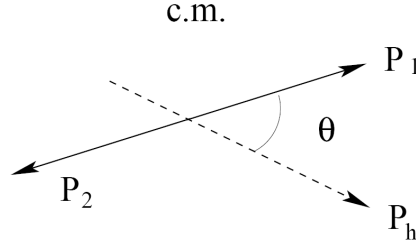


Abbildung 2.15: Definition des Winkels θ im Schwerpunktsystem der beiden Hadronen.

Die IFF in 2.84, die mit der Transversityverteilung verknüpft ist, setzt sich aus zwei chiral ungeraden, naiven T-odd Funktionen zusammen. $H_{1,UT}^{\lessdot}$ beschreibt die Interferenz zwischen s- und p-Zuständen der Hadronenpaare auf beiden Seiten der Comptonstreuamplitude in Abb. 2.14. $H_{1,LT}^{\lessdot}$ beschreibt dagegen eine Interferenz zwischen zwei Hadronenpaaren, die sich beide im p-Wellenzustand befinden. Da die beiden Hadronen als spinlos betrachtet werden (z.B. als Pionen), muss $H_{1,LT}^{\lessdot}$ die Fragmentation in zwei Hadronen über einen Spin-1 Zustand (z.B. eine ρ -Resonanz) beschreiben. Dieser Spin-1 Zustand zerfällt dann in zwei spinlose Hadronen, so dass diese den Drehimpuls als Bahndrehimpuls wegtragen. Die T-odd IFF beschreibt dann die Interferenz zwischen zwei verschiedenen p-Wellenkanälen, also die Interferenz zwischen longitudinal und transversal polarisierten Hadronenpaaren in p-Wellenzustand. Da die Fragmentation über einen Spin-1 ein Hadronenzustand erfolgt, hat $H_{1,LT}^{\lessdot}$ ähnliche Eigenschaften wie eine ein-Hadronen-FF. $H_{1,LT}^{\lessdot}$ könnte den gleichen Ursprung haben wie die Collins-FF.

Obwohl es mit Gl. 2.84 möglich sein sollte, die Faltungen der beiden IFF mit der Transversityverteilung voneinander aufzutrennen, wenn man den Winkel θ für Hadronen bestimmen kann, die aus transversal polarisierten Quarks entstanden sind, ist dies bisher aber aus messtechnischen Gründen nicht möglich, da keine Unterscheidung der Hadronenpaare nach ihrer Erzeugung aus einem unpolarisierten Quark oder aus einem transversal polarisierten Quark erfolgen kann.

Für die Winkel ϕ_R und ϕ_S sind durch folgende Beziehungen definiert [37]:

$$\cos \phi_S = \frac{(\hat{q} \times \vec{l}) \cdot (\hat{q} \times \vec{S})}{|\hat{q} \times \vec{l}| |\hat{q} \times \vec{S}|} \quad \sin \phi_S = \frac{(\vec{l} \times \vec{S}) \cdot \hat{q}}{|\hat{q} \times \vec{l}| |\hat{q} \times \vec{S}|} \quad (2.86)$$

$$\cos \phi_R = \frac{(\hat{q} \times \vec{l}) \cdot (\hat{q} \times \vec{R}_T)}{|\hat{q} \times \vec{l}| |\hat{q} \times \vec{R}_T|} \quad \sin \phi_S = \frac{(\vec{l} \times \vec{R}_T) \cdot \hat{q}}{|\hat{q} \times \vec{l}| |\hat{q} \times \vec{R}_T|}, \quad (2.87)$$

wobei $\hat{q} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}$ der Einheitsvektor des virtuellen Gammaimpulses ist.

Mit diesen Konventionen ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt 2.85 ein Vorzeichenwechsel, weil die z-Achse in der Richtung invertiert wird (für die Definition der Winkel nach dieser Konvention s. Abb. 4.1). Letztendlich ergibt sich folgende Asymmetrie, die

gemessen werden kann [66]:

$$\begin{aligned}
 A_{UT}^{\sin(\phi_R+\phi_S)}(x, z, y, M_h^2) &= \frac{1}{S_\perp} \frac{1}{\sin(\phi_R + \phi_S)} \frac{d\sigma_{UT}^6}{d\sigma_{UU}^6} \\
 &= -\frac{B(y)}{A(y)} \frac{\pi |\vec{R}| \sum_q e_q^2 \Delta_T q(x) H_{1,UT}^{\leq q}(z, M_h^2)}{4M_h \sum_q e_q^2 q(x) D_{1,UU}^q(z, M_h^2)}
 \end{aligned}
 \tag{2.88}$$

$D_{1,UU}$ ist die Fragmentationsfunktion das ein unpolarisiertes Quark in unpolarisierte Hadronen fragmentiert. Diese befinden sich im Bild der Steuamplitude sowohl auf der linken als auch auf der rechten Seite des Handbagdiagramms im gleichen relativen Partikellwellenzustand. Also entweder beide Paare im s-Wellenzustand oder beide Paare in der p-Welle. Es gibt keinen Interferenzbeitrag der Art, dass die Paare sich in verschiedenen Wellenzuständen befinden könnten.

Die "interference" FF kann ebenso wie die Collins-FF in e^+e^- Annihilation gemessen werden mittels der Reaktion $e^+e^- \rightarrow h_1 h_2 \bar{h}_1 \bar{h}_2 X$ [50]. Dies ist von der BELLE-Kollaboration für die nähere Zukunft geplant. Bisher wurden aber noch keine Messergebnisse dazu veröffentlicht.

2.3.3 Messung von Transversity mit Drell-Yan

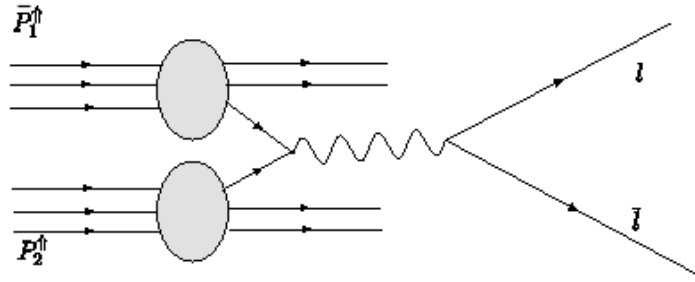


Abbildung 2.16: Die Drell-Yan Reaktion $\bar{p}^\uparrow p^\uparrow \rightarrow \bar{l}lX$. Die grauen Ovale repräsentieren die Strukturfunktionen.

Die Transversity Funktion $q(x)$ kann direkt in Reaktionen der Art $p^\uparrow p^\uparrow \rightarrow \bar{l}lX$ gemessen werden. Da beide Stoßpartner transversal polarisiert sind, spricht man in diesem Fall von Doppel-Spin Asymmetrien. Hierbei zerstrahlen Quarks mit Antiquarks, die auch im Proton in nicht verschwindender Wahrscheinlichkeit vorkommen. Für Drell-Yan Prozesse ist die zweite chiral ungerade Funktion die Transversity Funktion selber, womit der gesamte Prozeß helizitätserhaltend ist. Da aber $\Delta_T \bar{q}(x)$ im Proton klein ist, ist die Aussicht eine Asymmetrie zu messen äußerst gering. Deswegen ist es erfolgsversprechender die Reaktion $p^\uparrow \bar{p}^\uparrow \rightarrow \bar{l}lX$ zu messen (s. Abb. 2.16), denn bei der Streuung von Proton mit Antiproton erwartet man für $\Delta_T \bar{q}(x)$ ein starkes Signal. Solche Messungen sind am zukünftigen PAX-Experiment vorgesehen. Die Asymmetrie, die man für diesen Prozess erwartet, ist gegeben durch [51]:

2.3 Möglichkeiten zur Messung der transversalen Spinverteilungsfunktion ("transversity")

$$A_{TT}(y, Q^2) = \frac{\sum_q e_q^2 \Delta_T q(x_1, Q^2) \Delta_T q(x_2, Q^2)}{\sum_q e_q^2 q(x_1, Q^2) q(x_2, Q^2)}. \quad (2.89)$$

Die Summe geht über alle Quarkflavour $q = u, \bar{u}, d, \bar{d} \dots$. In obiger Formel wurde die Tatsache ausgenutzt, dass $\Delta_T q_p(x) = \Delta_T \bar{q}_p(x)$ und $q_p(x) = \bar{q}_p(x)$ gilt. Die Verteilung für eine Quarkflavour im Proton ist gleich der Verteilung der entsprechenden Antiquarkflavour im Antiproton. Aus obiger Beziehung ist die Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$ somit direkt zugänglich, da $q(x)$ bekannt ist.

3 Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment ist ein Feststoff Target-Experiment mit einem zweistufigen Spektrometer. Es ist am Beschleuniger SPS¹ am CERN aufgebaut (Abb.3.1). In diesem Kapitel soll eine Einführung und Zusammenfassung des experimentellen Aufbaus gegeben werden. Für weiterführende Informationen sei auf [56] verwiesen. Soweit nicht anders angegeben, sind die Abbildungen in diesem Kapitel aus dieser Referenz.

Das COMPASS-Experiment besteht aus zwei verschiedenen experimentellen Programmen:

1. Im **Myonenprogramm** ist das Hauptziel, zu untersuchen, wie der Nukleonenspin sich im Detail aus den Quarks und Gluonen zusammensetzt. Dazu wurde in den Jahren 2002-2004 ein polarisiertes ${}^6\text{LiD}$ Target mit einem Strahl polarisierter Myonen beschossen. Das Target konnte dazu in zwei verschiedenen Konfigurationen polarisiert werden: transversal zur Strahlachse und parallel (bzw. longitudinal) zur Strahlachse. Nach einem Jahr Pause in 2005, die durch Umbauarbeiten am SPS verursacht wurde für die Vorbereitung als künftiger Vorbeschleuniger des LHC, wurde 2006 das Myonenprogramm mit longitudinaler Polarisation mit einem neuen ${}^6\text{LiD}$ -Target wiederaufgenommen, welches gegenüber 2002-2004 eine vergrößerte Akzeptanz hatte. 2007 schließlich hat das Myonenprogramm mit longitudinaler und transversaler Polarisation an einem NH_3 -Target voraussichtlich seinen vorläufigen Abschluss gefunden.
2. Ab 2008 sollen dann im **Hadronenprogramm** Einblicke in die innere Dynamik von Pionen und Kaonen gewonnen werden. Außerdem ist geplant, die Existenz von Glueball-Zuständen zu verifizieren. Schließlich können im Hadronenprogramm noch über die Messung von Hadronen mit exotischen Quantenzahlen QCD-Vorhersagen überprüft werden. Dazu soll ab 2008 mit einem Hadronenstrahl an einem Wasserstofftarget gestreut werden. Im Jahr 2004 wurden erste Testmessungen an einem Bleitarget unternommen.

Zur Durchführung dieser physikalischen Experimente benötigt man eine hohe Luminosität und damit eine hohe Datenausleserate, eine möglichst große Winkelakzeptanz für das Spektrometer und eine hervorragende Teilchenidentifikation. COMPASS ist konstruiert, diesen Anforderungen zu genügen. Zuerst wird in Abschnitt 3.1 die Strahlführung und die Beam-Momentum-Station (BMS) erklärt, dann in Abschnitt 3.2 das polarisierte Target. In Abschnitt 3.3 werden die verschiedenen Typen von Tracking-Detektoren vorgestellt und in den Abschnitten 3.4 und 3.5 die Kalorimeter bzw. der

¹Super-Protonen-Synchrotron

3 Das COMPASS-Experiment

Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH), der zur Teilchenidentifikation dient. Im Abschnitt 3.6 werden schließlich noch das Trigger-System und in Abschnitt 3.7 die Datenauslese besprochen.

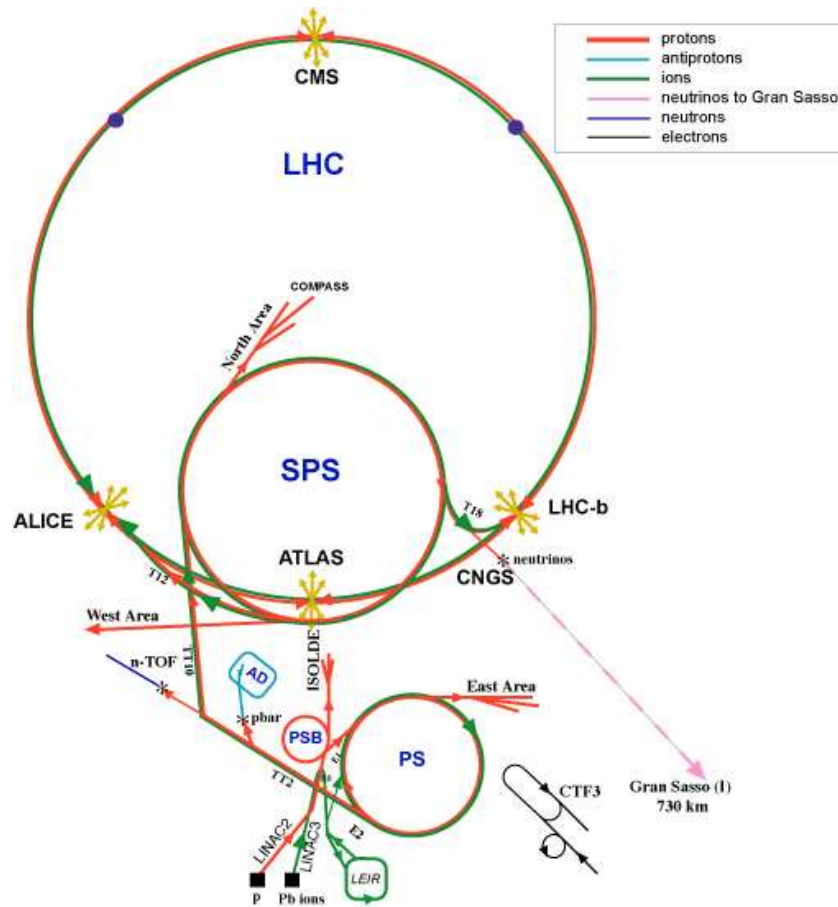


Abbildung 3.1: Die verschiedenen Beschleuniger am CERN. Das COMPASS-Experiment befindet sich in der North-Area am SPS.[62]

3.1 Die Strahlführung (Beamline) und die Beam-Momentum-Station (BMS)

Das COMPASS-Experiment ist an der M2 Beamline des SPS angebracht. Die Strahlführung ist sowohl für Hadronenstrahlen als auch für Myonen geeignet, um beide oben erwähnten Programme von COMPASS abdecken zu können. Eine Skizze der Strahlführung für das Myonenprogramm nach der Extraktion der Protonen aus dem SPS ist in Abb.3.2 gezeigt.

3.1 Die Strahlführung (Beamline) und die Beam-Momentum-Station (BMS)

Das SPS beschleunigt Protonen auf bis zu 400 GeV. Diese werden in sogenannten Spills von üblicherweise 4,8 s innerhalb eines Zyklus von 16,8 s bereitgestellt. Die Protonen (Primärstrahl) stoßen auf ein Produktionstarget aus Beryllium, in dem Kaonen und Pionen (Sekundärstrahl) durch Kernreaktionen produziert werden. Durch Variation der Dicke des Produktionstargets kann die Intensität des Sekundärstrahls variiert werden. Sowohl π^+ als auch K^+ zerfallen nach schwacher Wechselwirkung in positiv geladene Myonen (μ^+). Diese ist von ihrer Natur her paritätsverletzend, d.h. der Myonenstrahl ist natürlicherweise longitudinal polarisiert[59][60]. Da massebehaftete Teilchen sich nicht mit Lichtgeschwindigkeit bewegen können, ist die Polarisation der Myonen durch die Kinematik der Pionen bzw. Kaonen und der Myonen beschränkt. Es gilt die Beziehung [57]:

$$P_\mu = -\frac{m_{\pi,K}^2 + (1 - \frac{2E_{\pi,K}}{E_\mu})m_\mu^2}{m_{\pi,K}^2 - m_\mu^2}, \quad (3.1)$$

wobei m bzw. E die Masse bzw. Energie der Pionen, Kaonen oder Myonen bedeutet.

Während in den Strahlzeiten 2002 und 2003 durchschnittliche Polarisationen des Myonenstrahls von $\langle P_\mu \approx -0,76 \rangle$ bei ausgewählten Pionen- bzw. Kaonenimpulsen von $p_{\pi,K} = 177$ GeV/c erreicht wurden, konnte dies 2004 auf $\langle P_\mu \approx -0,81 \rangle$ bei $p_{\pi,K} = 172$ GeV/c verbessert werden. Es ergeben sich Raten von $2,8 \cdot 10^8$ Myonen pro Spill bei einem Myonenimpuls von $p_\mu = 160$ GeV/c $\pm 3\%$. Der Durchmesser des Myonenstrahls am Target beträgt etwa 8×8 mm².

Um sicherzustellen, dass nur Myonen das Experimenttarget erreichen, gibt es in der Beamline noch neun Hadronenabsorber, die für den Hadronenrun herausgefahren werden können.

Das Produktionstarget ist von dem eigentlichen Experimenttarget zu unterscheiden. Während das Produktionstarget nur zur Produktion des Sekundärstrahls dient, finden die eigentlichen physikalischen Experimente am polarisierten Target statt, welches in Abschnitt 3.2 beschrieben wird.

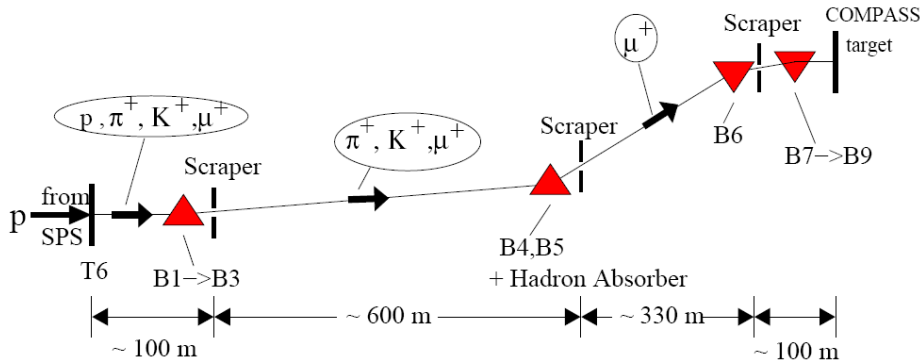


Abbildung 3.2: Die Strahlführung des COMPASS-Experiments von der Protonenstrahl-Extraktion aus dem SPS bis kurz vor dem eigentlichen Experiment-Target.[57]

Um den Fluss der Myonen maximal auszunutzen, wurde eine Strahloptik gewählt, bei der der Impuls der Myonen um ca. 5% streuen kann. Deswegen ist es wichtig, den Impuls für jedes einzelne Myon des Strahls zu bestimmen. Zur Impulsbestimmung wird einer der Dipolmagneten der Strahlführung benutzt (B6) wie in Abb.3.3 gezeigt, wobei die BMS-Stationen 1, 5 und 2 vor dem Magneten und die BMS-Stationen 3, 6 und 4 hinter dem Magneten (s. Abb. 3.3) die notwendige Spurrekonstruktion liefern. Obwohl zur Spurrekonstruktion eigentlich nur zwei Trackingdetektoren vor und einer hinter dem Magneten erforderlich sind, sind wegen der hohen Strahlintensität bei COMPASS zur Redundanzsteigerung insgesamt 6 Tracking-Detektoren für die BMS in Verwendung. Durch die Redundanzsteigerung ist es zusammen mit den Trackingdetektoren vor dem Target möglich, die Effizienz der Impulsrekonstruktion deutlich zu erhöhen. Die BMS-Stationen 1-4 sind von früheren Experimenten übernommen. Sie bestehen aus 64 szintillierenden Blöcken, die mit einem geringen Überlapp angeordnet sind, um Effizienzverluste zu vermeiden. Die Dicke in Strahlrichtung beträgt 20 mm, so dass ein starkes Ausgangssignal erzeugt wird. Die Auflösung in der dispersiven Ebene beträgt 5 mm. Die Auslese erfolgt über schnelle Photomultiplier (PMT) mit einer Zeitauflösung von typischerweise 0,3 ns. Die BMS Stationen 5 und 6 sind dagegen aus szintillierenden 2 mm dicken Plastikfibern aufgebaut. Jeweils 4 Fibern in Strahlrichtung bilden ein Fiberbündel, wobei je zwei Bündel so angeordnet werden, dass es einen Überlapp gibt, um Effizienzverluste zu vermeiden. Wenn Myonen weniger als 1.4 mm einer Fiber durchqueren, dann sorgt der Überlapp dafür, dass in der Nachbarfiber mehr als 1.4 mm durchquert wird (Dieser Überlapp ist in Abb. 3.7 für die weiter unten besprochenen Sci-Fi Stationen gezeigt, deren einzelne Ebenen einen analogen Aufbau zu den BMS Stationen 5 und 6 haben). Während bei der Station 5 jeweils zwei benachbarte Fiberbündel zu einem Kanal zusammenkommen, also ein Kanal aus 8 Fibern besteht, ist es bei der Station 6 nur jeweils ein Fiberbündel, wodurch die dispersive Auflösung bei der Station 6 mit 1,25 mm besser ist als bei der Station 5 mit 2,5 mm.

Mittels simulierter Teilchenbahnen wurde die Impulsabhängigkeit der Teilchenbahn in den 6 BMS-Stationen parametrisiert. Mit dieser Parametrisierung kann für jede Teilchenbahn der Impuls mit einer Genauigkeit $\leq 1\%$ bestimmt werden bei einer Rekonstruktionseffizienz von $\approx 93\%$.

3.2 Das polarisierte Target

Für das Myonenprogramm ist es nötig, Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt der Form $\Delta\sigma/2\bar{\sigma}$ zu messen. Dabei ist $\Delta\sigma$ die Differenz des Wirkungsquerschnitts zwischen zwei unterschiedlichen Spinkonfigurationen für einen bestimmten Prozeß und $\bar{\sigma}$ der entsprechende unpolarisierte Wirkungsquerschnitt. Da es nötig ist, die gleiche Messung an zwei entgegengesetzt ausgerichteten Targetpolarisationen durchzuführen, besteht das Target aus hintereinander stehenden entgegengesetzt polarisierten Zellen. Diese sind somit dem gleichen Myonenfluss ausgesetzt, was die Messung falscher Asymmetrien aufgrund von zeitlichen Änderungen im Myonenfluss minimiert.

Wegen des limitierten Myonenflusses am externen Target ist ein festes polarisiertes

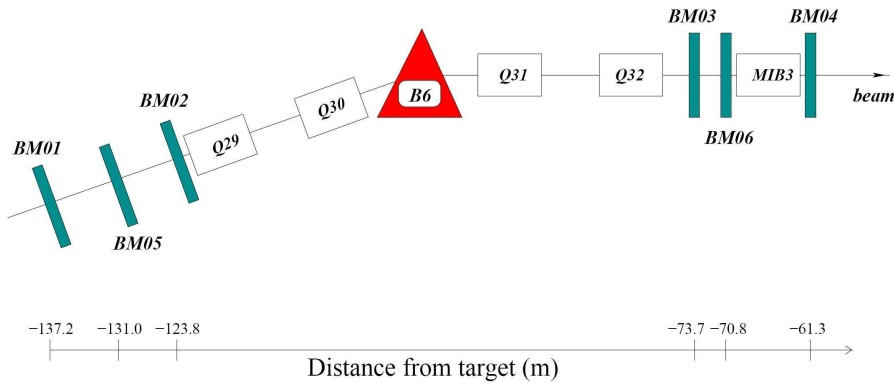


Abbildung 3.3: Die Detektoren der Beam Momentum Station (BMS) vor und hinter dem Dipolmagneten B6. Q29 bis Q32 sind Quadrupolmagnete zur Strahlfo-kussierung.

Target, mit ausreichender Dicke notwendig. Dafür wurde 2002-2004 und 2006 ein ${}^6\text{LiD}$ -Target verwendet, um Messungen der Spinstruktur des Deuteriums vorzunehmen, und im Jahr 2007 ein NH_3 -Target, um die Spinstruktur am Proton zu messen. Durch Kombination von beiden Messungen ist es möglich, die Spinstruktur des Neutrons zu bestimmen.

Da man sich Lithium in guter Näherung aus einem ${}^4\text{He}$, welches Spin 0 hat, und einem Deuterium, welches Spin 1 hat, zusammengesetzt denken kann, ist der polarisierbare Anteil an Nukleonen etwa 0,5. Wegen Anteilen von Helium im bestrahlten Teil des Targets sinkt dieser Anteil auf effektiv $\approx 0,35$. Diesen Anteil an polarisierbarer Materie nennt man Dilutionfaktor f . Für NH_3 beträgt der Dilutionfaktor nur $f \approx 0,15$. Dieser Nachteil kann aber wettgemacht werden durch eine höhere Polarisation der polarisierbaren Materie von $P > 80\%$, wohingegen man bei ${}^6\text{LiD}$ nur Polarisationen von $P \approx 50\%$ erreicht.

In Abb.3.4 ist das Target dargestellt, wie es in den Jahren 2002-2004 verwendet wurde. Dieses wurde in einem kleineren Solenoid-Magneten eingebaut, als ursprünglich geplant. Wegen technischer Schwierigkeiten bei der Herstellung des ursprünglich geplanten größeren Magneten wurde der alte Magnet des SMC-Experiments verwendet, der eine kleinere Winkelöffnung hatte. Der ursprünglich geplante Solenoidmagnet konnte erst ab der Strahlzeit 2006 verwendet werden. Dieser hat eine Akzeptanz von 180 mrad im Vergleich zu 70 mrad vorher. Während 2002-2004 das Target aus zwei Zellen bestand, wird ab 2006 ein Target mit drei Zellen verwendet. Jede Zelle wird hierbei im Vergleich zur Nachbarzelle entgegengesetzt polarisiert. Im folgenden wird der Targetaufbau für die Jahre 2002-2004 beschrieben, da nur Messungen aus dieser Zeit Gegenstand dieser Arbeit sind. Für das neue Target ergibt sich aber eine analoge Beschreibung.

Das Target kann in zwei verschiedenen Konfigurationen verwendet werden: Einmal mit longitudinaler Polarisation, um z. B. Messungen von $\Delta G/G$, also der Gluonpolarisation im Nukleon, vorzunehmen und zum anderen in transversaler Polarisation, um

Messungen zur Transversity-Verteilung $\Delta_T q$ durchzuführen. Die Polarisation wird in beiden Konfigurationen mittels "Dynamical Nuclear Polarisation" (DNP)[63] erzeugt. Dazu wird das Target zuerst auf $\approx 0,4$ K herabgekühlt. Dann wird die Polarisation von Elektronen, die in einem starken Magnetfeld im Gegensatz zu Kernen leicht zu polarisieren sind, in einem Mikrowellenfeld auf die Kerne übertragen. Zwischen beiden Targetzellen besteht eine Lücke von 10 cm, die mit einem Mikrowellenabsorber ausgefüllt ist, um die verschiedenen Mikrowellenfelder auf die jeweilige Zelle zu beschränken. Danach wird die Polarisation durch Abkühlung auf < 100 mK eingefroren. Es ist also ein starkes Magnetfeld und eine komplexe Anordnung von Kryostaten mit $^4\text{He}/^3\text{He}$ als Kühlmittel erforderlich. In jeder Zelle sind fünf NMR-Spulen eingebaut, um die Polarisation zu messen.

Im longitudinalen Modus liefert der supraleitende Solenoidmagnet mit 2,5 T das Magnetfeld, um das Targetmaterial zu polarisieren. Um falsche Asymmetrien aufgrund von verschiedenen Akzeptanzen zu verkleinern, wird die Polarisation in jeder Targetzelle nach ca. 8 Stunden umgekehrt. Dazu kann einfach die Polarisation des Solenoidmagneten umgekehrt werden. Die Polarisation wird dabei durch einen transversalen Dipol-Magneten aufrechterhalten.

Im transversalen Modus wird der schwächere transversale Dipolmagnet (0,42 T) verwendet, um die Targetpolarisation, die mittels DNP im longitudinalen Feld erzeugt wurde, in transversale Richtung umzuklappen und zu halten. Eine Umpolarisation des Magneten zur Änderung der Targetpolarisation kann hier nicht verwendet werden, da im transversalen Modus eine Lorentzkraft auf die Myonen und geladenen Hadronen wirkt, die sich bei Umpolarisation des Magnetfeldes ebenfalls im Vorzeichen umkehren würde. Deswegen wird hier ca. 1 Woche mit einer Targetpolarisation gemessen und danach das Target in der entgegengesetzten Richtung nach dem eben beschriebenen Verfahren neu polarisiert, wobei das transversale Magnetfeld seine Richtung beibehält. Da die Prozedur der Polarisation über 24 Stunden dauert, wird dies nur einmal die Woche unternommen. Die Messung der Polarisation erfolgt zu Beginn und am Ende einer jeden Messperiode für eine transversale Targetkonfiguration im Feld des longitudinalen Solenoidmagneten.

3.3 Das COMPASS-Spektrometer

Abb.3.5 zeigt den schematischen Aufbau des COMPASS-Spektrometers wie es im Jahre 2004 bestand.

Das COMPASS-Spektrometer dient dazu, in zwei hintereinander aufgebauten Spektrometern (SM1) und (SM2) und den dazugehörigen Trackingdetektoren, Impulsbestimmungen für Teilchen durchzuführen. SM1 dient zur Impulsbestimmung für Teilchen mit großem Streuwinkel und kleinem Impuls, die SM2 nicht mehr erreichen können, SM2 dementsprechend für Teilchen mit großem Impuls und kleinem Streuwinkel. Außer den Kalorimetern, dem Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH) und den Triggerhodoskopen dienen alle anderen in Abb.3.5 abgebildeten Detektoren der Spurrekonstruktion (also dem Tracking).

Die Detektoren zur Spurrekonstruktion erreichen in Targetnähe und bei kleinen Streu-

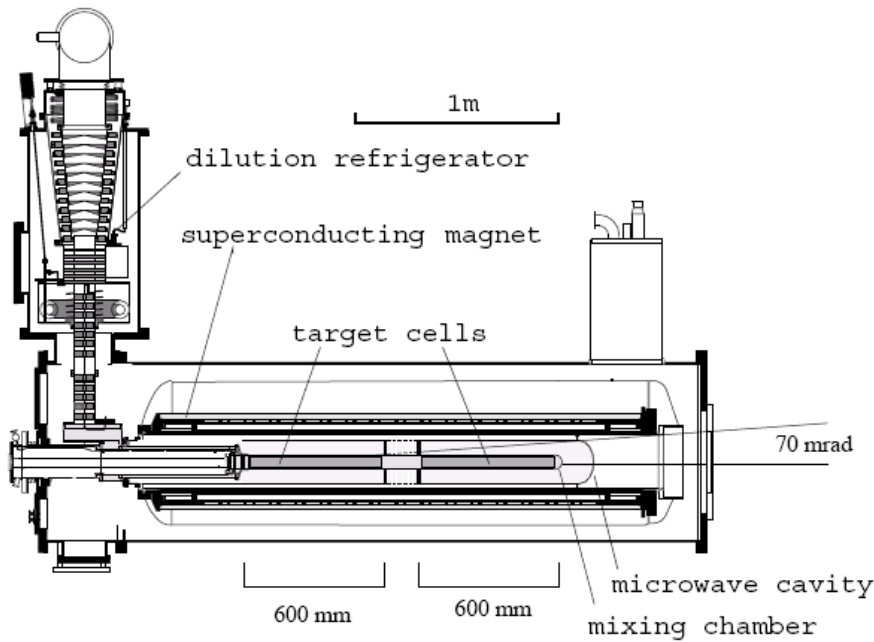


Abbildung 3.4: Das polarisierte Target, wie es in den Myonenruns der Jahre 2002-2004 verwendet wurde.

winkeln Ortsauflösungen von bis zu $50\mu\text{m}$. Bei großen Streuwinkeln sind in größerer Entfernung vom Target dagegen Ortsauflösungen von einigen mm ausreichend. Die Trackingdetektoren sind in Strahlnähe mit inaktiven Zonen, bzw. Löchern versehen, an die mit einem Überlapp Detektoren anschließen, die eine höhere Granularität und Ratenverträglichkeit aufweisen.

Von innen nach außen bezüglich der Strahlachse gibt es folgende Typen von Trackingdetektoren bei COMPASS, von denen insbesondere bei den Gasdetektoren einige Typen erstmals bei COMPASS zum Einsatz kamen.

- Die **Silizium-Mikrostreifendetektoren** sind in unmittelbarer Nähe zum Target in vier zueinander verdrehten Ebenen angeordnet. Sie decken nur eine Fläche mit einem Radius von 2,5-3 cm um das Strahlrohr ab, weswegen man sie auch "Very small area trackers (VSAT)" nennt. Es handelt sich um Halbleiterstreifendetektoren, die eine zweidimensionale Ortsinformation liefern. Jede Ebene besteht aus einer aktiven Fläche von $(5 \times 7) \text{ cm}^2$. Die 1280 Auslesestreifen auf der n-Seite sind senkrecht zu den 1024 Auslesestreifen auf der p-Seite angeordnet. Jeder Streifen hat eine Dicke von etwa $50 \mu\text{m}$. Für die p-Seite wird eine Auflösung von $8 \mu\text{m}$ und für die n-Seite eine Auflösung von $11 \mu\text{m}$ erreicht.
- **Detektoren aus szintillierenden Fasern** befinden sich in verschiedenen Stationen an 8 verschiedenen Stellen des Spektrometers. Diese gehören wie die Siliziumstreifendetektoren zu den VSAT. Die Stationen 1 und 2 befinden sich upstream vor dem Target. Die Stationen 3 und 4 direkt hinter dem Target. Desweiteren befinden sich je zwei Paare vor (Nr. 5 und 6) und hinter SM2 (Nr. 7 und 8). Da

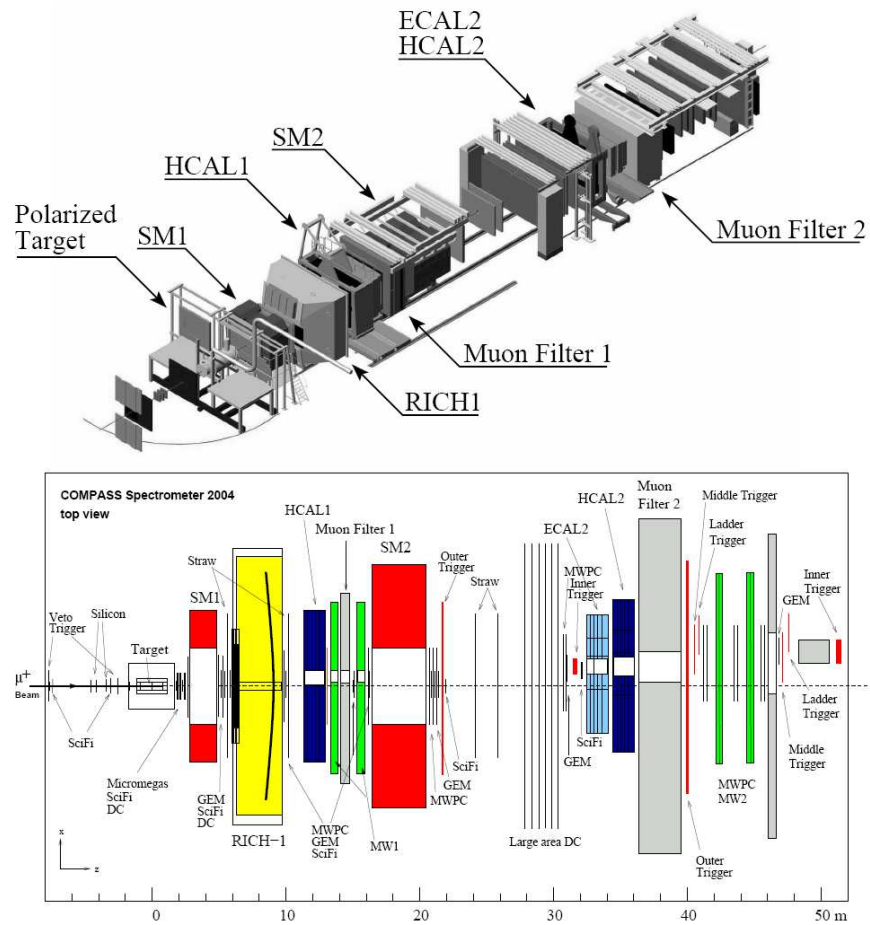


Abbildung 3.5: Das COMPASS-Spektrometer wie es im Jahre 2004 verwendet wurde, einmal in 3D-Ansicht (oben) und in Draufsicht (unten).

die szintillierenden Fasern sich direkt am Zentrum des Myonenstrahls befinden, können bei Raten von bis zu $3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ die Tracks nur durch exzellente Zeitkorrelation korrekt zugeordnet werden. Die einzelnen Detektorstationen bestehen aus wenigstens zwei zueinander senkrecht angeordneten Lagen, um eine Auflösung in den zwei Koordinaten (x,y) zu ermöglichen. Da dies aber bei Doppeltreffern zur eindeutigen Zuordnung der beiden Teilchen nicht ausreicht (s. Abb. 3.6), bestehen die Stationen 3, 4 und 6 aus einer zusätzlichen Lage von szintillierenden Fasern, die zu den beiden zueinander senkrechten Lagen geneigt ist.

Damit eine ausreichende Anzahl von Photoelektronen vorhanden ist, sind die Fasern in Lagen hintereinander zusammengefasst, die alle jeweils auf einen Photomultiplierkanal gehen. Die Situation ist in Abb. 3.7 verdeutlicht. Eine Lage von Fasern, die hintereinander angeordnet sind und auf einen Multiplier gehen, wird als Säule (column) bezeichnet. Die benachbarten Lagen sind in einem gewissen

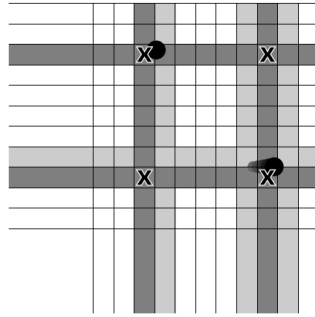


Abbildung 3.6: Veranschaulichung der Situation von Doppeltreffern nach [58] bei einer Sci-Fi Station mit zwei senkrecht zueinander angeordneten Lagen. Die Durchtrittspunkte der Teilchen sind durch Kreuze markiert. Die Treffer in benachbarten Lagen werden durch Cluster-Bildung zusammengefasst. Bei gleichzeitigen Doppeltreffern ist es mit diesem Detektordesign nicht möglich zu bestimmen, an welchen beiden der vier Kreuzungspunkte die Teilchen durchgetreten sind.

Überlapp zueinander angeordnet. Dies stellt sicher, dass auch Teilchen, die nicht mittig durch eine Lage hindurchgehen, noch ein genügend hohes Ausgangssignal liefern.

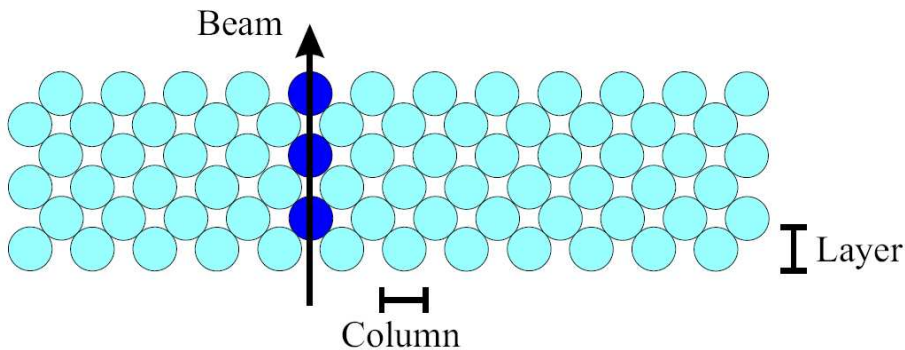


Abbildung 3.7: Fasernanordnung einer Sci-Fi Ebene.

Insgesamt haben die Sci-Fi Stationen mehr als 2500 Auslesekanäle und liefern für jeden einzelnen Kanal eine Zeitauflösung von 350-450 ps. Die räumliche Auflösung liegt zwischen $130 \mu\text{m}$ und $210 \mu\text{m}$.

- Für größere Abstände von der Strahlachse werden bei COMPASS **Gasdetektoren** verwendet. Diese bestehen prinzipiell aus zwei Ebenen, zwischen denen eine Hochspannung angelegt wird. Der Hohlraum zwischen den Ebenen wird mit einem speziell für diesen Detektor bestimmten Gas befüllt. Wenn nun ein ionisierendes Teilchen durch das Hochspannungsfeld fliegt, entsteht im Gas eine Ionisationsspur,

welche durch Stoßionisation der im Hochspannungsfeld beschleunigten Elektronen ein klares Signal erzeugt.

- Der Bereich von 2,5-30 cm vom Strahl entfernt wird von "Small area Tracker (SAT)" eingenommen, zu denen die **Micromegas**² und die **GEM's**³ gehören. Diese liefern eine hohe räumliche Auflösung (besser als 100 μm) und können eine hohe Rate vertragen (bis zu $10^4 \text{ s}^{-1}\text{mm}^{-2}$). Diese Typen von Detektoren kamen bei COMPASS erstmals in einem größeren Rahmen zum Einsatz.

Das Prinzip von GEM-Detektoren zeigt Abb. 3.8 . Zwischen zwei Ebenen wird in einem Gasvolumen eine Driftspannung angelegt. Weiterhin befinden sich in dem Gasvolumen drei auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtete Kaptonfolien, die in Abständen von 140 μm mit Löchern von 70 μm Größe versehen sind. Zwischen den beiden Kupferschichten einer Kaptonfolie wird eine hohe Spannung angelegt, die im Bereich der Löcher zu sehr hohen Feldstärken führt. Passiert ein ionisierendes Teilchen das Gasvolumen, dann sorgen diese hohen Feldstärken für die Ladungsverstärkung. Mittels paralleler Auslesestreifen, die im rechten Winkel zueinander angeordnet sind, kann selbst bei hohen Raten der Schwerpunkt der Ladungswolke bestimmt werden. Insgesamt befanden sich im Setup des Experiments von 2004 11 GEM-Stationen, die aus insgesamt 22 Detektoren bestanden. Bei einer räumlichen Auflösung von 70 μm erreichen sie eine zeitliche Auflösung von 12 ns.

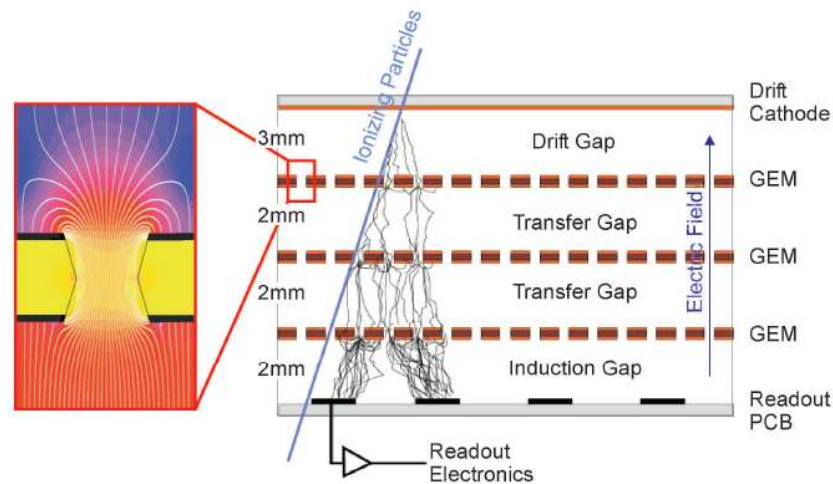


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines GEM-Detektors.

Die Micromegas dienen der Spurrekonstruktion in dem etwa 1m langen Bereich zwischen Target und SM1. Sie sind bei COMPASS in 3 Stationen mit je-

²Micromesh Gaseous Chamber

³Gem Electronic Multiplier

weils 4 Ebenen (X,Y,U,V) angeordnet. Jede Ebene besteht aus 1024 Streifen. Die Funktionsweise eines Micromega-Detektors ist in Abb. 3.9 verdeutlicht. Zwischen zwei Elektrodenebenen befindet sich ein Driftfeld von 1 kV/cm , das die durch das ionisierende Teilchen erzeugten Ladungen zur Anode beschleunigt. In geringem Abstand von $50 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ befindet sich vor der Anode ein Kupfergitter. In dem kleinen Zwischenraum zwischen Gitter und Anode findet bei sehr hohen Feldstärken von 50 kV/cm die eigentliche Verstärkung statt. Die Anode besitzt eine Streifenstruktur zur Auslesung. Durch dieses Detektordesign werden Ortsauflösungen von $70 \mu\text{m}$ bei einer Zeitauflösung von 10 ns erreicht.

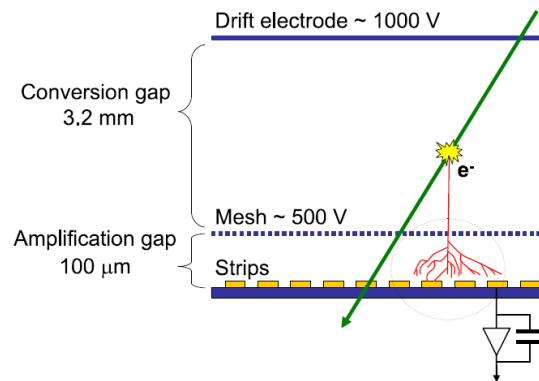


Abbildung 3.9: Funktionsweise eines Micromega-Detektors.

- Zur Abdeckung der großen Akzeptanz des COMPASS-Spektrometers dienen die Tracking-Detektoren mit einer großen Flächenausdehnung (Large Area Trackers). Dazu gehören die **Straws**, die **Driftkammern** und die **MWPC's**⁴.

Zwischen dem Target und dem RICH befinden sich insgesamt 3 Driftkammern, eine vor dem SM1 und 2 dahinter. Jede Driftkammer besteht aus vier verschiedenen Drahtschichten (X,Y,U,V), wobei die U-Lage um 20° und die V-Schicht um -20° bzgl. der vertikalen Lage gedreht sind. Die aktive Fläche beträgt jeweils $180 \times 127 \text{ cm}^2$. Das Funktionsprinzip der Driftkammern zeigt Abb.3.10. Jede Schicht besteht aus 176 Signaldrähten mit $20 \mu\text{m}$ Durchmesser, die von 177 Potentialdrähten mit einem jeweiligen Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ umgeben sind. Diese abwechselnde Lage von Drähten ist von zwei Kathodenebenen umgeben, die einen 8 mm breiten Zwischenraum für das Gasvolumen freilassen. Es sind jeweils zwei Drahtlagen hintereinander geschaltet, um links-rechts Mehrdeutigkeiten zu vermeiden. Während der Operation betragen die Spannungen an den Kathodenfolien -1700 V , an den Potentialdrähten -1700 V und an den Signaldrähten 0 V . Das Gebiet mit einem

⁴Multi Wire Proportional Chamber

Durchmesser von 30 cm um den Strahl ist wegen zu hoher Raten beim Betrieb deaktiviert.

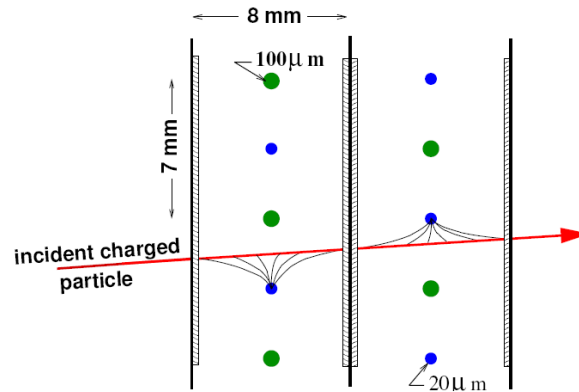


Abbildung 3.10: Funktionsweise einer Driftkammer.

Die MWPC's werden bei COMPASS dort eingesetzt, wo der Teilchenfluss hoch und die erforderliche Ortsauflösung gering ist. Dies ist im Bereich des SM2 der Fall. Bei diesem Detektortyp sind zwischen zwei Kathodenebenen, die das Gasvolumen begrenzen, Anodendrähte gespannt, die die Ladungswolke als Stromimpuls nachweisen. Die Ortsauflösung ist durch den halben Drahtabstand gegeben und liegt im Bereich von ca. 2 Millimetern [56].

In den Straw-Driftröhren sind in einem Zylinder, der als Kathode fungiert, Anodendrähte aus Gold in einem Gasvolumen gespannt. Diese Röhren haben Durchmesser von 6 – 10 mm. Insgesamt werden bei COMPASS 12440 Strawröhren verwendet, die in 15 Detektoren angeordnet sind. Um links-rechts Mehrdeutigkeiten zu vermeiden sind wie bei den Driftkammern jeweils zwei Lagen mit Überlapp hintereinander angeordnet. Jeder Detektor hat eine aktive Fläche von 9 m^2 . Die schmalen Röhren von 6mm Durchmesser sind im Bereich um den Strahl angeordnet, wo höhere Raten vorkommen; die Röhren mit 10 mm Durchmesser sind an den Randbereichen angeordnet.

Detektoren zum Nachweis von Myonen (Myonfilter 1 und 2)

Nach jeder der beiden Spektrometerstufen befindet sich ein Detektor zum Nachweis der gestreuten Myonen. Um sicherzustellen, dass auch wirklich nur Myonen in diesen beiden Detektoren nachgewiesen werden, müssen vor jedem dieser beiden Detektoren dicke Absorber angebracht sein. Dies ist beim Myonfilter 1, der hinter SM1 positioniert ist, ein 60 cm dicker Eisenblock, beim Myonfilter 2, der sich hinter SM2 befindet, eine 2,4 m dicke Betonmauer. Da Myonen ein wesentlich höheres Durchdringungsvermögen als Hadronen haben, werden alle Teilchen, die diese Barrieren durchdringen können

und in Myonfilter 1 oder 2 nachgewiesen werden als Myonen betrachtet. Der Nachweis erfolgt in Driftröhren. Da die Spurrekonstruktion bereits mit den oben beschriebenen Detektoren erfolgte, genügt für die Myonfilter eine Ortsauflösung von einigen cm.

3.4 Die Kalorimeter bei COMPASS

Im COMPASS-Experiment werden im hinteren Teil der jeweiligen Spektrometerstufen hadronische Kalorimeter (HCAL 1 und 2) verwendet. Diese befinden sich jeweils direkt vor den Myonenfiltern. Sie decken jeweils eine Fläche von $(4 \times 3) \text{ m}^2$ ab und sind jeweils aus einigen hundert Modulen aufgebaut. Jedes Modul besteht aus Absorbermaterial (Eisen) und Szintillatormaterial. Das Absorbermaterial bremst durch inelastische Stöße einfliegende Hadronen, die schließlich zum Stillstand kommen. Durch diesen Prozess werden Schauer von Sekundärteilchen gebildet, die in Szintillatoren Lichtsignale erzeugen. Diese werden über Lichtleiter zu Photomultipliern geführt und dort ausgelesen. Nach einer Eichung ist es möglich, anhand der Höhe des Signals Aussagen über die deponierte Energie zu machen. Neben dieser Energiebestimmung der Hadronen sind die Hadronischen Kalorimeter auch ein wichtiger Bestandteil des Triggersystems im Myonenprogramm.

Vor dem HCAL 2 befindet sich noch ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL 2) für den Nachweis von Photonen aus dem Zerfall von Hadronen. Dieses besteht aus segmentierten Bleiglasmodulen, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Im Hadronenprogramm wird ECAL 2 als Trigger für Primakoff-Reaktionen mit dem Pionenstrahl verwendet. Seit der Strahlzeit von 2006 befindet sich ebenfalls vor dem HCAL1 ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL1). Dieses erlaubt den Nachweis von Reaktionsprodukten aus Zerfällen, bei denen niederenergetische Photonen und/oder neutrale Pionen entstehen.

3.5 Detektoren zur Teilchenidentifikation bei COMPASS

Die Teilchenidentifikation bei COMPASS erfolgt über einen Cherenkov-Detektor. Dieser nutzt den Effekt, dass sich geladene Teilchen, die sich in einem Medium schneller als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in diesem Medium bewegen, unter einem bestimmten Vorwärtswinkel Licht aussenden. Die Beziehung für den Emissionswinkel der Photonen θ_C bezüglich der Ausbreitungsrichtung der Teilchen lautet[57][4]:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}} \quad (3.2)$$

$\beta = v/c$ ist die Geschwindigkeit des Teilchens im Vergleich zur Vakuumlichtgeschwindigkeit und n ist der Brechungsindex des Mediums, in dem Cherenkov-Licht erzeugt wird. Aus 3.2 läßt sich die Bedingung herleiten, von welcher Geschwindigkeit an Cherenkov-Licht erzeugt wird:

$$\beta \geq \frac{1}{n} \quad (3.3)$$

3 Das COMPASS-Experiment

Wenn also durch Messung in einem Spektrometer der Impuls eines Teilchens bekannt ist, lässt sich aus der Messung des Cherenkovwinkels die Masse des Teilchens bestimmen. Für immer größer werdende Impulse nähert sich der Cherenkovwinkel θ_C asymptotisch einem Grenzwert an:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n} \quad (3.4)$$

In diesem Limit ist es dann nicht mehr möglich, für verschiedene Impuls Unterscheidungen bzgl. der Teilchenmasse vorzunehmen.

Der Cherenkov-Detektor, der bei COMPASS verwendet wird ist ein **Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH)**. Das Prinzip des ringabbildenden Cherenkov-Detektors zeigt Abb. 3.11. Die Cherenkovstrahlen fallen auf ein Spiegelsystem, die das Cherenkovlicht auf die Photonendetektoren reflektieren. Parallel einkommende Strahlen werden auf einen Punkt fokussiert, wenn also ein ionisierendes Teilchen durch das Füllgas fliegt, wird das Licht auf einen Ring abgebildet. Das Füllgas des Detektors besteht aus dem Gas C_4F_{10} mit dem Brechungsindex $n_{C_4F_{10}} = 1,00153$ bei einem Druck von 1 bar und einer Temperatur von 20^0 . Unter diesen Bedingungen sind die Minimalimpulse bei denen Cherenkovlicht gerade erzeugt wird für Pionen etwa $2,5 \text{ GeV}/c$, für Kaonen etwa $9 \text{ GeV}/c$ und für Protonen etwa $17 \text{ GeV}/c$. Die genauen Schwellenwerte werden für jeden einzelnen Run bestimmt, da sich der Brechungsindex geringfügig von Run zu Run ändert. Die obere Schwelle liegt bei $50 \text{ GeV}/c$. Da die Intensität des Cherenkovlichts für ein Teilchen zunimmt, wenn die Wellenlänge abnimmt, ist ein Detektorsystem erforderlich, welches eine möglichst geringe Absorption im UV-Bereich ($\lambda_C > 150 \text{ nm}$) hat. Deshalb ist es erforderlich Kontaminationen mit Sauerstoff und Wasser zu vermeiden, da diese ein starkes Absorptionsvermögen in diesem Wellenlängenbereich aufweisen.

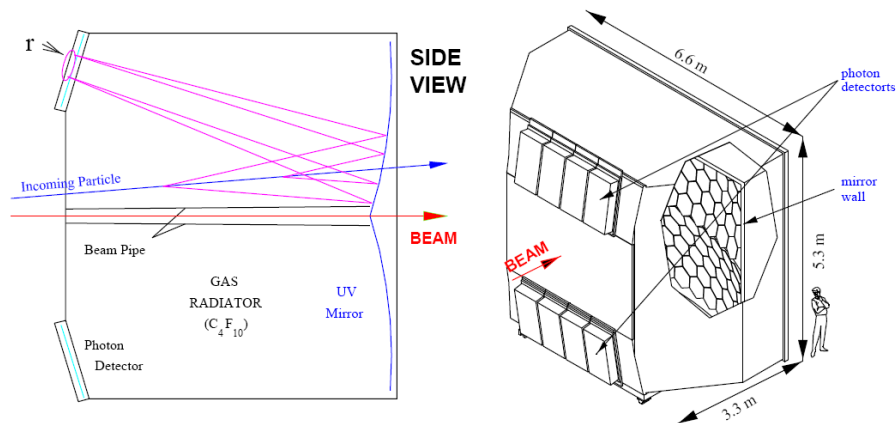


Abbildung 3.11: Funktionsweise des RICH-Detektors. Das Spiegelsystem reflektiert das Cherenkov-Licht auf die Ebene mit den Photonendetektoren. Cherenkov-Licht, welches durch ein durch den Detektor fliegendes ionisierendes Teilchen erzeugt wird, wird auf der Detektorebene als Ring abgebildet.

Wie oben erwähnt wird das Licht von durchfliegenden ionisierenden Teilchen auf einen

Ring abgebildet. Der Radius des Rings r ist mit dem Cherenkovwinkel θ_C wie folgt verknüpft:

$$r = \theta_C \frac{R_m}{2}, \quad (3.5)$$

wobei $f = R_m/2 = 3,3$ m die Hälfte der Brennweite des Spiegelsystems des RICH bedeutet.

Um zu verhindern, dass Photonen von Strahlmyonen, die nicht mit dem Target reagiert haben, die Auslesedetektoren erreichen, ist die Strahlregion des Detektors mit einem Rohr, welches mit Helium gefüllt ist, vom übrigen RICH-Volumen abgetrennt. Dieses Füllgas wurde gewählt, da es eine größere Strahlungslänge hat als das Füllgas des Detektors.

Der Nachweis der Photonen erfolgt über eine CsI-Lage, die die Photonen in Elektronen umwandelt, die dann über MWPC-Detektoren nachgewiesen werden. Im Jahr 2006 wurden diese Detektionsmethode für die Photonen in der Zentralregion des RICHs durch eine verbesserte Auslese mittels Multi-Anoden Photomultiplier ersetzt, um durch die hohe Zeitaufösung von einigen wenigen ns die Unterdrückung der unkorrelierten Untergrundsignale deutlich zu verbessern.

Das Beispiel eines RICH-Events zeigt Abb. 3.12.

Hinter dem RICH in Strahlrichtung befindet sich ein Spurrekonstruktionsdetektor (RICH wall). Dieser besteht aus acht Driftröhrenlagen und dient zum einen dazu, Teilchenspuren im Volumen des RICH besser rekonstruieren zu können und zum anderen dazu, die räumliche Auflösung des ECAL1 zu verbessern.

3.6 Das Triggersystem bei COMPASS

Grundsätzlich muss ein Triggersystem in der Lage sein, Ereignisse mit einer bestimmten kinematischen Signatur zu erkennen und gleichzeitig Untergrundereignisse möglichst gut zu unterdrücken. Da bei COMPASS hohe Ereignisraten auftreten, muss das Triggersystem Entscheidungen innerhalb von 500 ns treffen und dabei eine geringe Totzeit aufweisen. Das Triggersystem steuert die Auslese der Detektoren und der Front-End Elektronik.

Die Teile des Triggersystem bestehen aus schnellen Szintillator-Hodoskopen, einem Vetosystem und den hadronischen Kalorimetern. Im folgenden wird nur das Triggersystem für den Myonenstrahl besprochen, für das Triggersystem im Hadronenstrahl sei auf [56] verwiesen.

Durch das weitreichende physikalische Programm am Myonenstrahl bei COMPASS ist es nötig, verschiedene Trigger zur Verfügung zu stellen. Zum einen ist für die Bestimmung der Gluonpolarisation ein Trigger notwendig, der Ereignisse auswählt, bei denen neben einem Myon mit $Q^2 \simeq 0 \text{ GeV}^2/c^2$ und großem Energieübertrag (y zwischen 0,2 und 0,9) auch Hadronen erzeugt werden. Dafür existieren drei Hodoskoppaare (HI, HL und HM)⁵, die vor und hinter Hadronenabsorbern platziert sind (siehe Abb.3.14). Jedes

⁵Hodoscope , Inner, Ladder und Middle

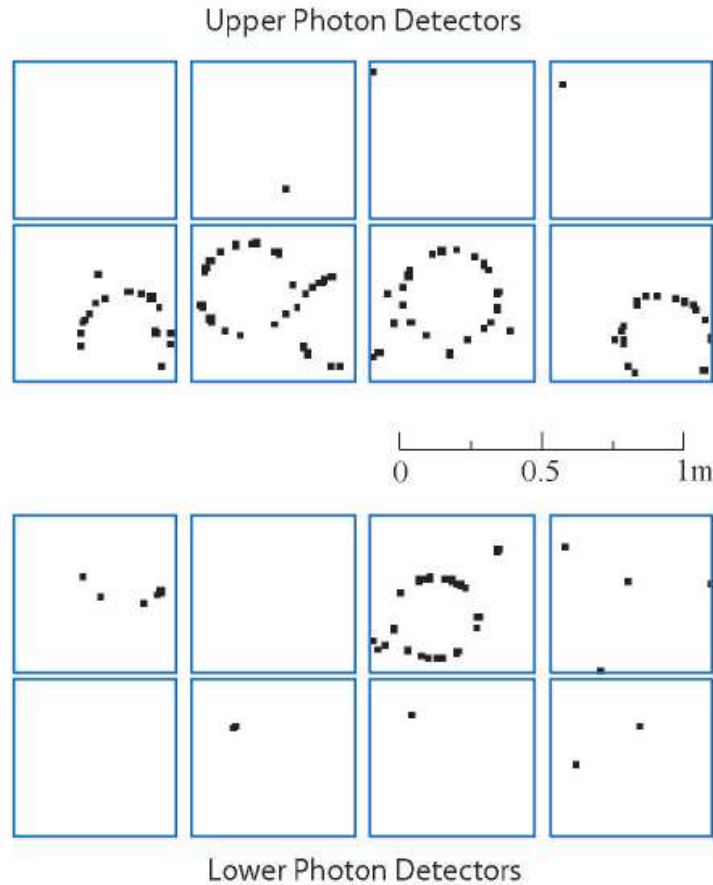


Abbildung 3.12: Ein RICH-Event aus dem Online Event Display. Die Quadrate repräsentieren Treffer bei denen die Amplitude des Signals für den entsprechenden Kanal über der eingestellten Schwelle liegt. Die Schwellen haben für jeden Kanal einen individuellen Wert.

einzelne Hodoskop besteht aus 32 senkrechten Szintillatorstäben, die entsprechend dimensioniert sind, um mit den zu erwartenden Raten verträglich zu sein. Die Paare sind an verschiedenen Stellen im Experiment angebracht und jeweils mit einer Koinzidenzmatrix miteinander verbunden. Die Koinzidenzmatrix ist so eingestellt, dass auf einen bestimmten Ablenkwinkel in den Magnetfeldern getriggert wird. Da mit dem Ablenkwinkel der Energieverlust der Myonen korreliert ist, ist somit ein Energieverlusttrigger realisiert. Da aber durch diese Triggerkonstruktion auch Myonen selektiert werden, die schon eine geringe Anfangsenergie hatten oder Energie durch Myon-Elektron-Streuung oder Bremsstrahlung verloren haben, ist es zusätzlich erforderlich, dass im Hadronenkalorimeter eine bestimmte Mindestenergie korreliert zu diesem Myon vorliegt. Das Triggerprinzip ist in Abb.3.13 noch einmal veranschaulicht.

Zum anderen ist es für Messungen in tiefinelastischer Streuung auch nötig, Ereignisse zu selektieren, bei denen Myonen mit einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 > 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$

herausgefiltert werden. Die obere Grenze für Q^2 liegt bei $60 \text{ GeV}^2/c^2$, welche durch den Öffnungswinkel von SM2 bedingt ist. Hierzu existieren zwei Hodoskoppaare HM und HO⁶, die über eine Koinzidenzmatrix die Myonen herausfiltern, die unter einem bestimmten Streuwinkel θ gestreut wurden. Dieser ist nach den Ausführungen in Kapitel 2 mit Q^2 korreliert. Da auch inklusive Daten mit diesem Trigger genommen werden sollen, kann eine zusätzliche Selektion mit dem hadronischen Kalorimeter nicht erfolgen.

Um allgemein falsche Triggersignale zu unterdrücken, die durch Myonen ausgelöst werden können, die durch einen großen Abstand von der Strahlachse einen großen Energieverlust suggerieren oder die so dicht am Target vorbeifliegen, dass ihre Spur fälschlicherweise dem Target zugeordnet wird, existiert ein System von SciFi-Vetodetektoren, die bis 20 m vor dem Target positioniert sind. Damit wird das Triggersystem auf solche Myonen reduziert, die unter einem kleinen Winkel auf das Target treffen.

Schließlich wird über ein Trigger Control System (TCS) die Triggerinformation mit zusätzlichen Informationen versehen. Dazu gehören Informationen über die Spillnummer, Ereignisnummer, Art des Ereignisses und das genaue Zeitsignal des Ereignisses. So versehen wird das Triggersignal an die Ausleseelektronik übergeben.

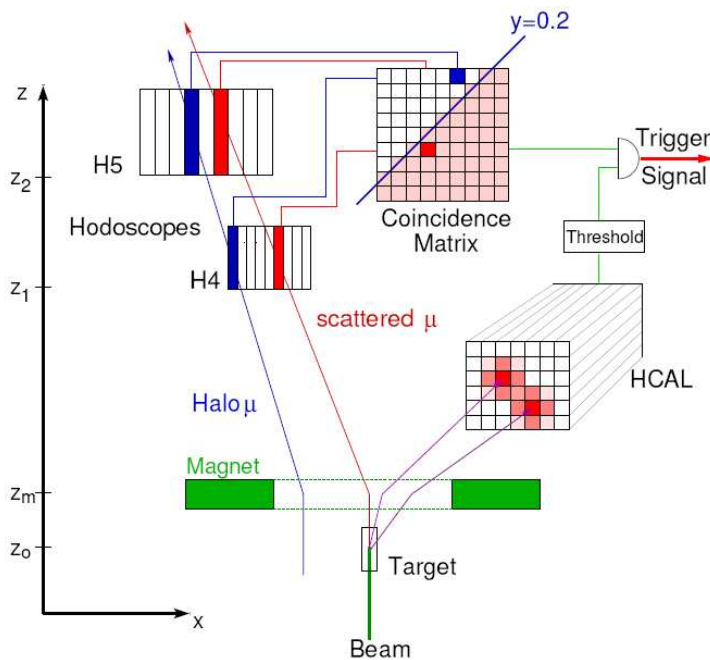


Abbildung 3.13: Funktionsweise des Triggersystems. Das gestreute Myon erzeugt eine Koinzidenz im aktivierten Bereich der Matrix, während das Halomyon diese Koinzidenz nicht erzeugt.

⁶Hodoscope Middle und Outer

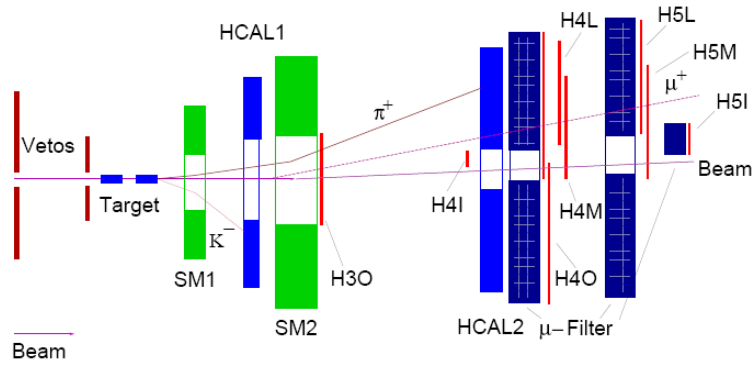


Abbildung 3.14: Nicht maßstabsgetreue Anordnung der verschiedenen Trigger bei COMPASS. Im hier abgebildeten Ereignis wird der Trigger durch H4L und H5L und H4M und H5M ausgelöst. Damit ist ein Myon nachgewiesen, dass ein $Q^2 < 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ hat. Gleichzeitig wird ein Pion in HCAL2 nachgewiesen, womit dieses Ereignis für Messungen von ΔG verwendet werden kann.

3.7 Die Datenauslese

Da die Datenauslese (–acquisition DAQ) bei COMPASS hohe Raten verarbeiten muss und da die Triggersignale erst erzeugt werden, wenn die Triggerhodoskope am hinteren Ende des Spektrometers ausgelesen werden, ist ein spezielles Pipelinekonzept notwendig, das die Digitalisierung und Zwischenspeicherung aller Signale in der unmittelbaren Nähe des Detektors vorsieht. Dieses liefert die notwendige Verzögerung bis das Triggersignal erzeugt wird, welches die Entscheidung trifft, ob dieses Signal physikalisch relevant ist oder nicht. Eine schematische Darstellung des Auslesekonzepts bei COMPASS zeigt Abb. 3.15. Dieses prinzipielle Konzept der Datenauslese ist für alle Detektoren außer den Kalorimetern gleich, bei welchen die notwendige Datenverzögerung durch Verzögerungskabel von einigen hundert Metern erfolgt. Für die anderen Detektoren werden die Daten, die von den Front-End Karten der Detektoren ausgegeben werden, digitalisiert einem Auslesemodul namens CATCH⁷ übergeben, welches die Daten weiterverarbeitet. Diese CATCH-Module sind identisch für alle Detektoren außer den GEM's und den Silizium-Streifendetektoren. Somit ist es möglich, Erweiterungen des bestehenden Detektorsystems und Austausch bei Defekten einfach durchzuführen. In den CATCH-Modulen, welche in VME⁸-Technologie aufgebaut sind, werden die Daten mit den Information des TCS versehen und über Lichtleiter als optische Signale zu den Read-out-Buffern weitergeleitet. Dort werden sie für die Dauer von einem Spill zwischengespeichert und auf Konsistenz geprüft. Während der Pausen zwischen den Spills werden die Daten in den Event-Buildern prozessiert. Danach erfolgt die Datenübermittlung zum zentralen Rechenzentrum des CERN, welches sich einige Kilometer vom Experiment entfernt befindet. Dort werden die Daten zuerst temporär auf Festplatten gespeichert und schließ-

⁷COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

⁸Versa Module Eurocard bus

lich auf Datenbändern endgespeichert. Seit der Strahlzeit von 2004 erfolgt innerhalb der Eventbuilder eine Online-Filtrierung der Daten, welche das Datenvolumen, das schlussendlich auf Band gespeichert wird, weiter reduziert. In umgekehrter Richtung werden über das Auslesesystem Konfigurationsdaten zu den Detektoren weitergeleitet.

In den Jahren von 2002-2004 wurden 700 TB auf Datenbändern gespeichert. Die Daten sind in Runs zusammengefasst, welche üblicherweise 100-200 Spills enthalten. Die Runs wiederum sind in Perioden zusammengefasst, die die Runs von ungefähr einer Woche enthalten.

Nachdem alle Kalibrationsdaten der Detektoren zur Verfügung stehen, und alle Runs ausgeschlossen wurden, bei denen Anomalitäten aufgetreten sind, können die Rohdaten prozessiert werden. Dies geschieht mittels des Programms CORAL⁹, welches die Daten aus der DAQ dekodiert und Informationen wie Vertex-Positionen, Teilchenspuren und Rich-Information zur weiteren Analyse zur Verfügung stellt. Damit ist gleichzeitig eine große Datenreduktion verbunden, so dass die so gewonnenen Daten sehr viel schneller weiterverarbeitet werden können. Diese Daten werden in Form von mDST¹⁰ gespeichert. Die physikalische Auswertung dieser mDSTs wird dann mit einer speziellen Software namens PHAST¹¹ durchgeführt, die von der COMPASS-Kollaboration entwickelt wurde.

Die Daten der Transversity-Messungen werden zur Auswertung so zusammengefasst, dass jede Periode einer bestimmten Targetpolarisation entspricht. Zur Berechnung der Asymmetrien werden also jeweils zwei aufeinanderfolgende Perioden miteinander verglichen. Durch den Vergleich zweier Perioden bei der Asymmetrieberechnung ist es wichtig sicherzustellen, dass das Experiment in beiden Perioden in der gleichen Konfiguration lief. Wenn also in einer Periode ein Detektor ausgefallen ist, darf in der dazugehörigen Periode diese Detektorinformation nicht verwendet werden, da dies zu falschen Asymmetrien führen könnte.

Die Simulation des Verhaltens des COMPASS-Spektrometers kann über eine spezielle Software namens COMGEANT[61] erfolgen. Die Daten, die man mit dieser Simulation gewinnt, können ebenso mit CORAL und PHAST ausgewertet werden wie die echten Daten.

⁹COMPASS Reconstruction and Analysis Framework

¹⁰mini Data Summary Tape

¹¹Physics Analysis Software and Tools

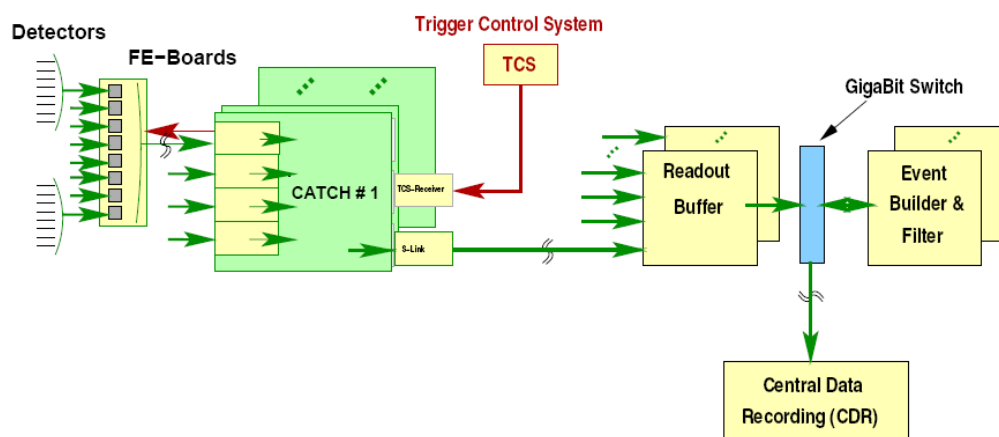


Abbildung 3.15: Das Datenauslesesystem bei COMPASS. Der Datenfluss erfolgt von den Detektoren über das CATCH-System zu den Read-out-Buffern. Nachdem die Daten in den Eventbuildern prozessiert wurden, werden sie schließlich zum zentralen Rechenzentrum des CERN übermittelt.

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

4.1 Definition der relevanten Vektoren und des verwendeten Bezugssystems

Der physikalische Hintergrund zur Entstehung der links–rechts Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der zwei Hadronenproduktion wurde bereits in Kapitel 2.3.2 beschrieben. Zur Analyse werden alle relevanten Impulsvektoren ins Gamma–Nucleon–System (GNS–System) gedreht, das sich dadurch auszeichnet, dass die z –Achse die Richtung des virtuellen Gammas ist. Schließlich ist noch ein Boost entlang der z –Achse notwendig, um ins Breit–System zu gelangen, in dem der Leptonenimpuls vor und nach der Streuung gleiche Länge hat. Die Situation ist nochmal in Abb. 4.1(links) dargestellt. ϕ_S ist der Azimuthwinkel des Quarks und ϕ_R ist der Azimuthwinkel zwischen der Ebene, in der die beiden Hadronenimpulse \vec{P}_1 und \vec{P}_2 liegen, und der Ebene, in der die beiden Impulsvektoren des einfliegenden und des gestreuten Leptons \vec{p} bzw. \vec{p}' liegen. Man erwartet eine links–rechts Asymmetrie, die von $\sin \phi_{RS}$ abhängt, wobei für $\phi_{RS} = \phi_R + \phi_S - \pi$ gilt. Die eindeutige Definition der Winkel ϕ_S und ϕ_R ist durch die Formeln 2.86 und 2.87 gegeben. Der Vektor \vec{R} ist definiert als $\vec{R} = (\vec{P}_1 - \vec{P}_2)/2$ und der Vektor \vec{R}_T ist die Komponente von \vec{R} die senkrecht zu \vec{P}_h , dem Summenvektor der Impulse, ist.

Durch diese Definition von \vec{R}_T ist nicht gewährleistet, dass der Vektor unabhängig von Lorentzboosts entlang der z –Achse ist, da die beiden Impulsvektoren \vec{P}_1 und \vec{P}_2 aus denen \vec{R} sich zusammensetzt, vom Lorentzboost auf verschiedene Weise beeinflusst werden. Wenn es aber gelingt für den Vektor \vec{R}_T eine äquivalente Definition anzugeben, die keine z –Komponente mehr aufweist, ist es nicht mehr notwendig, einen Lorentzboost vorzunehmen. Eine solche Definition existiert nach [39, 54]. Danach ist der Vektor \vec{R}_T wie folgt definiert:

$$\vec{R}_T = \frac{z_2 \vec{P}_{1T} - z_1 \vec{P}_{2T}}{z_1 + z_2}, \quad (4.1)$$

z_1 bzw. z_2 sind die Bruchteile der einzelnen Hadronenenergien bzgl. des Energieübertrags, also $z_{1,2} = \frac{E(h_{1,2})}{E(l) - E(l')}$. \vec{P}_{1T} bzw. \vec{P}_{2T} sind die transversalen Komponenten der Hadronenimpulse zur z –Achse.

Mit dieser Definition von \vec{R}_T ist erreicht, dass ein Boost ins Breit–Bezugssystem nicht notwendig ist, da alle für die Berechnung von ϕ_{RS} und \vec{R}_T relevanten Größen senkrecht

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

zur z -Achse im GNS-System sind. Die Definitionen von \vec{R} und \vec{R}_T sind nochmals in Abb. 4.1(rechts) dargestellt.

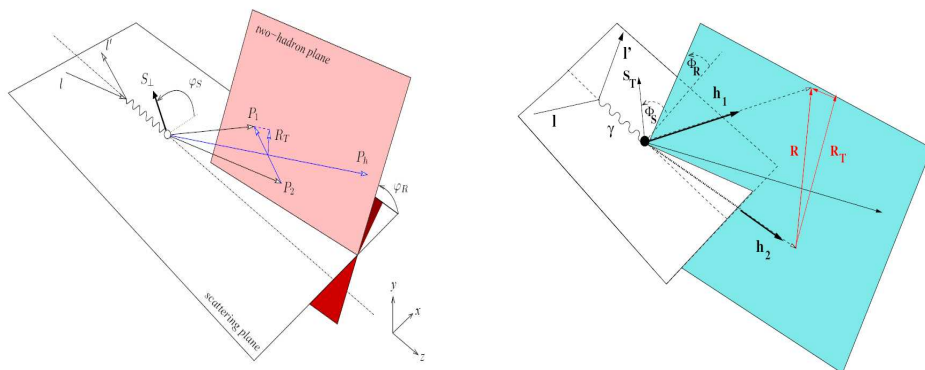


Abbildung 4.1: Die Definitionen der Winkel und Vektoren für die Definition von \vec{R}_T nach [37] (links) und für die Definition von \vec{R}_T nach [39, 54]. (rechts, Bild aus [55])

Den Zusammenhang zwischen dem resultierenden Winkel ϕ_{RS} nach den beiden Definitionen von \vec{R}_T zeigt Abb. 4.2. Dieser Plot ergab sich nach der Auswertung einer repräsentativen Doppelperiode. Auf der x -Achse ist der Winkel ϕ_{RS} nach der Definition von \vec{R}_T als senkrechte Komponente von \vec{P}_h im Breitsystem und auf der y -Achse ist der gleiche Winkel ϕ_{RS} nach der Definition von \vec{R}_T nach Formel 4.1 im GNS-System aufgetragen. Man erkennt eine sehr starke Korrelation der beiden Definitionen.

Damit nach den Formeln 2.86 und 2.87 eine sinnvolle Definition des Winkels ϕ_R erfolgen kann, ist es notwendig eine Mindestlänge des Vektors \vec{R}_T von 0,05 GeV/c zu fordern.

4.2 Berechnung der Asymmetrie

Wie in Kapitel 3 bereits beschrieben, bestand das polarisierte Target in den Jahren 2002-2004 aus zwei hintereinanderliegenden Targetzellen, die im transversalen Modus jeweils eine Woche in einer bestimmten Targetpolarisation und in der darauffolgenden Woche in der dazu entgegengesetzten Polarisation betrieben wurden. Es werden jeweils zwei hintereinanderliegende Wochen der Datennahme verglichen, um mittels der "Double-Ratio-Methode"(s.unten) die entsprechende Asymmetrie zu bestimmen. Die Situation ist nochmals in Abb.4.3 verdeutlicht. Die in Strahlrichtung zuvorderst liegende Zelle ist die "upstream"-Zelle, die darauffolgende die "downstream"-Zelle. Gemessen wurde mit transversaler Polarisation 4 Wochen in 2002, 2 Wochen in 2003 und 4 Wochen in 2004. Die Teilchenidentifikation mittels RICH war erst ab 2003 möglich.

In der zwei Hadronen Analyse erwartet man eine Zählratenasymmetrien der Form:

$$A_N(\phi_R + \phi_S - \pi) = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} = A_0 \pm A_1 \sin \phi_{RS}. \quad (4.2)$$

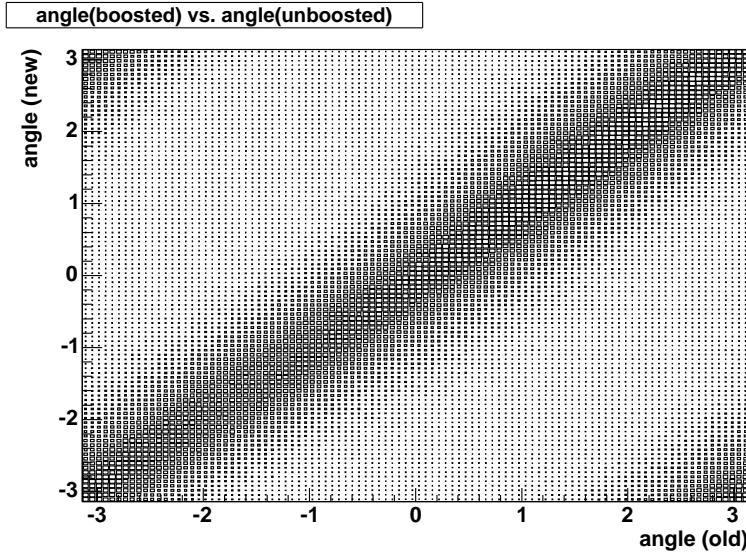


Abbildung 4.2: Der Winkel ϕ_{RS} nach der Definition von \vec{R}_T im Breitsystem (x-Achse) und nach der alternativen boostunabhängigen Definition von \vec{R}_T im GNS-System (y-Achse).

\uparrow und \downarrow steht für die Targetpolarisation. A_0 und A_1 sind zu bestimmende Parameter.

Allgemein ist die Ereigniszählrate abhängig vom Winkel ϕ_{RS} . Der Zusammenhang ist durch

$$N(\phi_{RS}) = Fn\sigma a(\phi_{RS})(1 + \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS}) \quad (4.3)$$

gegeben. F ist der Myonenfluss, n die Anzahl der Teilchen im Target, σ der über den Spin gemittelte Wirkungsquerschnitt und ϵ_{RS} die Amplitude der links-rechts Asymmetrie. $a(\phi_{RS})$ ist das Produkt aus der Winkelakzeptanz und der Effizienz des Spektrometers. Dieses ist unbekannt und auch für beide Targetzellen verschieden, so dass diese Größe in der Auswertung kompensiert werden muss. Daher wird, wie bereits erwähnt, mit zwei Targetzellen unterschiedlicher Polarität gemessen und nach einer Woche unpolarisiert, um zwei Perioden, die direkt hintereinander liegen vergleichen zu können. Damit hat man für jede Targetzelle die gleiche Messung in beiden Polarisationen durchgeführt.

Da in der Analyse die Winkel immer so bestimmt werden als sei das Target Spin-up \uparrow , muss noch eine Phasenverschiebung von π in obiger Definition berücksichtigt werden. Es gilt also für Targetzellen mit Spin-down \downarrow wegen dieser Phasenverschiebung:

$$N(\phi_{RS}) = Fn\sigma a(\phi_{RS})(1 - \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS}). \quad (4.4)$$

Da sich die Spektrometerakzeptanz innerhalb von zwei Wochen geringfügig ändern kann, wird die "Double-Ratio-Methode" verwendet, um die Asymmetrien aus den beiden Targetzellen in den zwei Perioden mit unterschiedlicher Polarisation zu bestimmen. Dabei werden die Zählratenverhältnisse aus den beiden Targetzellen ("up" und "down")

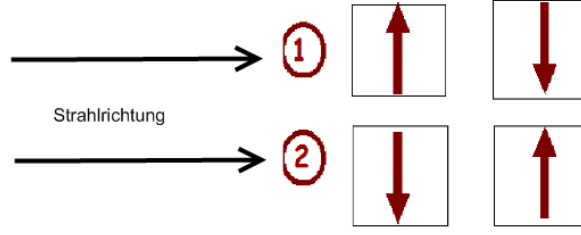


Abbildung 4.3: Die Targetpolarisationen in den zwei Zellen in zwei aufeinander folgenden Wochen. Der Myonenstrahl kommt von links.

und der dazugehörige statistische Fehler wie folgt gebildet:

$$F(\phi_{RS}) = \frac{N_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS})N_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})}{N_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS})N_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{F(\phi_{RS})} &= F(\phi_{RS}) \sqrt{\frac{1}{N_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS})} + \frac{1}{N_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})} + \frac{1}{N_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS})} + \frac{1}{N_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})}} \\ &\approx \sqrt{\frac{1}{N_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS})} + \frac{1}{N_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})} + \frac{1}{N_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS})} + \frac{1}{N_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})}}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Da das Zählratenverhältnis $F(\phi_{RS})$ üblicherweise nahe bei eins ist, wird dieses in der Formel für den Fehler nicht berücksichtigt, damit Ereignisse mit geringer Statistik nicht einen unverhältnismäßig kleinen Fehler bekommen, falls ihr Zählratenverhältnis zufälligerweise einen kleinen Wert aufweist.

Setzt man in obige Formel die Gleichungen [4.3] und [4.4] ein, so ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} F(\phi_{RS}) &= \frac{F_{up}^{\uparrow} n_{up} \sigma a_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS})(1 + \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS}) F_{down}^{\uparrow} n_{down} \sigma a_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})(1 + \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS})}{F_{up}^{\downarrow} n_{up} \sigma a_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS})(1 - \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS}) F_{down}^{\downarrow} n_{down} \sigma a_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})(1 - \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS})} \\ &= C_F \frac{a_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS}) a_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})(1 + \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS})(1 + \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS})}{a_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS}) a_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})(1 - \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS})(1 - \epsilon_{RS} \sin \phi_{RS})} \\ &\approx C_F \frac{a_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS}) a_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})}{a_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS}) a_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})} \cdot (1 + 4\epsilon_{RS} \sin \phi_{RS}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

$F_{up,down}^{\uparrow,\downarrow}$ sind die Myonenflüsse für die beiden Perioden und Targetzellen und $n_{up,down}$ sind die Teilchenanzahlen in den entsprechenden Targetzellen. Damit die Myonenflüsse in den beiden Perioden und Zellen gleich sind, werden für das Datensample entsprechende Cuts vorgenommen, so dass nur solche Events akzeptiert werden, bei denen die Projektion des einfliegenden Myonenstrahls auf die xy-Ebene am Anfang des Targets und am Ende des

Targets innerhalb einer radialen Distanz von $r < 1,3$ cm um die Targetachse liegt. Somit ist das Verhältnis der Flüsse C_F gleich 1.

Da die Akzeptanzen der beiden Targetzellen unbekannt sind, wird stattdessen gefordert, dass das Verhältnis der Akzeptanzen der beiden Targetzellen in beiden Perioden konstant ist, dass also etwaige Akzeptanzunterschiede in den Zellen sich aufheben:

$$\frac{a_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS})a_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})}{a_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS})a_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})} \simeq 1 \quad \text{wegen} \quad \frac{a_{up}^{\uparrow}(\phi_{RS})}{a_{down}^{\downarrow}(\phi_{RS})} = \frac{a_{up}^{\downarrow}(\phi_{RS})}{a_{down}^{\uparrow}(\phi_{RS})} \quad (4.8)$$

Das Zählratenverhältnis [4.5] wird jeweils für 16 gleichgroße ϕ_{RS} -bins zwischen $-\pi$ und π zusammen mit dem Fehler berechnet und anschließend ein Fit mit zwei Parametern $par(0)$ und $par(1)$ nach folgender Formel durchgeführt:

$$par(0)(1 + 4par(1) \sin \phi_{RS}). \quad (4.9)$$

Der Parameter $par(0)$ entspricht den eben erwähnten Konstanten der Myonenfluss- und Akzeptanzverhältnisse über die 16 ϕ_{RS} -bins, die nahe bei eins liegen sollten. Indem die erwartete Konstante als freier Parameter gefittet wird, kann durch die Verteilung der $par(0)$ -Werte etwas über die Qualität der Analyse ausgesagt werden. Bei einer größeren Abweichung der Verteilung von eins wäre die "Double-Ratio-Methode" nicht mehr anwendbar. In Kapitel 4.5.2 sind die $par(0)$ -Verteilungen für die verschiedenen Analysen gezeigt. Wie man dort sieht, liegen die Verteilungen nahe bei eins. Der Parameter $par(1)$ entspricht der Größe ϵ_{RS} in [4.7]. Dies ist die physikalisch relevante Asymmetrie, welche noch mit den entsprechenden Polarisationsbedingungen korrigiert werden muss, damit sie mit der in Kapitel 2.3.2 definierten Asymmetrie (bis auf ein Vorzeichen) identisch ist:

$$A_{RS} = \frac{\epsilon_{RS}}{D_{NN}fP} = \frac{\pi|\vec{R}|\sum_q e_q^2 \Delta_T q^q(x) H_{1,UT}^{\leftarrow}(z, M_h^2)}{4M_h \sum_q e_q^2 q^q(x) D_{1,UU}^q(z, M_h^2)}. \quad (4.10)$$

Wie in Kapitel 3 beschrieben sind $f \approx 0,4$ der Dilutionfaktor und $P \approx 0,45$ die Targetpolarisation. $D_{NN} = \frac{1-y}{1-y+y^2/2} = \frac{B(y)}{A(y)}$ ist der kinematische Depolarisationsfaktor, der in Kapitel 2.3.2 beschrieben wird. $y = (E_l - E_{\nu})/E_l$ ist der Bruchteil der Energie des einfliegenden Myons der auf die Endprodukte übertragen wird. Der Vorzeichenwechsel ist durch die Betrachtung der Asymmetrie gegen $\phi_{RS} = (\phi_R + \phi_S - \pi)$ bedingt.

4.3 Auswahlkriterien (cuts) des Datensamples für die Analyse

Wie in Kapitel 3.7 erwähnt, wurden für die Auswertung vorproduzierte mDST verwendet, die für jeweils einen Run stehen und im allgemeinen 200 Spills enthalten. Für die physikalische Auswertung wurden nur solche Events in mDSTs gespeichert, bei denen wenigstens ein Interaktionspunkt des einfliegenden Myons (der sogenannte primäre Vertex) vorliegt. Zusätzlich zu einem primären Vertex musste wenigstens eine herausgehende Myonenspur rekonstruiert worden sein, wobei der Viererimpulsübertrag $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$

sein musste. Das reduziert das Datensample auf circa 1% der ursprünglichen Größe. Da der Status des Spektrometers in den beiden Perioden identisch gewesen sein muss, um falsche Asymmetrien auszuschließen, wurden für die Auswertung alle Runs verworfen, die Instabilitäten aufwiesen. Dazu gehörten Abweichungen vom Mittel in den Verteilungen der kinematischen Variablen (z.B. x, y, Q^2 , Azimutwinkel der gestreuten Myonen und Hadronen) und Effizienzinstabilitäten in den rekonstruierten Teilchenbahnen und Vertizes. Mit den so erhaltenen mDSTs wurden weitere Stabilitätschecks unternommen bzgl. der gemessenen Energie in den beiden hadronischen Kalorimetern, der Effizienz beim K^0 -Nachweis, der Verteilung der Vertizes in den beiden Targetzellen und der χ^2 -Verteilung der rekonstruierten Vertizes. Eine genaue Beschreibung der Eventrekonstruktion, die nicht Teil dieser Arbeit war, findet sich in [64].

4.3.1 Allgemeine DIS-Cuts

Das endgültige Datensample wird für die zwei-Hadronen Analyse den folgenden Cuts unterzogen, um sicherzustellen, dass man sich in der Region der tiefinelastischen Streuung befindet.

- Neben der Bedingung für den Viererimpulsübertrag von $Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$, muss die auf die Endprodukte übertragene Energie in folgendem Bereich sein: $0,1 < y < 0,9$. Durch den Ausschluss von Events mit $y < 0,1$ werden elastische Ereignisse und Untergrungeignisse ausgeschlossen. Da der Trigger nur Events bis $y = 0,9$ verlässlich identifizieren kann, werden Ereignisse mit $y > 0,9$ verworfen.
- Um aus dem Bereich der hadronischen Resonanzen zu kommen, muss für die invariante Masse der hadronischen Endzustände gelten: $W > 5 \text{ GeV/c}^2$

Zusätzlich zu diesen allgemeinen Cuts wurden die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Auswahlkriterien gewählt.

4.3.2 Cut auf den primären Vertex

Ein primärer Vertex muss sowohl mit einem hereinfliegenden Myon als auch mit einem gestreuten Myon assoziiert sein. Da es manchmal vorkommt, dass mehr als ein primärer Vertex gefunden wird, steht in der Auswertesoftware PHAST eine Funktion namens "best primary vertex" zur Verfügung. Dabei wird der Vertex als bester genommen, bei dem die größte Anzahl an Teilchenspuren aus diesem Vertex herausgeht. Falls dieses Kriterium nicht genügt, da mehrere primäre Vertizes die gleiche Anzahl an herauskommenden Teilchenbahnen haben, wird der Vertex genommen, bei dem die χ^2 -Werte für die rekonstruierten herausgehenden Teilchenbahnen am besten sind. Ist so der beste primäre Vertex gefunden, wird geprüft, ob sich dieser innerhalb einer der beiden Targetzellen befindet. Die z-Positionen (in der Strahlrichtung) dafür lauten: $-100\text{cm} < z < -40\text{cm}$ für die "upstream"-Zelle und $-30\text{cm} < z < 30\text{cm}$ für die "downstream"-Zelle. Die z-Koordinaten der primären Vertizes in den beiden Targetzellen für ein repräsentatives Datensample zeigt Abb. 4.4. Zusätzlich wird um die für jedes Jahr ermittelten Positionen

der Targetachse ein Bereich von $r < 1,3\text{cm}$ gewählt, in dem der Vertex sich befinden muss. Alle Events mit besten primären Vertizes, die eines dieser Kriterien nicht erfüllen, werden verworfen. Hadronenkandidaten für die Analyse sind solche rekonstruierten Teilchenbahnen, die sowohl mit dem besten primären Vertex in Verbindung stehen, und nicht als gestreutes Myon identifiziert wurden.

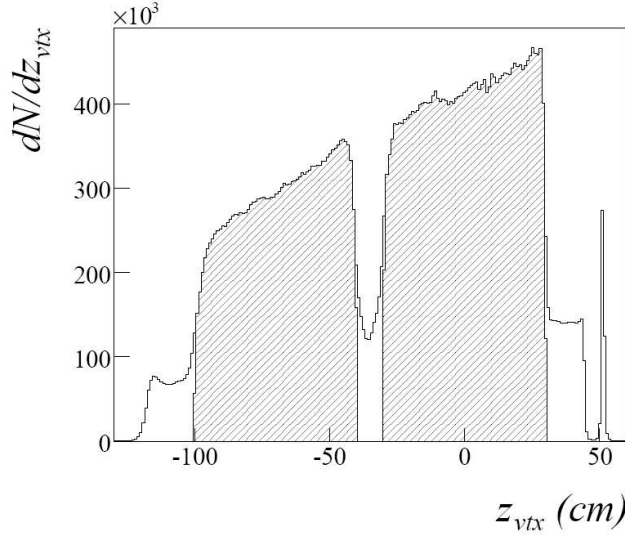


Abbildung 4.4: Verteilung der z -Koordinaten der primären Vertizes in den beiden Targetzellen. Die gestreiften Bereiche markieren den akzeptierten Bereich, in dem die z -Koordinaten der Vertizes in einer der beiden Targetzellen liegen [64].

4.3.3 Cuts auf die einfliegenden und gestreuten Myonen

Das Myon des einfliegenden Teilchenstrahls, das mit dem besten primären Vertex assoziiert ist, wird als das streuende Myon identifiziert. Außerdem muss die rekonstruierte Teilchenbahn folgendes Kriterium für das χ^2 erfüllen:

$$\chi_{red.}^2 = \frac{\chi_{tot.}^2}{N_{hits} - 5} < 10. \quad (4.11)$$

Hierbei sind $\chi_{red.,tot}^2$ das reduzierte bzw. totale χ^2 der rekonstruierten Teilchenbahn, wobei sich das reduzierte χ^2 nach obiger Formel aus dem totalen durch Division der Anzahl der Freiheitsgrade bestimmt. Diese ergibt sich hierbei aus der Anzahl der im Spektrometer nachgewiesenen Treffer in den Detektoren abzüglich der 5 Fitparameter für die Spur: die beiden Ortskoordinaten x und y (die z -Koordinate ist durch den ersten Spurpunkt festgelegt), zwei Richtungsangaben ($\frac{dx}{dz}$, $\frac{dy}{dz}$) und der Impuls des Teilchens.

Für das rekonstruierte gestreute Myon gilt die selbe χ^2 -Bedingung wie für das einfliegende Myon. Zusätzlich zu diesem Kriterium muss es eine Materialmenge im Spektrometer von wenigstens 30 Einheiten Strahlungslänge durchquert haben.

Da das Triggerhodoskop nicht die gesamte kinematische Region des SM1 (also des Spektrometers für große Winkel) abdeckt, werden manche gestreuten Myonen nicht als solche identifiziert. Deshalb werden auch alle rekonstruierten Teilchenspuren, die mehr als 4 Treffer in der ersten Ebene der Myonwall1 und 6 Treffer in der zweiten Ebene der Myonwall1 aufweisen als gestreute Myonen identifiziert.

Werden auf diese Weise in der Myonwall1 noch zusätzliche Myonen gefunden, ist also die Identifikation des gestreuten Myons nicht eindeutig, wird das Event verworfen.

4.3.4 Auswahlkriterien für das Hadronenpaar

Es wurden insgesamt zwei verschiedene Analysen zur zwei-Hadronen-Korrelation durchgeführt: Eine, bei der nach allen Hadronenpaaren in einem Event gesucht wurde, bei dem ein Hadron positiv geladen und das andere negativ geladen war. Dabei wurde als das erste Hadron h_1 das positiv geladene und als zweites Hadron h_2 das negativ geladene gewählt. Zum anderen wurde eine Analyse durchgeführt, bei der bei jedem Event nur das Hadronenpaar analysiert wurde, welche die beiden maximalen relativen Energien z_1 und z_2 aufwiesen. Dabei wurde die Analyse getrennt nach den vier verschiedenen Ladungskombinationen (+/+, +/-, -/+ und -/-) durchgeführt. Diese Analyse wird z-geordnete Analyse genannt. Das Hadron mit maximaler relativer Energie z_1 wird "leading" das mit zweithöchster relativer Energie z_2 "subleading" genannt.

Für beide Analysen wurden jeweils folgende Cuts auf jedes einzelne Hadron angewendet, um eine sichere Definition des Hadronenpaares zu gewährleisten.

- Wie bei der Definition der Myonenspur muss für das reduzierte χ^2 der Hadronenspur gelten: $\chi_{red}^2 < 10$.
- Die integrierte Strahlungslänge nX_0 muss für die Hadronenspur kleiner als 10 Einheiten sein.
- Der Effekt der Targetfragmentation wird durch folgende Cuts auf das Feynman-x und auf die relative Energie des einzelnen Hadrons klein gehalten: $x_{f_h} > 0,1^1$ und $z_h > 0,1$.
- Damit der Bereich der exklusiven (ρ)-Produktion aus der Analyse ausgeschlossen wird, wird für die Summe der relativen Energien der Hadronen $z_1 + z_2 < 0,9$ verlangt. Für die z-geordnete Analyse wurde außerdem noch $z_1 + z_2 > 0,25$ verlangt, da unterhalb dieses Bereichs die relative Energie des Hadronenpaares nicht als "leading" definiert werden kann.
- Alle Hadronen, die den letzten rekonstruierten Punkt der Spur im Spektrometer weniger als 350 cm von der Targetmitte entfernt haben, wurden verworfen, da sich dann die gesamte rekonstruierte Spur noch im Streufeld des Targetmagneten vor dem ersten Spektrometernagneten befindet.

¹Die Feynman-Skalenvariable ist wie folgt definiert: $x_f = p_z/p_{max}$, wobei p_z der Impuls des Hadrons in z-Richtung und p_{max} der maximal mögliche Impuls des Hadrons ist, welcher auf der Kollisionsenergie und der Masse der Teilchen basiert.

4.3 Auswahlkriterien (cuts) des Datensamples für die Analyse

- Die rekonstruierte Hadronenspur wird hinter die Positionen der Myonwall–Detektoren extrapoliert und dort ein Cut auf die Position der extrapolierten Spur in der x – y Ebene durchgeführt. Da in der Mitte der Hadronenabsorber Löcher vorhanden sind, um die Strahlregion auszuschließen, ist die Strahlenlänge X_0 in dieser Region klein. Durch die oben erwähnte Auswahlregel $nX_0 < 10$ für Hadronen werden dann aber alle Teilchen, die durch die Löcher der Hadronenabsorber gehen als Hadronen identifiziert. Alle Events, bei denen extrapolierte Spuren vorkommen, die durch die Mitte der Myonenwalldetektoren hindurchgehen, werden somit verworfen, sofern die rekonstruierte Ladung positiv ist. Damit wird sichergestellt, dass bei einem Event keine falsch rekonstruierten Hadronenspuren mit hoher Energie vorkommen, die in Wirklichkeit nicht identifizierte Myonen sind. Da sich dies hauptsächlich auf Hadronen mit $z > 0,8$ bezieht, die Summe der beiden Hadronen aber $z_1 + z_2 = 0,9$ nicht überschreiten darf und für jedes einzelne Hadron $z > 0,1$ gilt, spielt dieser Cut in der zwei Hadronenanalyse nur eine untergeordnete Rolle. Nur wenige Promille der Events werden auf diese Weise verworfen.
- Zusätzlich zu dem eben beschriebenen Unterscheidungskriterium zwischen Hadronen und Myonen wird die Korrelation zwischen der Kalorimeterenergie und dem Spektrometerimpuls geprüft, falls ein Eintrag in den hadronischen Kalorimetern zur Hadronenspur vorliegt. Myonen zeigen nur eine sehr geringe Kalorimeterenergie im Vergleich zu ihrer Spektrometerenergie, da Myonen oberhalb von Impulsen von $p \approx 0,3 \text{ GeV}/c$ minimal ionisierend sind [67]. Dagegen erzeugen Hadronen Partikelschauer im hadronischen Kalorimeter und geben daher ihre gesamte Energie ab. Für die beiden Kalorimeter wird ein linearer Cut auf die Korrelation zwischen der Kalorimeterenergie und dem Spektrometerimpuls angewendet. Die entsprechende Korrelation zeigt Abb. 4.5 für das hadronische Kalorimeter 1 und Abb. 4.6 für das hadronische Kalorimeter 2, wobei die linke Abbildung jeweils die Kalorimeterenergie gegen den Spektrometerimpuls vor Anwendung des linearen Cuts und die rechte Abbildung danach zeigt. Man sieht, dass durch die linearen Cuts Teilchen mit hohem Spektrometerimpuls aber geringer Kalorimeterenergie verworfen werden.

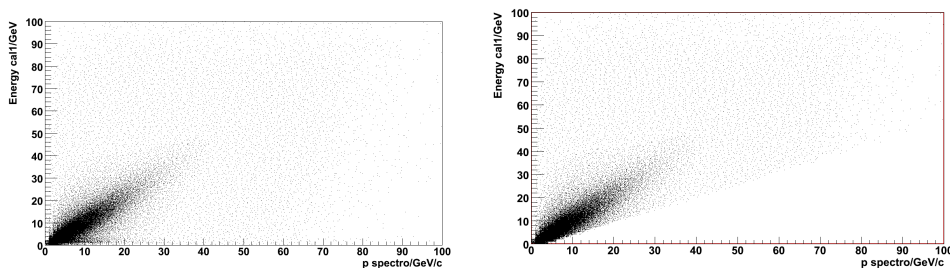


Abbildung 4.5: Energie des hadronischen Kalorimeters 1 gegen den Spektrometerimpuls. Die linke Abbildung zeigt die Verteilung vor dem linearen Cut, die rechte Abbildung zeigt die akzeptierten Ereignisse nach dem Cut

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

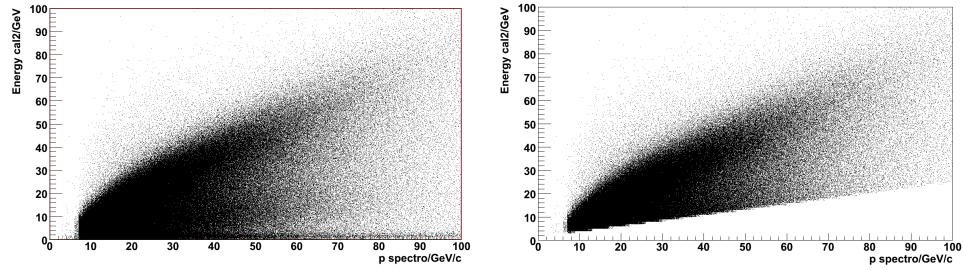


Abbildung 4.6: Energie des hadronischen Kalorimeters 2 gegen den Spektrometerimpuls. Die linke Abbildung zeigt die Verteilung vor dem linearen Cut, die rechte Abbildung zeigt die akzeptierten Ereignisse nach dem Cut

Während bei der Analyse aller positiv/negativ geladener Hadronenpaare in einem Event alle Hadronenpaare mit entgegengesetzter Ladung analysiert werden, die oben beschriebene Cuts passiert haben, muss bei der z -geordneten Analyse noch geprüft werden, ob bei den eben beschriebenen Cuts mögliche Hadronen verworfen wurden, die ein größeres z haben, als das selektierte Hadronenpaar. Ist das der Fall, wird das gesamte Event verworfen. Da es auch möglich ist, dass neutrale Hadronen, die im Spektrometer nicht nachgewiesen werden, ein größeres z haben, als das nachgewiesene geladene leading/subleading Paar, wird noch die Information aus den Hadronischen Kalorimetern dazugenommen, in denen neutrale Teilchen durch ihre Energiedeposition in Form eines Clusters ohne zugeordnete Spur nachgewiesen werden können. Die Energiedepositionen der Cluster in den hadronischen Kalorimetern sind entsprechend kalibriert, dass sie mit den Energien von Teilchen, welche im Spektrometer bestimmt wurden, verglichen werden können. Es wird überprüft, ob im Spektrometer ein relativer Energiebetrag nicht nachgewiesen wurde, der größer ist als die relative Energie des "subleading"-Hadrons. Falls also für alle im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen n gilt, dass $1 - \sum_n z_n > z_{subleading}$, dann kann es sein, dass ein neutrales Teilchen eine höhere relative Energie als das "subleading" Hadron hat. Wenn dann für den neutralen Cluster mit maximaler Energie E_C gilt $E_C - 2\Delta E_C > E_{subleading}$, dann wird das Event verworfen, wobei ΔE_C der Fehler bei der Energiebestimmung des Clusters ist.

4.3.5 Verteilungen der kinematischen Variablen im endgültigen Datensample

Folgende Verteilungen wurden für eine Doppelperiode (W33/W34) des Jahres 2004 erhalten und sind repräsentativ für das gesamte Transversity Datensample.

Abb. 4.7 zeigt links oben die endgültige Verteilung in Q^2 nach allen Cuts für alle unidentifizierten positiv-negativ geladenen Hadronenpaare, rechts oben die Verteilung gegen x und unten die Verteilung für y .

Man sieht, dass im endgültigen Datensample die Verteilung für $x > 0,02$ stark abfällt. In Abb. 4.8 ist die Verteilung von $z_{pos.Hadron}$ gegen $z_{neg.Hadron}$ gezeigt und Abb. 4.9 zeigt die Multiplizität von allen positiv/negativ geladenen Hadronenpaaren pro Event.

4.3 Auswahlkriterien (cuts) des Datensamples für die Analyse

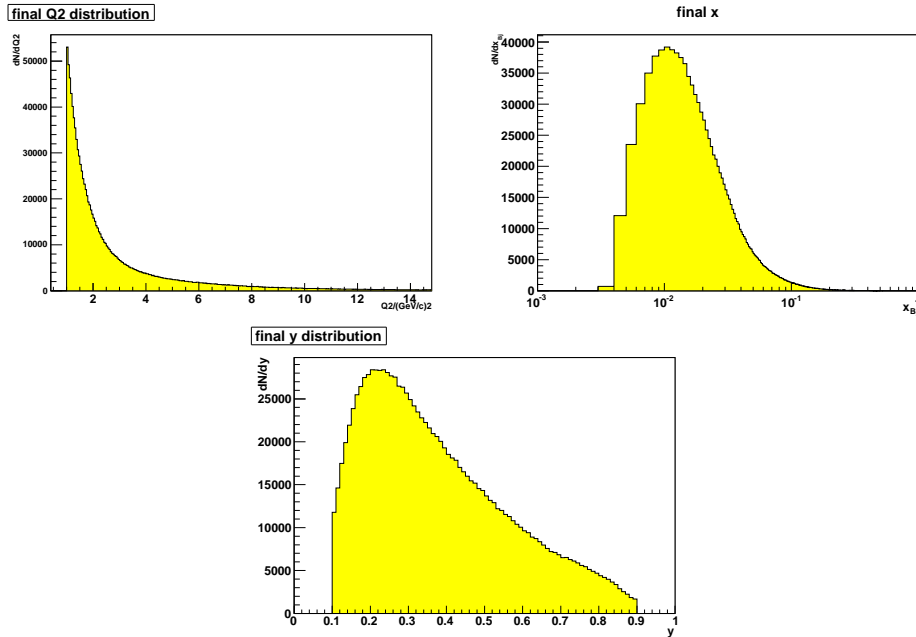


Abbildung 4.7: Q^2 -Verteilung für das endgültig akzeptierte Datensample unidentifizierter +/- Paare (links oben), für x (rechts oben) und y (unten).

4.3.6 Teilchenidentifikation

Zur Teilchenidentifikation steht beim COMPASS Experiment die Information des RICH-Detektors zur Verfügung (s. Kapitel 3). Während der Datenrekonstruktion mittels der CORAL-Software werden die wichtigsten Parameter zur Teilchenidentifikation in mDSTs gespeichert. Darunter sind χ^2 und Likelihood Werte für verschiedene Massenhypothesen.

Zur Identifikation werden in der Datenproduktion die Teilchenspuren des Events und die Treffer der Photonendetektoren verwendet. Die Geometrie des RICH-Detektors ist so, dass bei einem festen Brechungsindex Photonen, die unter einem bestimmten Winkel θ von einer Teilchenspur abgestrahlt werden, auf einen Ring in der Ebene der Photonendetektoren abgebildet werden. Dabei werden Treffer der Photonendetektoren zu Clustern kombiniert, wodurch sich genauere Aussagen machen lassen, an welchem Punkt die einzelnen Photonen den Detektor getroffen haben. Die Position des Rings hängt vom Winkel des einfliegenden Teilchens ab.

Eine Möglichkeit zur Auswertung der Detektorinformation ist es, den Ringradius in der Photondetektorebene zu bestimmen, um den Cherenkovwinkel θ_C zu erhalten. Da dies aber nur schwer zu realisieren ist, werden stattdessen die Clusterkoordinaten in die θ - ϕ Ebene transformiert, wobei θ der Polarwinkel und ϕ der Azimutwinkel des Clusters (bzw. des Photons) relativ zur Teilchenbahn sind. In dieser Ebene haben die Photonencluster von einem bestimmten Teilchen eine gleichförmige Verteilung in ϕ . Daher kann man statt eines Ringes in der Photondetektorebene nach einem Peak in der θ -Projektion suchen.

Ist dies erfolgt, kann die Teilchenidentifikation mit zwei verschiedenen Methoden er-

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

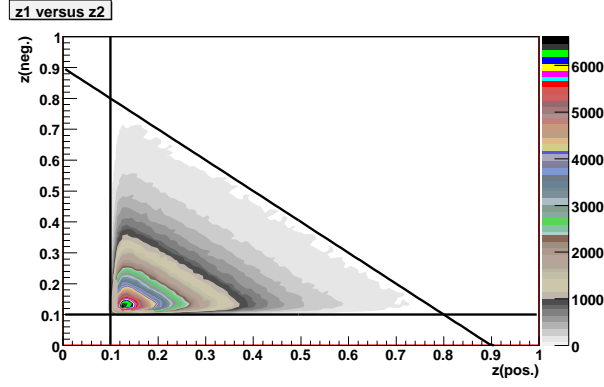


Abbildung 4.8: Verteilung von $z_{pos.Hadron}$ (x-Achse) gegen $z_{neg.Hadron}$ (y-Achse). Die schwarzen Linien kennzeichnen die angewendeten Cuts.

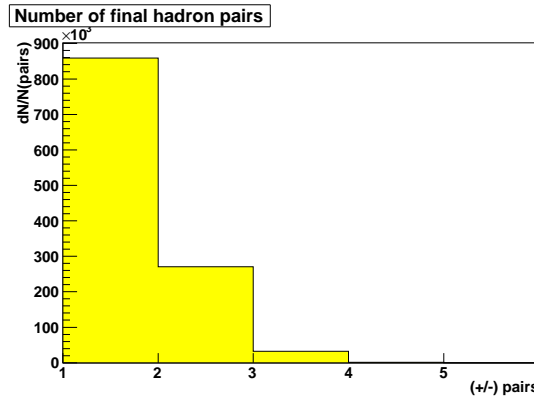


Abbildung 4.9: Multiplizitäten von allen (+/-) Paaren pro Event.

folgen. Zum einen kann für den Ring folgendes χ^2 berechnet werden:

$$\chi_i^2 = \frac{1}{N_F} \sum_{k=1}^{N_\gamma} \frac{(\theta_k^\gamma - \theta_i^{\text{Ring}})^2}{(\sigma_\theta^\gamma)^2} \quad i = \{\pi, K, p\}, \quad (4.12)$$

wobei N_F die Anzahl der Freiheitsgrade bedeutet. Die Summe geht über alle Photonen, die mit dem Teilchen assoziiert sind. θ_k^γ ist der Polarwinkel des k -ten Photons des Rings, θ_i^{Ring} ist der für eine bestimmte Massenhypothese i erwartete Cherenkov-Winkel und σ_θ^γ ist die Auflösung in θ . Die χ_i^2 der Massenhypothesen werden für Pionen, Kaonen und Protonen berechnet. Mit dieser χ^2 -Methode zur Ermittlung des Rings und damit des Cherenkovwinkels kann aber keine Abschätzung des Untergrunds erfolgen, weswegen die Teilchenidentifikation in dieser Arbeit mit der Likelihood Methode erfolgte. Dabei wird für den Ring folgende Likelihood bestimmt [57]:

$$L_{N_i} = \prod_{k=1}^{N_\gamma} \left((1 - \epsilon) G(\theta_k^\gamma, \phi_k^\gamma, \theta_i^{\text{Ring}}) + \epsilon B(\theta_k^\gamma, \phi_k^\gamma) \right) \quad i = \{\pi, K, p\}, \quad (4.13)$$

wobei ϵ den Untergrundanteil beschreibt, den man empirisch aus der θ_k^γ Verteilung bestimmt und die Funktionen $G(\theta_k^\gamma, \phi_k^\gamma, \theta_i^{\text{Ring}})$ und $B(\theta_k^\gamma, \phi_k^\gamma)$ die Parametrisierungen der Signal- und Untergrundbeiträge darstellen. Für die Analyse wird eine normierte Version $L = \sqrt[N]{L_N}$ verwendet.

Beiträge zum Untergrund sind Rauschen in der Elektronik, Photonen anderer Teilchen, die zum gleichen Event gehören und Photonen, die zu anderen Events gehören, aber noch im Speicher der Photonendetektoren waren. Die meisten dieser Beiträge können nicht theoretisch beschrieben werden, sondern müssen anhand der Daten abgeschätzt werden [57].

Effizienzabschätzung der Teilchenidentifikation

Zur Abschätzung der Nachweiseffizienz des RICH-Detektors ist es nötig, das Signal S zu Untergrundverhältnis B ("signal to background ratio") für einen bestimmten Peak im invarianten Massenspektrum zu bestimmen, das nach Auswertung der RICH Information erhalten wurde. Dies kann anhand des Φ -Peaks für Kaonen und anhand des K_S^0 -Peaks für Pionen erfolgen. Man erhält eine Purity von $\frac{S}{S+B} \approx 0,85$ für Kaonen aus dem Zerfall des Φ und eine Purity von $\frac{S}{S+B} \approx 0,94$ für Pionen aus dem K_S^0 Zerfall [56]. Die Purity für K^+ ist etwas höher als für K^- [69].

Die Nachweiseffizienz des RICH-Detektors hängt vom Polarwinkel des Teilchens ab, da Teilchen mit unterschiedlichen Polarwinkeln Photonen generieren, die verschiedene Regionen des Detektors treffen. Teilchen mit kleinem Polarwinkel sind nahe an der Strahlregion und damit nahe an dem Bereich, in dem die Myonen im äußeren Bereich des Strahls Photonen erzeugen. Außerdem wird durch das Strahlrohr die Anzahl der nachweisbaren Photonen für diese Teilchen reduziert. Daher ist für kleine Polarwinkel die Nachweisempfindlichkeit reduziert. Abb. 4.10 (links) zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen aus dem K_S^0 Zerfall aufgetragen gegen den Polarwinkel des Pions für Impulse $> 3,3 \text{ GeV}/c$, was auf das Datensample bezogen heißt, dass im Mittel 5 Photonen pro Teilchen nachgewiesen wurden, und für Impulse $> 4,0 \text{ GeV}/c$, was einem Datensample mit im Mittel 8 nachgewiesenen Photonen pro Teilchen entspricht. Allgemein werden für eine bestimmte Teilchensorte um so mehr Photonen nachgewiesen, desto höher der Impuls ist. Das erklärt auch die niedrigere Nachweiswahrscheinlichkeit für große Winkel. Bei großen Polarwinkeln ist der Impuls im allgemeinen geringer und damit werden weniger Photonen nachgewiesen.

Abb. 4.10 (rechts) zeigt die Nachweisempfindlichkeit gegen den Polarwinkel für Kaonen aus dem Φ Zerfall. Nur Teilchen mit Impulsen $> 11,5 \text{ GeV}/c$ sind im Datensample ausgewählt, was im Mittel 5 nachgewiesenen Photonen pro Teilchen entspricht. Die allgemein kleinere Nachweisempfindlichkeit gegenüber dem K_S^0 Sample entspricht der geringeren Purity des Φ Samples. Kaonen mit großen Polarwinkeln können durch den limitierten Phasenraum des Φ Samples nicht untersucht werden [56].

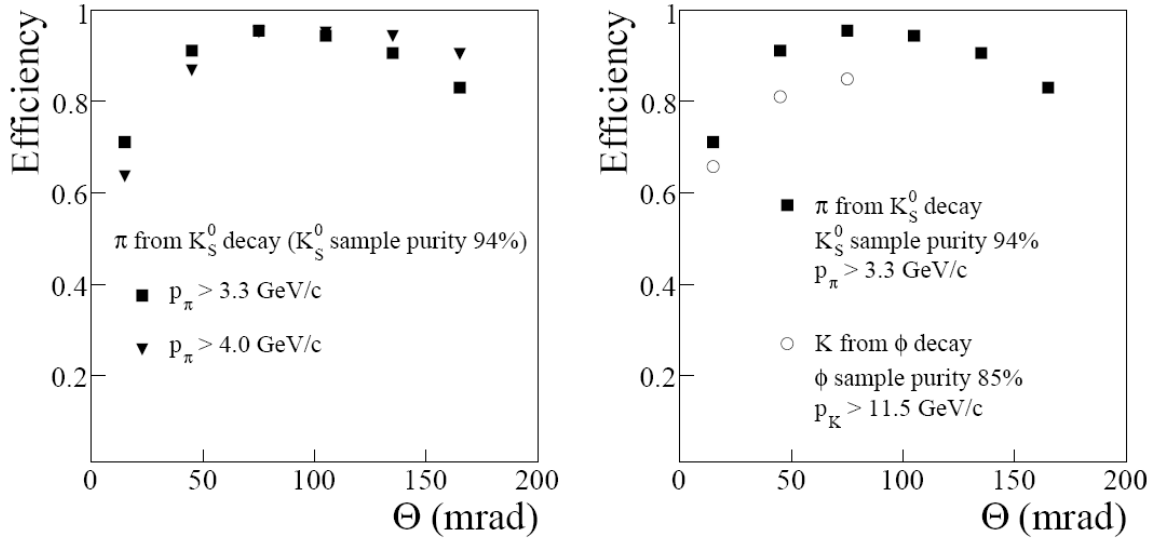


Abbildung 4.10: Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen aus dem K_S^0 Datensample für 2003 aufgetragen gegen den Polarwinkel (links). Auf der rechten Seite wird die Nachweiseffizienz für Pionen aus dem K_S^0 Zerfall mit der Nachweiseffizienz für Kaonen aus dem Φ Zerfall verglichen [56].

Auswahlkriterien zur Identifikation von Pionen und Kaonen

Nach der Datenproduktion kann die Likelihood mittels der Analysesoftware "Phast" für die Massenhypothesen für Pion, Kaon und Proton abgerufen werden. Ebenso kann die Likelihood für die Annahme eines Untergrundereignisses abgerufen werden. In der identifizierten zwei Hadronenanalyse wird zwischen Pionen und Kaonen unterschieden und Teilchen die nicht identifiziert werden konnten, werden in der Analyse nicht beachtet. Zur Optimierung der Cuts wurden Monte-Carlo Studien durchgeführt, die unter [68] ausführlich beschrieben werden.

Damit Teilchen als Pionen identifiziert werden, müssen folgende Kriterien erfüllt werden: (LH steht für Likelihood):

- Die Likelihood mit der Massenannahme eines Pions muss von allen Likelihoods den höchsten Wert haben.
- Für das Verhältnis der Likelihoods zwischen Pion und Untergrund muss gelten:

$$\frac{LH_\pi}{LH_{\text{Untergrund}}} > 1,03$$
- Für das Verhältnis von LH_π und der zweithöchsten Likelihood muss gelten:

$$\frac{LH_\pi}{LH_{2\text{ndmaximum}}} > 1,002$$
- Der Impuls des Pions muss zwischen folgenden Werten liegen:
 Cherenkovschwelle $_\pi$ [GeV/c] < p_π < 50 GeV/c. Die Schwelle wird für jedes Ereignis

4.3 Auswahlkriterien (cuts) des Datensamples für die Analyse

nis einzeln mit folgender Formel berechnet:

$$\text{Cherenkovschwelle}_\pi [\text{GeV}/c] = (M_\pi / \sqrt{(n^2 - 1)} + 0,5 \text{ GeV}/c), \quad (4.14)$$

wobei n den Brechungsindex bedeutet, der über die Analysesoftware "Phast" für jeden einzelnen Run abrufbar ist. Der Brechungsindex hängt von der Gasmischung im Gasvolumen des RICH ab. Da eine hundert prozentige C_4F_{10} -Füllung nicht reliierbar ist, gibt es immer eine Beimengung von N_2 . Zusätzlich hängt der Brechungsindex von der Temperatur und dem Druck des Gases ab [57]: $\Delta T = +3 \text{ K} \rightarrow \frac{\Delta n}{n-1} \approx -1\%$ und $\Delta p = +10 \text{ mbar} \rightarrow \frac{\Delta n}{n-1} \approx +1\%$

Zur Identifikation eines Teilchens als Kaon müssen folgende Annahmen erfüllt sein:

- Die Likelihood mit der Massenannahme eines Kaons muss von allen Likelihoods den höchsten Wert haben.
- Für das Verhältnis der Likelihoods zwischen Kaon und Untergrund muss gelten:

$$\frac{LH_K}{LH_{\text{Untergrund}}} > 1,04$$
- Für das Verhältnis von LH_K und der zweithöchsten Likelihood muss gelten:

$$\frac{LH_K}{LH_{2\text{ndmaximum}}} > 1,003$$
- Der Impuls des Kaons muss zwischen folgenden Werten liegen:
 $\text{Cherenkovschwelle}_K [\text{GeV}/c] < p_K < 50 \text{ GeV}/c$. Die Schwelle wird analog zur Pionenschwelle mit folgender Formel berechnet:

$$\text{Cherenkovschwelle}_K [\text{GeV}/c] = (M_K / \sqrt{(n^2 - 1)} + 1,0 \text{ GeV}/c). \quad (4.15)$$

Qualitätstest für die identifizierte Hadronenanalyse

Da bei der oben erwähnten Datenproduktion nur unidentifizierte Hadronensample erzeugt wurden, musste die RICH-Detektor Stabilität für die 6 Datenperioden separat überprüft werden, in denen in transversaler Polarisation in den Jahren 2003 und 2004 die Information des RICH-Detektors zur Verfügung stand, da in der Datenproduktion keine Qualitätstests für den RICH-Detektor vorgenommen wurden. Dazu wurde für jede Periode die Stabilität der berechneten Likelihoodverteilungen für Pionen und Kaonen und die Anzahl der identifizierten Pionen und Kaonen Run für Run überprüft. Für die Jahre 2003 sind das die Perioden P1G und P1H, für 2004 die Perioden W33, W34, W35 und W36.

Wenn sich bei einem Run auf diese Weise Instabilitäten zeigten, wurde dieser Run verworfen. Die Prozentzahl der so ermittelten schlechten Spills in den verworfenen Runs am Datensample der entsprechenden Periode zeigt Tab. 4.1. Alle anderen Runs wurden als gut qualifiziert.

Schließlich wurden die eben beschriebenen Stabilitätskriterien noch Spill für Spill überprüft und einzelne Spills in den guten Runs verworfen, falls die Stabilitätskriterien nicht

	% der verworfenen Spills
P1G	4,5
P1H	7
W33	2
W34	2,6
W35	0,5
W36	0,3

Tabelle 4.1: Prozentzahl der verworfenen Spills an der Gesamtzahl der Spills.

erfüllt waren. Die Anzahl der so verworfenen Spills in den guten Runs beträgt pro Periode etwa 1%.

Die so erhaltenen "bad Run" und "bad Spill" Listen, die die Runs und Spills beinhalten, die in der identifizierten Analyse verworfen werden, sind sowohl für die ein Hadronenanalyse (also die Analyse des Collins- und Siverseffekts) als auch für die hier behandelte zwei Hadronenanalyse die selben. Sie wurden für diese Arbeit von der COMPASS-Kollaboration zur Verfügung gestellt. [65, 68].

Die identifizierte zwei Hadronenanalyse

Mit den beschriebenen Auswahlkriterien können vier verschiedene Analysen für alle plus/minus Paare durchgeführt werden. Diese sind:

- alle $\pi^+\pi^-$ Paare,
- alle $K^+\pi^-$ Paare,
- alle π^+K^- Paare und
- alle K^+K^- Paare.

Für die Analyse aller leading/subleading z -Paare ergeben sich entsprechend 16 verschiedene Analysen, wenn man neben den vier möglichen Teilchenkombinationen auch noch die vier verschiedenen Ladungskombinationen berücksichtigt (+/-, -/+, +/+ und -/-).

In den Abb. 4.11 und 4.12 werden für die vier verschiedenen Analysen aller +/- Paare die vier invarianten Massenspektren gezeigt. Man erkennt in Abb. 4.11 oben für alle $\pi^+\pi^-$ Paare den Peak des ρ -Mesons, welches in $\pi^+\pi^-$ zerfällt. In den Massenspektren für alle $K^+\pi^-$ Paare (in Abb. 4.11 unten) und alle π^+K^- Paare (in Abb. 4.12 oben) erkennt man den K^* Peak und im Massenspektrum für alle K^+K^- Paare (Abb. 4.12 unten) erkennt man den Φ Peak.

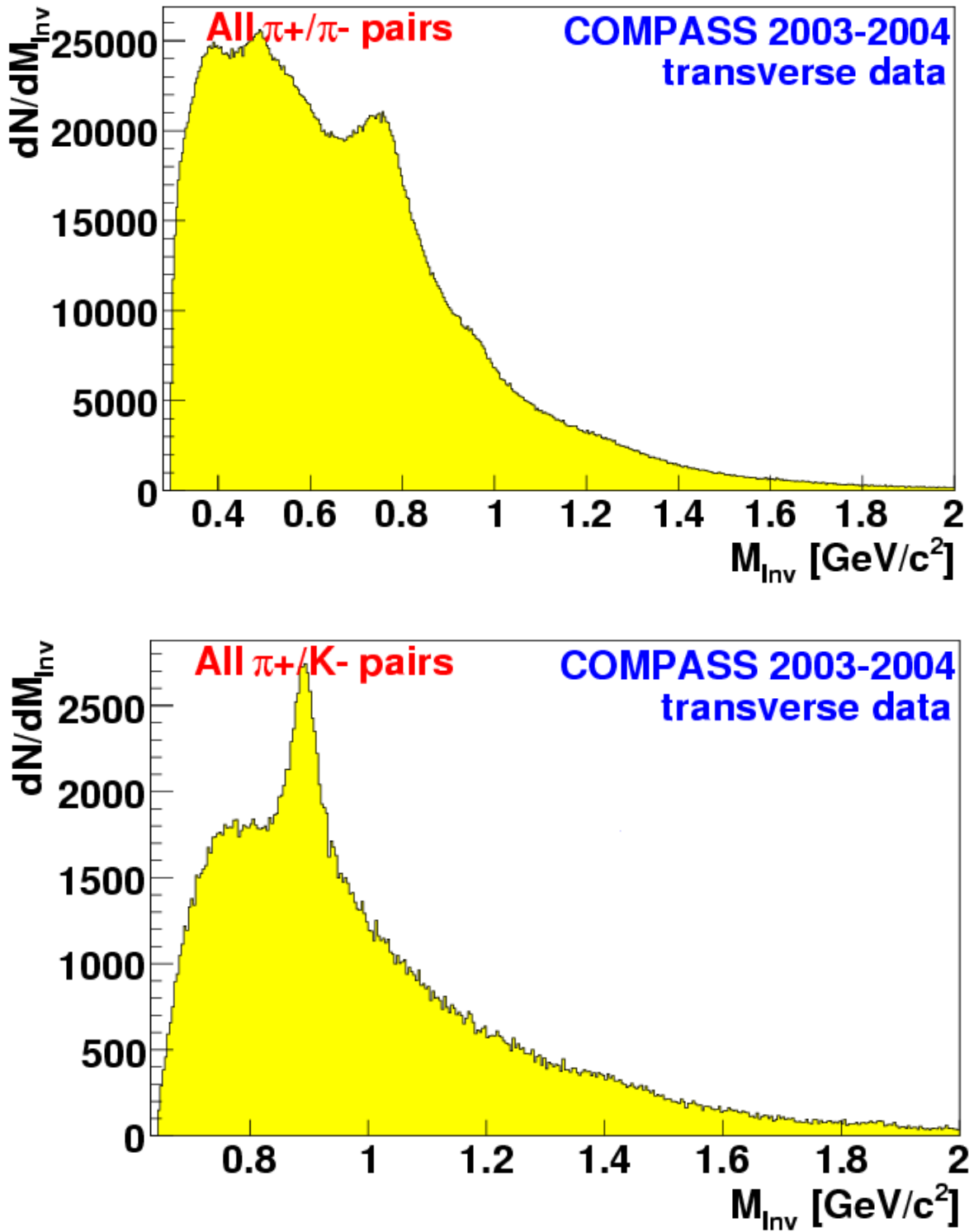


Abbildung 4.11: Spektren der invarianten Masse für $\pi^+\pi^-$ (oben) und für π^+K^- (unten). Der ρ Peak im oberen Spektrum und der K^* Peak für das untere Spektrum sind deutlich zu erkennen.

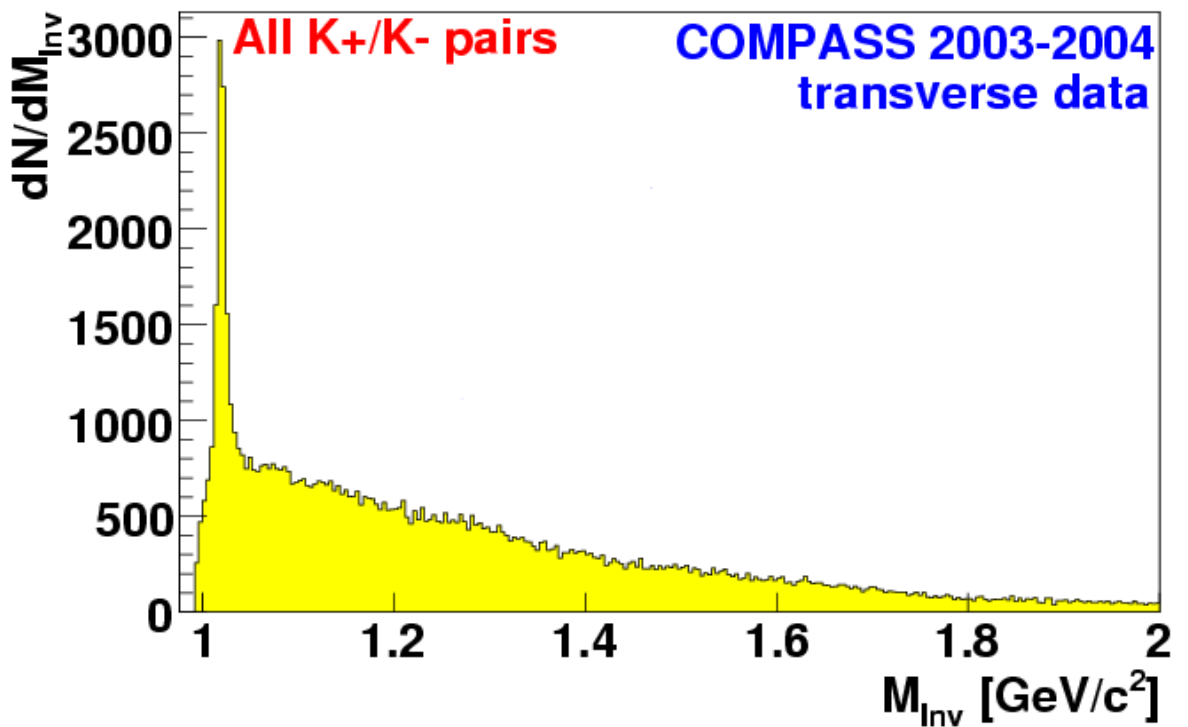
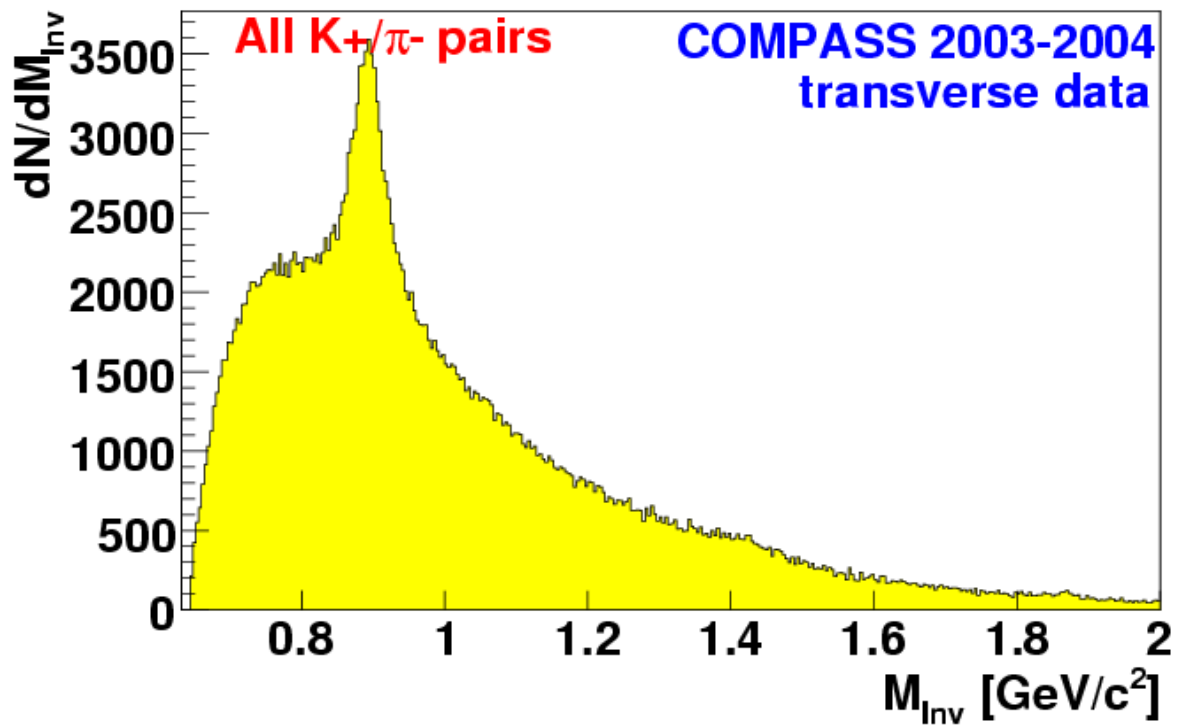


Abbildung 4.12: Spektren der invarianten Masse für $K^+\pi^-$ (oben) und für K^+K^- (unten). Der K^* Peak im oberen Spektrum und der Φ Peaks im unteren Spektrum sind stark ausgeprägt.

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

Die azimuthalen Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt wurden gegen drei verschiedene Variablen geplottet. Diese sind x , von der die transversale Quarkverteilungsfunktion $\Delta_{Tq}(x)$ abhängt, und $z = z_1 + z_2$ und M_{inv} , von denen die Fragmentationsfunktion $H_1^{\leftarrow}(z, M_{inv})$ abhängt. Die Analyse erfolgte einmal für alle +/- Paare ohne Verwendung der RICH Information, so dass neben den Messdaten aus 2003 und 2004 auch die Messdaten aus 2002 verwendet werden konnten, als die RICH Information noch nicht zur Verfügung stand.

Zum anderen wurde die Analyse für die Jahre 2003 und 2004 mit Verwendung der RICH Information, also mit Teilchenidentifikation für Pion und Kaon, durchgeführt. Bei dieser identifizierten Analyse wurden zum einen alle +/- Paare ausgewertet und zum anderen in einer z -geordneten Analyse alle möglichen Ladungskombinationen der Paare betrachtet.

Nach den Abschnitten 4.4.1 und 4.4.2, in denen die endgültig erhaltene Statistik der Hadronenpaare für die drei verschiedenen Analysen und das Binning der Asymmetriplots besprochen werden, werden in Abschnitt 4.4.3 die erhaltenen Asymmetrien in den Variablen x , z und M_{inv} gezeigt. Die Asymmetrien wurden nach dem in Abschnitt 4.2 besprochenen "Double-Ratio" Verfahren berechnet und sind als gewichtetes Mittel über die betrachteten Doppelperioden berechnet. Die Gewichtung erfolgte nach folgender Formel:

$$\bar{A} = \frac{A_1/\sigma_1^2 + A_2/\sigma_2^2 + \dots}{1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2 + \dots}, \quad (4.16)$$

$$\bar{\sigma} = \frac{\sqrt{1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2 + \dots}}{1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2 + \dots}, \quad (4.17)$$

hierbei stehen \bar{A} und $\bar{\sigma}$ für die gewichteten Asymmetrien bzw. Fehler und die A_i und σ_i für die Asymmetrien und Fehler der einzelnen Perioden.

In den letzten Abschnitten dieses Kapitels wird schließlich noch auf systematische Studien zur Güte der Fitmethode eingegangen, auf die Stabilität der Asymmetrien der einzelnen Perioden bzgl. der gewichteten Asymmetrie und auf die Untersuchung von generierten sogenannten falschen Asymmetrien, die etwas über systematische Fehler bei der durchgeführten Analyse aussagen.

4.4.1 Statistik der Hadronenpaare nach allen Cuts für die verschiedenen Analysen

Statistik aller unidentifizierten +/- Paare für die Jahre 2002–2004

Tabelle 4.2 zeigt die Statistik aller +/- Paare für die einzelnen Doppelperioden der Jahre 2002–2004. Im Jahr 2002 gab es zwei Doppelperioden, die miteinander verglichen wurden, genannt P2B/P2C und P2H1/P2H2. Im Jahr 2003 eine Doppelperiode genannt P1G/P1H und 2004 wieder zwei Doppelperioden, genannt W33/W34 und W35/W36.

Periode	Anzahl +/- Paare
P2B/P2C	513358
P2H1/P2H2	342193
P1G/P1H	1802571
W33/W34	1508689
W35/W36	1953694
total	6120505

Tabelle 4.2: Statistik aller +/- Paare im unidentifizierten Fall.

Zu beachten ist der deutliche Gewinn an Statistik in den Jahren 2003 und 2004 gegenüber 2002. Allein in den vier Wochen des Jahres 2004 wurden über 50% der Statistik gesammelt.

Statistik aller identifizierten +/- Paare für die Jahre 2003–2004

Die RICH Information stand, wie erwähnt, nur für die Jahre 2003 und 2004 zur Verfügung. Für die Datensätze dieser Jahre wurden alle π^+/π^- , alle π^+/K^- , alle K^+/π^- und alle K^+/K^- Paare ausgewertet. Die Anzahl aller π^+/π^- Paare, die in den Doppelperioden zur Auswertung kamen, zeigt Tab. 4.3. Die Tabellen 4.4, 4.5 und 4.6 zeigen die entsprechenden Datensätze für die drei anderen identifizierten Analysen. Außerdem zeigen die Tabellen noch zum Vergleich die entsprechende Anzahl aller +/- Paare der unidentifizierten Analyse und den Prozentsatz der identifizierten Paare im Datensample der unidentifizierten Analyse.

Wie man an den Statistiktabelle sieht, werden etwa 80% der +/- Paare als π^+/π^- , π^+/K^- , K^+/π^- oder K^+/K^- identifiziert. Die restlichen 20% der +/- Paare konnten vom RICH-Detektor nicht eindeutig zugeordnet werden und blieben deswegen in der identifizierten Analyse unberücksichtigt.

Weiterhin sieht man an den Tabellen, dass etwas mehr K^+/π^- Paare als π^+/K^- Paare vorhanden sind. Das liegt an der oben bereits erwähnten höheren Purity für K^+ gegenüber K^- .

	alle +/- Paare	alle π^+/π^- Paare	Prozent
P1G/P1H	1802571	1236359	68,6%
W33/W34	1508689	1076871	71,4%
W35/W36	1953694	1416340	72,5%
total	5264954	3729570	70,8%

Tabelle 4.3: Statistik für alle π^+/π^- Paare im Vergleich mit der Statistik im unidentifizierten Fall.

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

	alle +/- Paare	alle π^+/K^- Paare	Prozent
P1G/P1H	1802571	78123	4,3%
W33/W34	1508689	68477	4,5%
W35/W36	1953694	90885	4,7%
total	5264954	237485	4,5%

Tabelle 4.4: Statistik für alle π^+/K^- Paare im Vergleich mit der Statistik im unidentifizierten Fall.

	alle +/- Paare	alle K^+/π^- Paare	Prozent
P1G/P1H	1802571	101043	5,6%
W33/W34	1508689	87036	5,8%
W35/W36	1953694	115561	5,9%
total	5264954	303640	5,8%

Tabelle 4.5: Statistik für alle K^+/π^- Paare im Vergleich mit der Statistik im unidentifizierten Fall.

	alle +/- Paare	alle K^+/K^- Paare	Prozent
P1G/P1H	1802571	28210	1,6%
W33/W34	1508689	24973	1,7%
W35/W36	1953694	33053	1,7%
total	5264954	86236	1,6%

Tabelle 4.6: Statistik für alle K^+/K^- Paare im Vergleich mit der Statistik im unidentifizierten Fall.

Statistik aller identifizierten z -geordneten Paare für die Jahre 2003–2004

Bei der identifizierten Analyse aller z -geordneten Paare nach allen Ladungskombinationen ergibt sich im Vergleich zur Analyse aller identifizierten $+/-$ Paare eine verringerte Statistik, da zum einen jeweils nur ein Paar pro Event ausgewertet wird. Zum anderen werden alle Events nicht berücksichtigt, bei denen es wenigstens ein Hadron gibt, das aufgrund anderer Cuts nicht in die Analyse eingegangen ist, aber ein größeres z hat als "subleading" Hadron. Die Statistik für alle möglichen 16 Analysen zeigen Tab. 4.7 und Tab. 4.8 :

Periode	π^+/π^-	π^-/π^+	π^+/π^+	π^-/π^-	π^+/K^-	π^-/K^+	π^+/K^+	π^-/K^-
P1G/P1H	298610	292985	172984	136043	11775	14953	9330	6021
W33/W34	271125	265179	155668	120668	10786	13229	8222	5263
W35/W36	357526	349242	203881	159485	14235	17338	11064	7039
total	927261	907406	532533	416196	36796	45520	28616	18323

Tabelle 4.7: Statistik aller π/π und π/K Paare.

Periode	K^+/π^-	K^-/π^+	K^+/π^+	K^-/π^-	K^+/K^-	K^-/K^+	K^+/K^+	K^-/K^-
P1G/P1H	43396	31455	25150	14666	10563	9528	1691	905
W33/W34	38298	28399	22293	12838	9389	8818	1445	731
W35/W36	51384	37628	29493	16697	12541	11449	2019	1051
total	133078	97482	76936	44201	32493	29795	5155	2687

Tabelle 4.8: Statistik aller K/π und K/K Paare.

Allgemein ist an obigen Tabellen zu sehen, dass die Statistik der $+/+$ Paare gegenüber $-/-$ Paaren höher ist. Das liegt daran, dass positive Teilchen durch die Geometrie des Spektrometers bevorzugt nachgewiesen werden. Da bei COMPASS ein μ^+ -Strahl verwendet wird, wird der Strahl von den Spektrometern magneten abgelenkt. Die Tracking-Detektoren sind demgemäß an der Ablenkungsrichtung des positiv geladenen Strahls aufgebaut. Negativ geladene Teilchen, die vom Spektrometer entsprechend in die andere Richtung abgelenkt werden, sind somit in der Statistik unterrepräsentiert. Ausserdem sind in der Statistik z -geordnete K/π Paare gegenüber π/K Paaren bevorzugt, da es aufgrund der höheren invarianten Masse des Kaons im Vergleich zum Pion wahrscheinlicher ist, dass das Kaon die führende ("leading") Komponente ist.

4.4.2 Das für die Analyse verwendete Binning

Das Binning in der Analyse aller $+/-$ Paare

Da die IFF H_1^{\triangleleft} von den Variablen z und M_{inv} abhängt und die Transversity Funktion Δ_{Tq} von x , ist es sinnvoll die erhaltene azimuthale Asymmetrie separat gegen diese drei

Variablen zu plotten.

Bin	x_{Bj}	Bin	z	Bin	$M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$
01	$0,003 < x_{Bj} \leq 0,008$	01	$0,20 < z \leq 0,25$	01	$0,00 < M_{inv} \leq 0,40$
02	$0,008 < x_{Bj} \leq 0,013$	02	$0,25 < z \leq 0,30$	02	$0,40 < M_{inv} \leq 0,50$
03	$0,013 < x_{Bj} \leq 0,020$	03	$0,30 < z \leq 0,35$	03	$0,50 < M_{inv} \leq 0,60$
04	$0,020 < x_{Bj} \leq 0,032$	04	$0,35 < z \leq 0,40$	04	$0,60 < M_{inv} \leq 0,70$
05	$0,032 < x_{Bj} \leq 0,050$	05	$0,40 < z \leq 0,50$	05	$0,70 < M_{inv} \leq 0,80$
06	$0,050 < x_{Bj} \leq 0,080$	06	$0,50 < z \leq 0,65$	06	$0,80 < M_{inv} \leq 0,90$
07	$0,080 < x_{Bj} \leq 0,130$	07	$0,65 < z \leq 0,80$	07	$0,90 < M_{inv} \leq 1,00$
08	$0,130 < x_{Bj} \leq 0,210$	08	$0,80 < z \leq 0,90$	08	$1,00 < M_{inv} \leq 1,10$
09	$0,210 < x_{Bj} \leq 1,000$			09	$1,10 < M_{inv} \leq 1,20$
				10	$1,20 < M_{inv} \leq 1,30$

Tabelle 4.9: Das für die Analysen aller +/- Paare (unidentifiziert und identifiziert) gewählte Bining in x (links) und gegen z (Mitte) und das für die unidentifizierte Analyse verwendete Binning in M_{inv} .

In der identifizierten Analysen aller +/- Paare musste aufgrund der unterschiedlichen invarianten Massen der π^+/K^- bzw. K^+/π^- Paare und der K^+/K^- Paare ein anderer Bereich gewählt werden als für alle π^+/π^- Paare. Desweiteren wurde für alle π^+/π^- Paare das M_{inv} -Binning in 19 Bins über einen Bereich bis $2,4 \text{ GeV}/c^2$ unterteilt. Für die π^+/K^- und K^+/π^- Analyse wurde ein gröberes Binning aufgrund der geringeren Statistik gewählt. Der Bereich ist entsprechend der höheren invarianten Masse zu höheren Werten verschoben. Die K^+/K^- Analyse mit der geringsten Statistik hat das größte Binning. Der Bereich beginnt aufgrund der hohen invarianten Masse des Kaon-Kaon Paares erst bei $0,9 \text{ GeV}/c^2$. Die verschiedenen Binnings in M_{inv} für die identifizierte Analyse aller +/- Paare zeigt Tab. 4.10.

Das verwendete Binning in der z -geordneten Analyse

Da in der z -geordneten Analyse die Statistik geringer ist als bei der Analyse aller +/- Paare, ist es nötig ein gröberes Binning zu wählen.

Für die z -geordnete Analyse der π/π Paare ist nur das x -Binning unverändert zum Fall der Analyse aller +/- Paare. Im z -Binning fällt das erste Bin von $0,2 - 0,25$ weg, da dieser Bereich aufgrund eines zusätzlichen Cuts in der z -geordneten Analyse nicht berücksichtigt wurde. Das Binning in M_{inv} für die π/π Paare zeigt Tab. 4.11 (links) und für π/K und K/π Paare zeigt Tab. 4.11 (rechts). Das Binning für π/K und K/π Paare in x zeigt Tab. 4.12 (links) und in z Tab. 4.12 (rechts). Für die K/K Paare wurde aufgrund der geringen Statistik die Analyse in den drei Variablen nur in einem Bin über den ganzen Bereich durchgeführt, was zum gleichen Asymetriewert in allen drei Variablen führt.

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

Bin	$M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$
01	$0,00 < M_{inv} \leq 0,40$
02	$0,40 < M_{inv} \leq 0,50$
03	$0,50 < M_{inv} \leq 0,60$
04	$0,60 < M_{inv} \leq 0,70$
05	$0,70 < M_{inv} \leq 0,80$
06	$0,80 < M_{inv} \leq 0,90$
07	$0,90 < M_{inv} \leq 1,00$
08	$1,00 < M_{inv} \leq 1,10$
09	$1,10 < M_{inv} \leq 1,20$
10	$1,20 < M_{inv} \leq 1,30$
11	$1,30 < M_{inv} \leq 1,40$
12	$1,40 < M_{inv} \leq 1,50$
13	$1,50 < M_{inv} \leq 1,60$
14	$1,60 < M_{inv} \leq 1,70$
15	$1,70 < M_{inv} \leq 1,80$
16	$1,80 < M_{inv} \leq 1,90$
17	$1,90 < M_{inv} \leq 2,00$
18	$2,00 < M_{inv} \leq 2,20$
19	$2,20 < M_{inv} \leq 2,40$

Bin	$M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$
01	$0,6 < M_{inv} \leq 0,7$
02	$0,7 < M_{inv} \leq 0,8$
03	$0,8 < M_{inv} \leq 0,9$
04	$0,9 < M_{inv} \leq 1,0$
05	$1,0 < M_{inv} \leq 1,1$
06	$1,1 < M_{inv} \leq 1,2$
07	$1,2 < M_{inv} \leq 1,3$
08	$1,3 < M_{inv} \leq 1,4$
09	$1,4 < M_{inv} \leq 1,5$
10	$1,5 < M_{inv} \leq 1,6$
11	$1,6 < M_{inv} \leq 1,8$
12	$1,8 < M_{inv} \leq 2,0$

Bin	$M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$
01	$0,9 < M_{inv} \leq 1,0$
02	$1,0 < M_{inv} \leq 1,1$
03	$1,1 < M_{inv} \leq 1,2$
04	$1,2 < M_{inv} \leq 1,3$
05	$1,3 < M_{inv} \leq 1,4$
06	$1,4 < M_{inv} \leq 1,5$
07	$1,5 < M_{inv} \leq 1,6$
08	$1,6 < M_{inv} \leq 1,8$
09	$1,8 < M_{inv} \leq 2,0$

Tabelle 4.10: Das Binning in M_{inv} für die Analyse aller π^+/π^- Paare (links), für die Analyse aller π^+/K^- und K^+/π^- Paare (Mitte) und für die Analyse aller K^+/K^- Paare (rechts).

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

Bin	$M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$
01	$0,00 < M_{inv} \leq 0,40$
02	$0,40 < M_{inv} \leq 0,50$
03	$0,50 < M_{inv} \leq 0,60$
04	$0,60 < M_{inv} \leq 0,70$
05	$0,70 < M_{inv} \leq 0,80$
06	$0,80 < M_{inv} \leq 0,90$
07	$0,90 < M_{inv} \leq 1,00$
08	$1,00 < M_{inv} \leq 1,10$
09	$1,10 < M_{inv} \leq 1,20$
10	$1,20 < M_{inv} \leq 1,30$
11	$1,30 < M_{inv} \leq 1,40$
12	$1,40 < M_{inv} \leq 1,50$
13	$1,50 < M_{inv} \leq 1,60$
14	$1,60 < M_{inv} \leq 2,00$
15	$2,00 < M_{inv}$

Bin	$M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$
01	$0,60 < M_{inv} \leq 0,80$
02	$0,80 < M_{inv} \leq 0,90$
03	$0,90 < M_{inv} \leq 1,00$
04	$1,00 < M_{inv} \leq 1,10$
05	$1,10 < M_{inv} \leq 1,20$
06	$1,20 < M_{inv} \leq 1,40$
07	$1,40 < M_{inv} \leq 1,60$
08	$1,60 < M_{inv} \leq 2,00$
09	$2,00 < M_{inv}$

Tabelle 4.11: Das Binning in M_{inv} für die z -geordneten π/π Paare (links) und für die z -geordneten π/K und K/π Paare (rechts).

Bin	x_{Bj}
01	$0,003 < x_{Bj} \leq 0,008$
02	$0,008 < x_{Bj} \leq 0,013$
03	$0,013 < x_{Bj} \leq 0,020$
04	$0,020 < x_{Bj} \leq 0,032$
05	$0,032 < x_{Bj} \leq 1,000$

Bin	z
01	$0,25 < z \leq 0,35$
02	$0,35 < z \leq 0,40$
03	$0,40 < z \leq 0,50$
04	$0,50 < z \leq 0,65$
05	$0,65 < z \leq 0,90$

Tabelle 4.12: Das Binning für die z -geordneten π/K und K/π Paare gegen x (links) und gegen z (rechts).

4.4.3 Gewichtete Asymmetrien gegen die Variablen x , z und M_{inv}

Asymmetriplots für alle unidentifizierten +/- Paare

In Abb. 4.13 werden die gewichteten Asymmetrien für alle unidentifizierten +/- Paare gezeigt. Die gewichteten Asymmetrien beinhalten die Datensätze der Jahre 2002–2004 und sind nach oben beschriebenen Binning gegen x , z und M_{inv} geplottet.

Wie man an den Plots erkennt, sind alle gemessenen Asymmetrien in allen drei Variablen verschwindend gering. Einzig die gemessene Asymmetrie gegen x zeigt eine geringe Amplitude von $A_{RS} \approx -0,05$ im Bereich von $x = 0,12$, aber das kann im Rahmen der Messgenauigkeit ein statistischer Effekt sein. Die Asymmetrien gegen z und gegen M_{inv} zeigen keine Struktur und liegen mit leichten statistischen Schwankungen auf der Nulllinie.

4.4.4 Ergebnisse der Asymmetrien der identifizierten Hadronenpaare

Asymmetriplots für alle identifizierten +/- Paare

Die Ergebnisse der Asymmetrien für alle π^+/π^- Paare nach x , z und M_{inv} zeigt Abb. 4.14. Die Asymmetrienergebnisse für alle π^+/K^- Paare nach x , z und M_{inv} zeigt Abb. 4.15, für alle K^+/π^- Paare nach x , z und M_{inv} zeigt Abb. 4.16 und für alle K^+/K^- Paare nach x , z und M_{inv} zeigt Abb. 4.17. Die Ergebnisse sind jeweils über alle drei Perioden der Jahre 2003–2004 gemittelt.

Wie bei der unidentifizierten Analyse ergibt sich für alle π^+/π^- Paare eine Asymmetrie, die innerhalb statistischer Schwankungen mit Null verträglich ist. Da das Datensample für alle π^+/π^- circa 70% der unidentifizierten Analyse ausmacht und als Untermenge in dieser enthalten ist, verwundert es nicht, dass die gleiche geringe Amplitude in der gemessenen Asymmetrie gegen x auch hier sichtbar ist. Die Analyse aller π^+/π^- Paare hat insofern eine besondere Bedeutung, da sich auf diese Analyse theoretische Vorhersagen gründen (s. Abschnitt 4.8). In Abb. 4.28 sind die Vorhersagen nach [66] gegen die drei Variablen gezeigt. Sowohl die Modellrechnungen als auch die Messwerte legen eine sehr kleine Asymmetrie für das Deuteronentarget nahe.

Die starke Schwankung der Asymmetrie gegen M_{inv} aller π^+/π^- Paare um den Wert $M_{inv} = 1,7 \text{ GeV}/c^2$ ist sicherlich eine statistische Schwankung, denn auf einen hohen Asymmetriewert folgt im nächsten Bin ein stark negativer Asymmetriewert. Außerdem ist auffallend, dass bei Werten von $M_{inv} > 1,5 \text{ GeV}/c^2$ die Statistik stark abnimmt, was sich in großen Fehlerbalken äußert.

Die Asymmetriewerte für alle π^+/K^- , alle K^+/π^- und alle K^+/K^- Werte sind ebenfalls innerhalb der statistischen Schwankungen mit Null verträglich. Die insbesondere bei allen K^+/K^- Paaren zu beobachtende teilweise starke Fluktuation der Asymmetrien lassen sich aufgrund der geringen Datenmengen als statistische Schwankungen um Null auffassen.

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

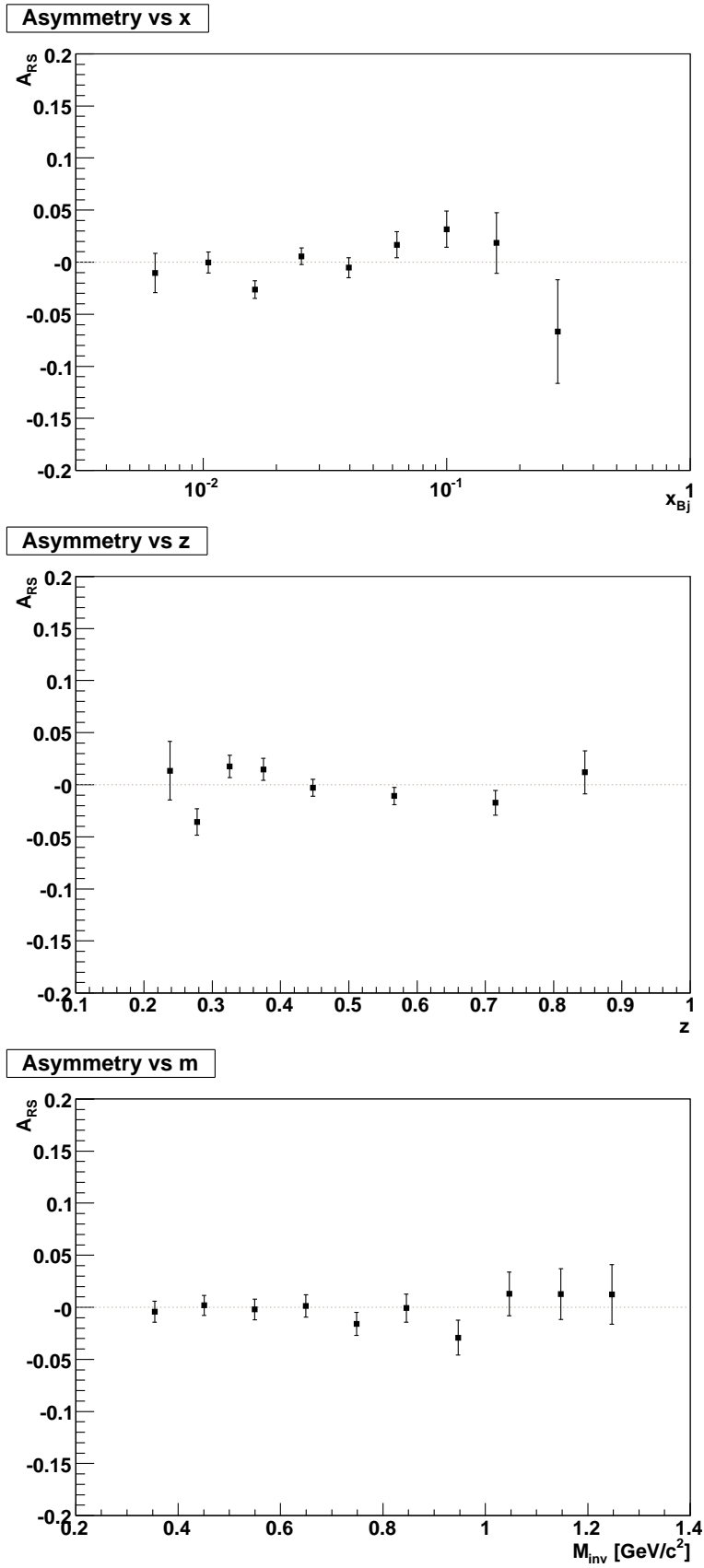


Abbildung 4.13: Über alle Perioden der Jahre 2002–2004 gewichtete Asymmetrien unidentifizierter +/- Paare gegen x (oben), z (Mitte) und M_{inv} (unten) 79

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

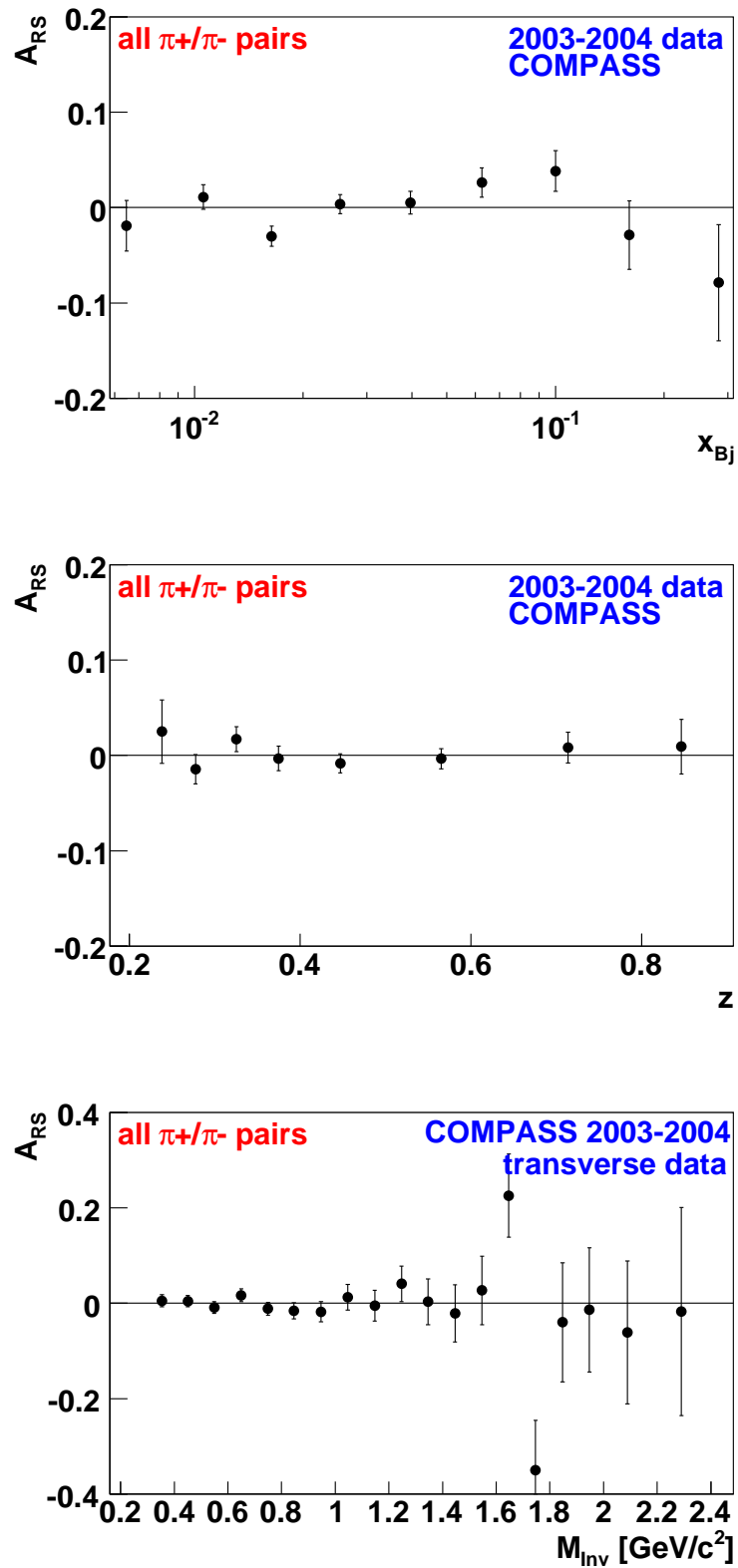


Abbildung 4.14: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für alle π^+/π^- Paare gegen x (oben), z (Mitte) und M_{inv} (unten).

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

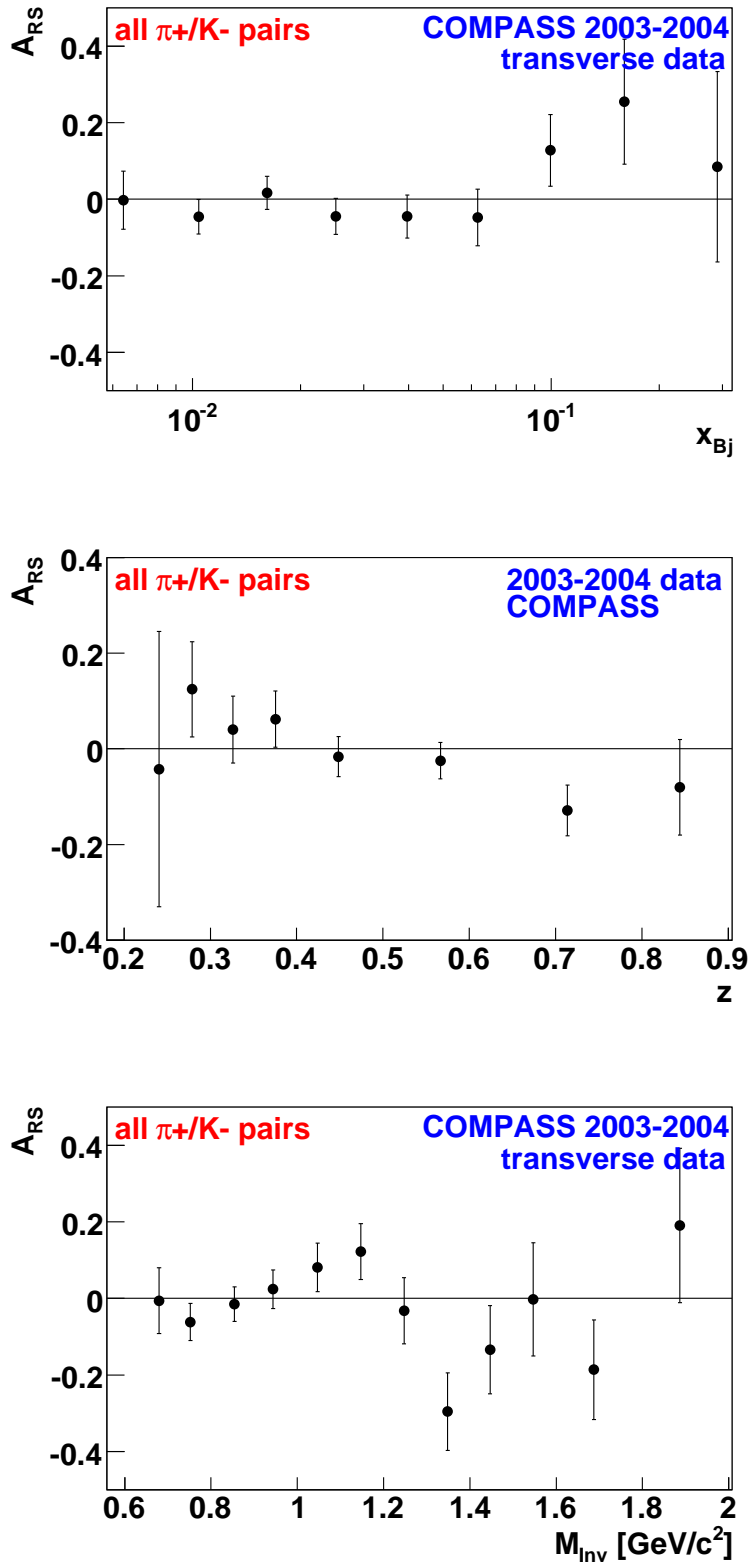


Abbildung 4.15: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für alle π^+/K^- Paare gegen x (oben), z (Mitte) und M_{inv} (unten).

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

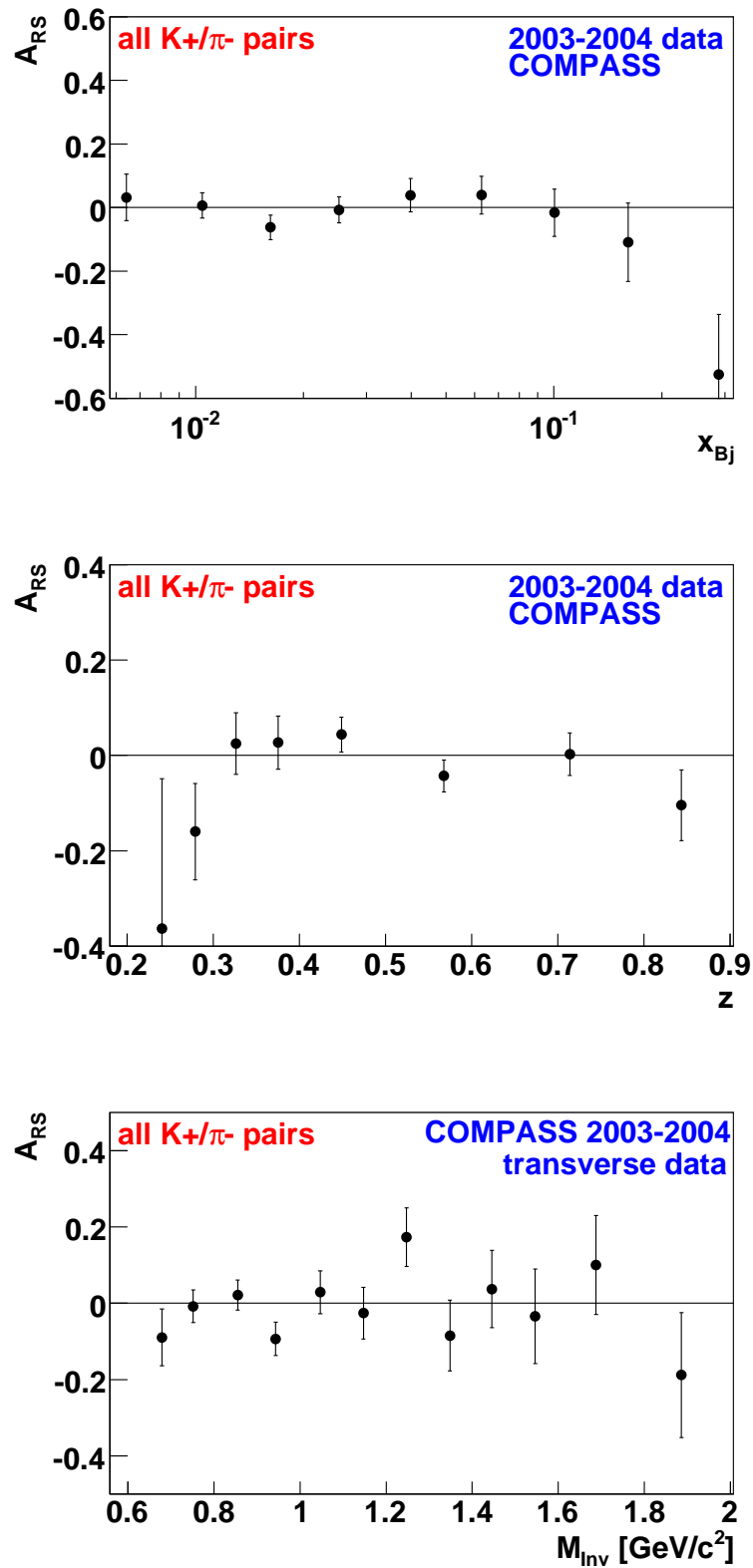


Abbildung 4.16: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für alle K^+/π^- Paare gegen x (oben), z (Mitte) und M_{inv} (unten).

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

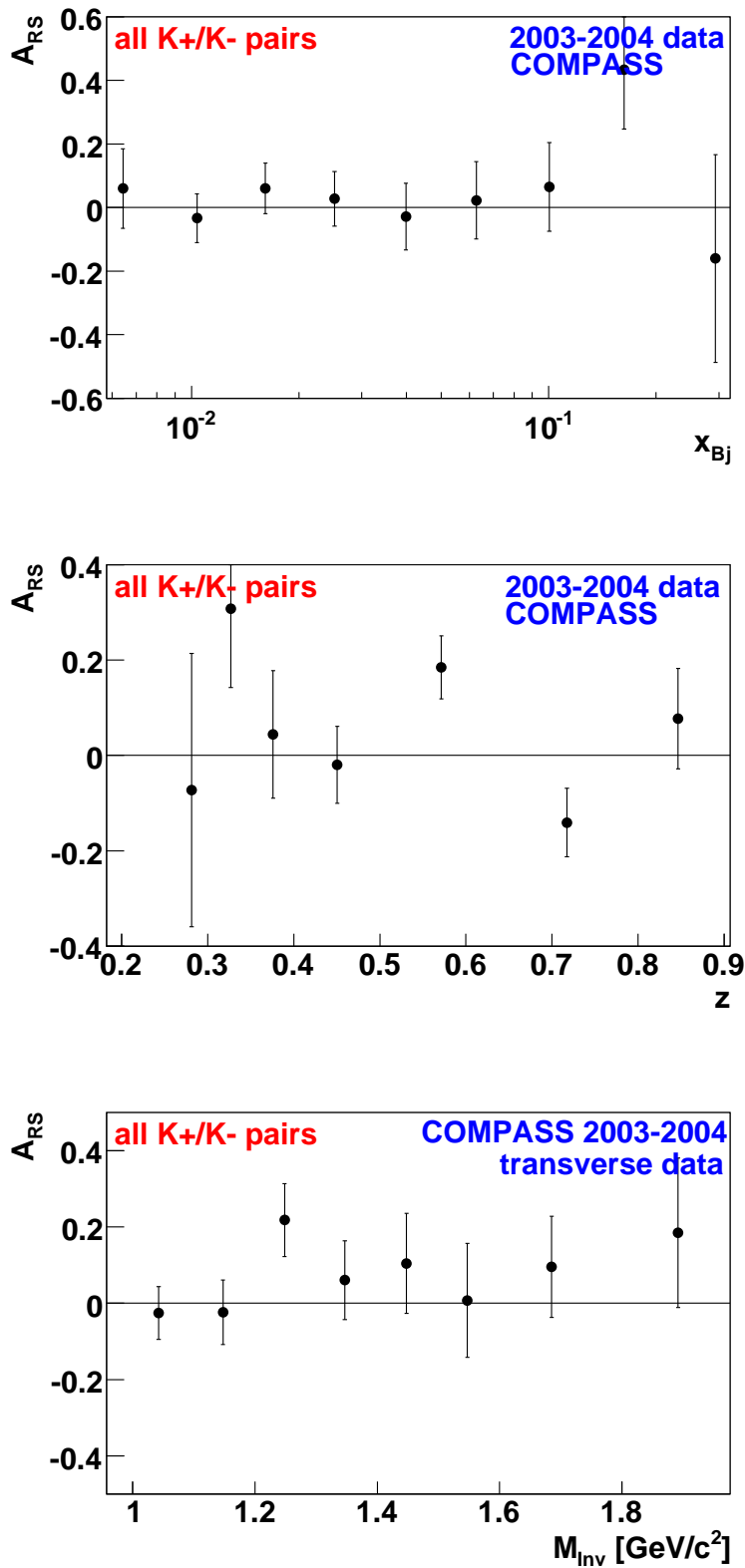


Abbildung 4.17: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für alle K^+/K^- Paare gegen x (oben), z (Mitte) und M_{inv} (unten).

Ergebnisse der Asymmetrien der z -geordneten Paare

Zur Komplettierung der Analyse transversaler Spineffekte in zwei Hadronenkorrelation wurden noch die identifizierten z -geordneten Paare nach den verschiedenen Ladungskombinationen untersucht. Da nur die beiden Hadronen des Events in die Auswertung gelangten, die die meiste Information trugen, erwartet man hierbei die genauesten Aussagen zur Transversity-Messung. Allerdings wird die Aussagekraft der Analyse wieder geschmälert durch die im Vergleich zur Analyse aller $+/-$ Paare verminderte Statistik.

Abb. 4.18 zeigt die über die Jahre 2003–2004 gewichteten Asymmetrien für die z -geordneten π/π Kombinationen mit gleicher Ladung und Abb. 4.19 zeigt die über die Jahre 2003–2004 gewichteten Asymmetrien für die z -geordneten π/π Kombinationen mit entgegengesetzter Ladung.

Die über die Jahre 2003–2004 gemittelten Asymmetrien für die z -geordneten π/K und K/π Paare mit gleicher positiver Ladung zeigt Abb. 4.20, mit gleicher negativer Ladung Abb. 4.21. Die Asymmetrien für die z -geordneten K^+/π^- und π^-/K^+ Paare zeigt Abb. 4.22 und für die entsprechenden K^-/π^+ und π^+/K^- Paare Abb. 4.23.

Innerhalb statistischer Fluktuationen sind alle Asymmetriewerte mit Null verträglich. Aufgrund der sehr geringen Statistik bei der z -geordneten Analyse der π/K und K/π Paare gibt es bei relativ großen Fehlern recht starke Schwankungen der Asymmetrie um die Nulllinie.

In der Analyse der K/K Paare wurde die Analyse wie erwähnt in nur einem einzelnen Binning in x , z und M_{inv} durchgeführt, so dass die Asymmetrie für jede K/K Kombination über den ganzen Datensatz bestimmt wurde und für x , z und M_{inv} jeweils die gleiche Asymmetrie ergibt.

Tab. 4.13 zeigt für die verschiedenen Ladungskombinationen der K/K Paare die über die Datensätze der Jahre 2003–2004 gemittelten x , z und M_{inv} Werte und Tab. 4.14 die gemittelten Werte der Asymmetrien. Innerhalb des großen Fehlers ergibt auch die Analyse der z -geordneten K/K Paare eine Asymmetrie, die mit Null verträglich ist.

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

	+/-	-/+	+/+	-/-
gemittelttes x	0.0336	0.0314	0.03115	0.01299
gemittelttes z	0.5885	0.5863	0.518	0.4891
gemittelttes $M_{inv}[\text{GeV}/c^2]$	1.3214	1.31163	1.34681	1.32906

Tabelle 4.13: Mittelwerte der kinematischen Variablen und invarianten Massen für die verschiedenen K/K Paare über die Jahre 2003–2004.

	+/-	-/+	+/+	-/-
Asymmetrie	0.0273 ± 0.0552	-0.0890 ± 0.0583	0.2482 ± 0.1390	0.4257 ± 0.1798

Tabelle 4.14: Mittelwerte der Asymmetrien für die verschiedenen K/K Paare über die Jahre 2003–2004.

Abschließend kann gesagt werden, dass innerhalb statistischer Fluktuationen alle in zwei Hadronenkorrelation gemessenen Asymmetrien Null ergeben.

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

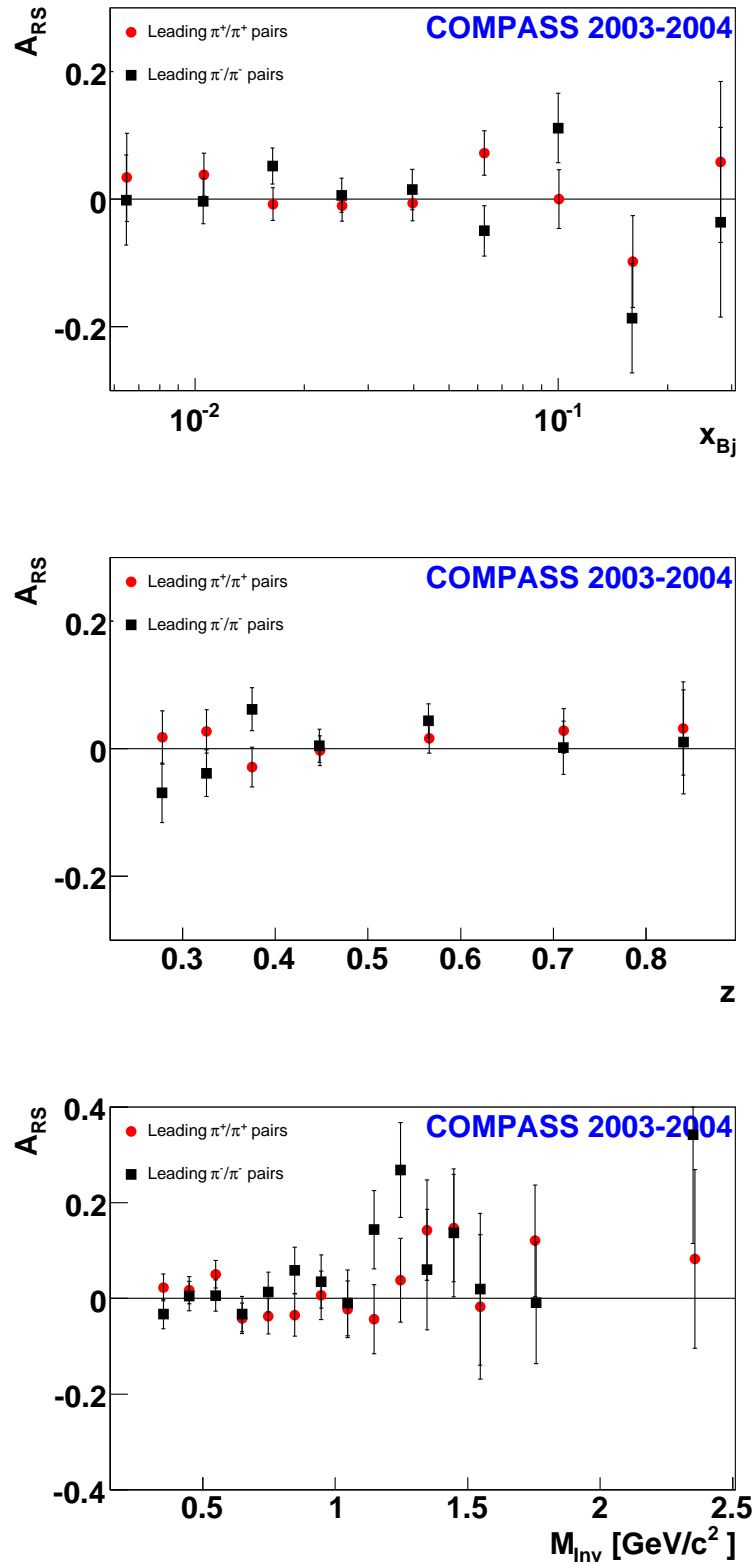


Abbildung 4.18: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für die z -geordneten π/π Paare gegen x (links), z (rechts) und M_{inv} (unten) für gleiche Ladungskombinationen.

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

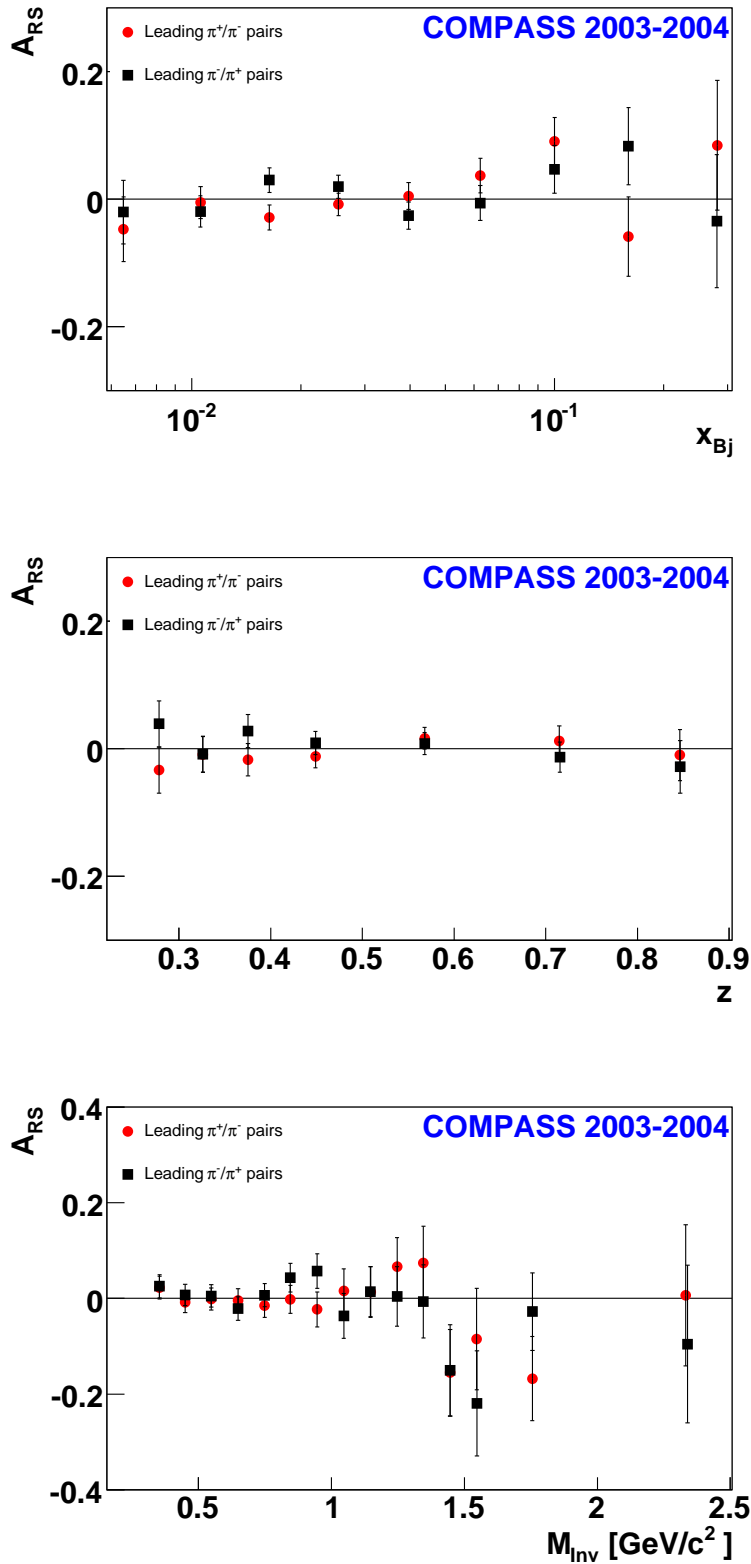


Abbildung 4.19: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für die z -geordneten π/π Paare gegen x (links), z (rechts) und M_{inv} (unten) für entgegengesetzte Ladungskombinationen.

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

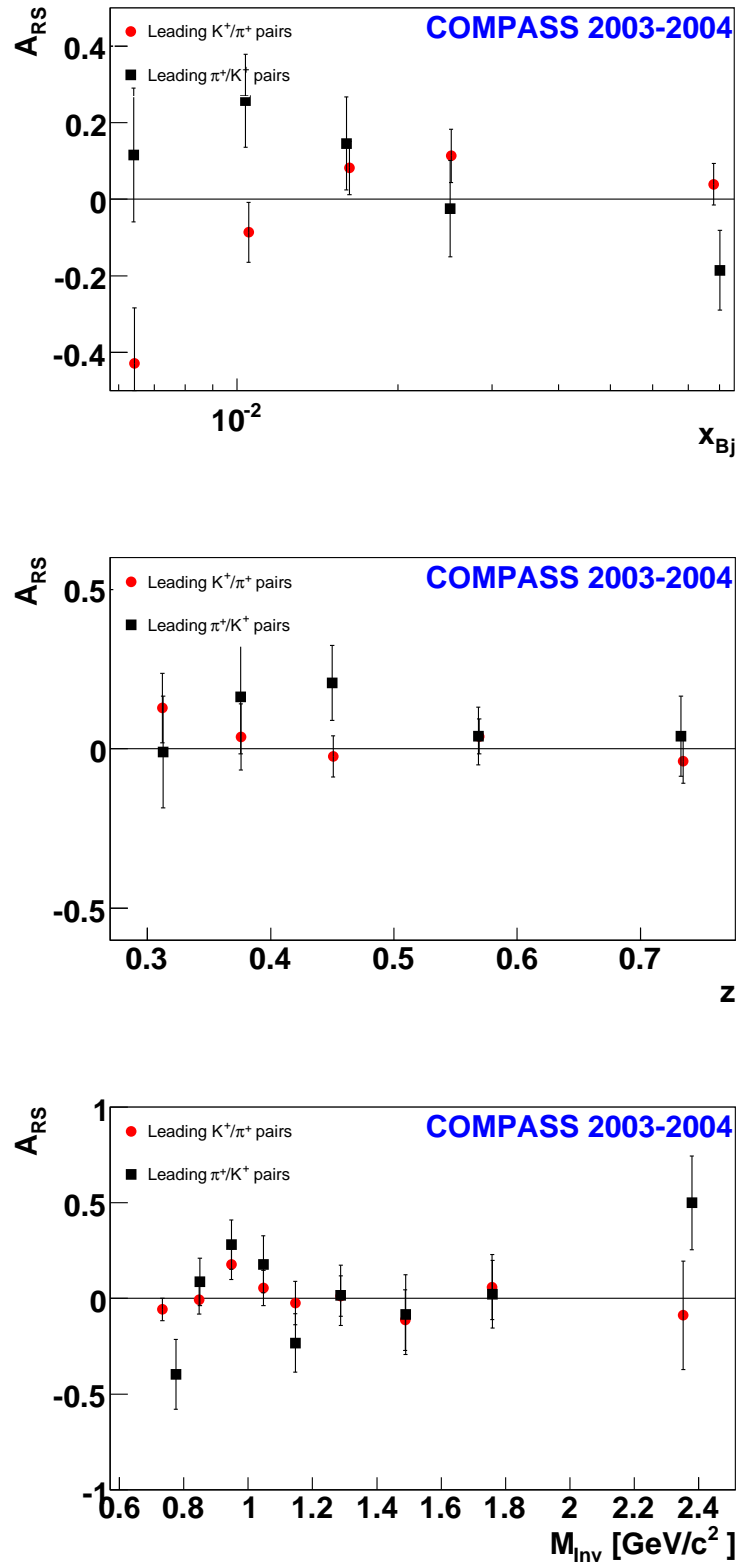


Abbildung 4.20: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für die z -geordneten π/K und K/π Paare gegen x (links), z (rechts) und M_{inv} (unten) für gleiche positive Ladungskombinationen.

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

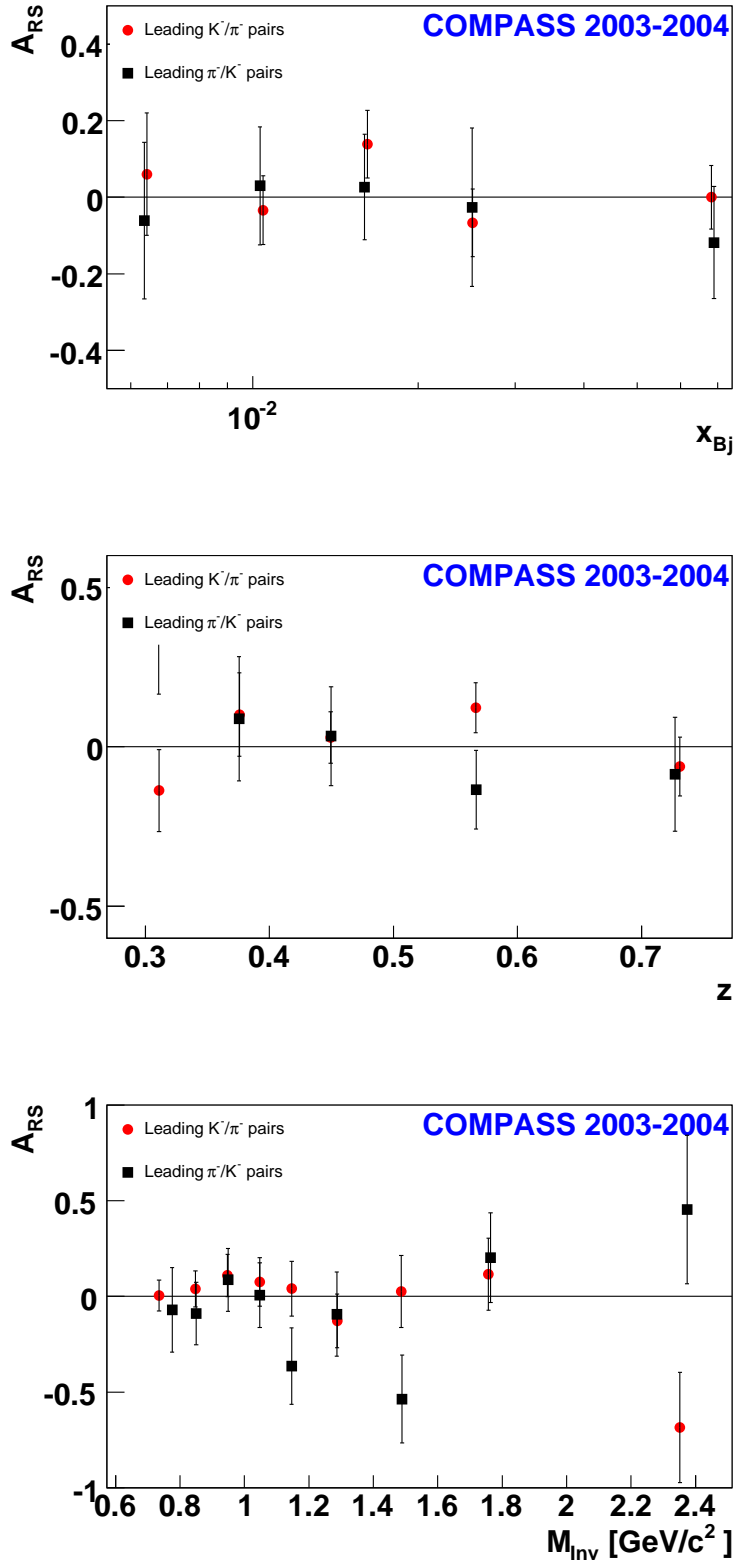


Abbildung 4.21: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für die z -geordneten π/K und K/π Paare gegen x (links), z (rechts) und M_{inv} (unten) für gleiche negative Ladungskombinationen.

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

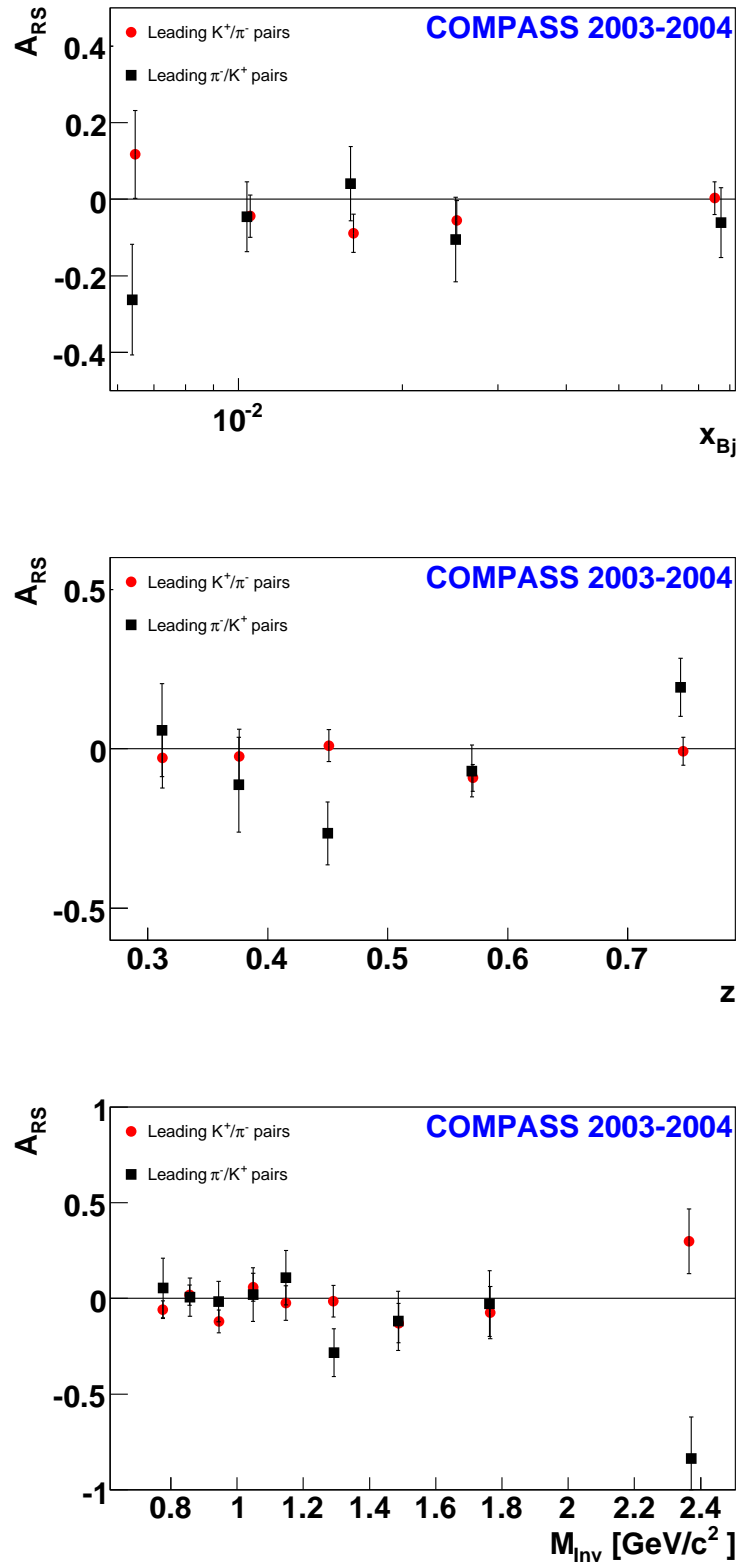


Abbildung 4.22: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für die z -geordneten K^+/π^- und π^-/K^+ Paare gegen x (links), z (rechts) und M_{inv} (unten).

4.4 Ergebnisse der Analyse zur azimuthalen Asymmetrie

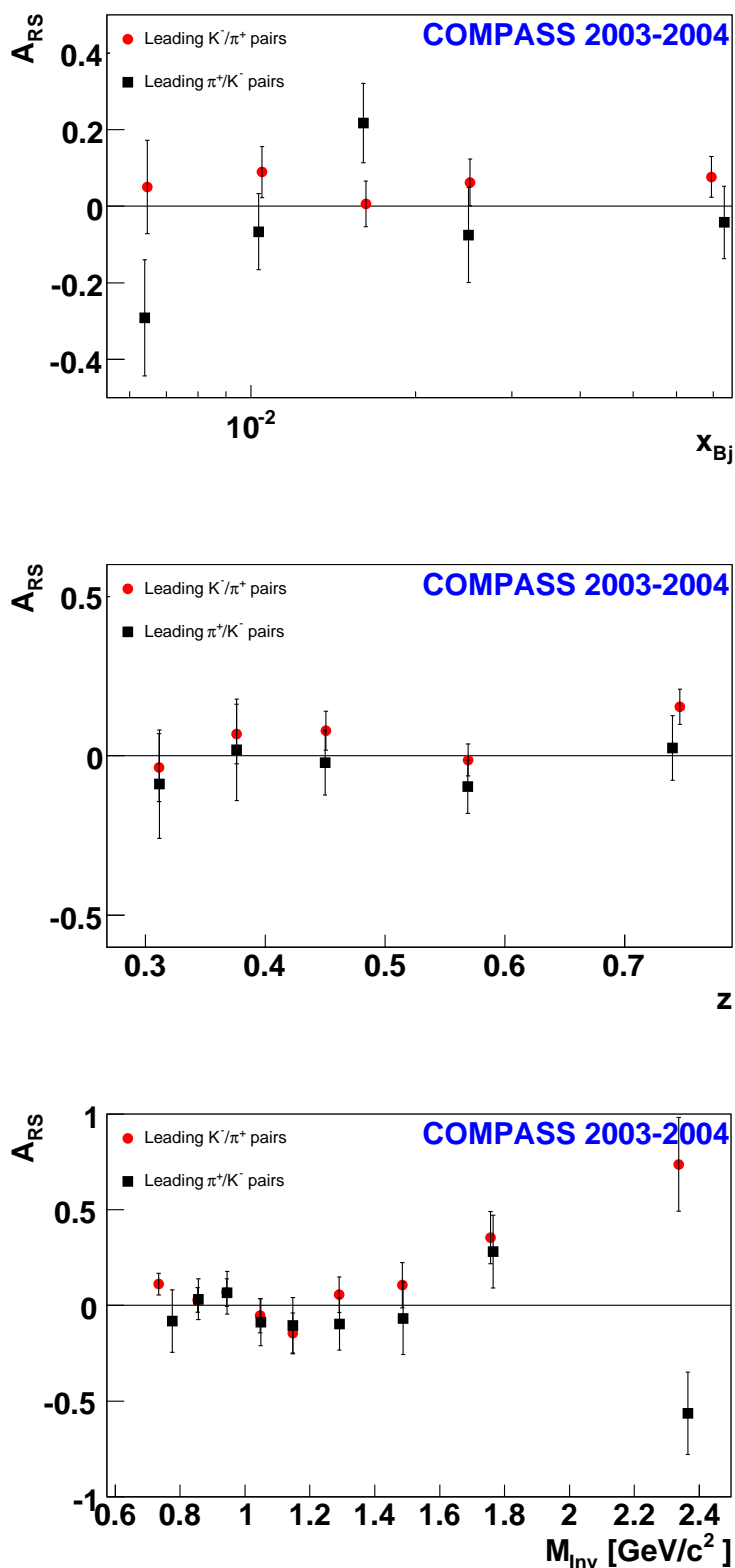


Abbildung 4.23: Über alle Perioden der Jahre 2003–2004 gewichtete Asymmetrien für die z -geordneten K^-/π^+ und π^+/K^- Paare gegen x (links), z (rechts) und M_{inv} (unten).

4.5 Systematische Tests zur Güte der Fitmethode

4.5.1 χ^2 -Test

Da der Asymmetriewert für jedes Bin in den Variablen x , z und M_{inv} durch einen Fit mit zwei Parametern der Form $par(0) + 4 * par(1) * \sin \phi_{RS}$ erhalten wird, wobei der Fit an die 16 ϕ_{RS} -Bins angepasst wird, ist die Anzahl der Freiheitsgrade 14 (16 ϕ_{RS} Bins - 2 Fitparameter). Für jede der drei Analysen (unidentifizierte +/- Paare, identifizierte +/- Paare und identifizierte z -geordnete Paare) zeigt Abb. 4.24 die erhaltenen reduzierten χ^2_{red} -Werte, die sich aus den absoluten χ^2 -Werten nach $\chi^2_{red} = \frac{\chi^2}{\text{AnzahlFreiheitsgrade}-1}$ berechnen. Die drei Histogramme sind mit den entsprechenden χ^2 -Verteilungen gezeigt. Wie man sieht, stimmen die Histogramme der χ^2 -Werte mit den Verteilungsfunktionen sehr gut überein.

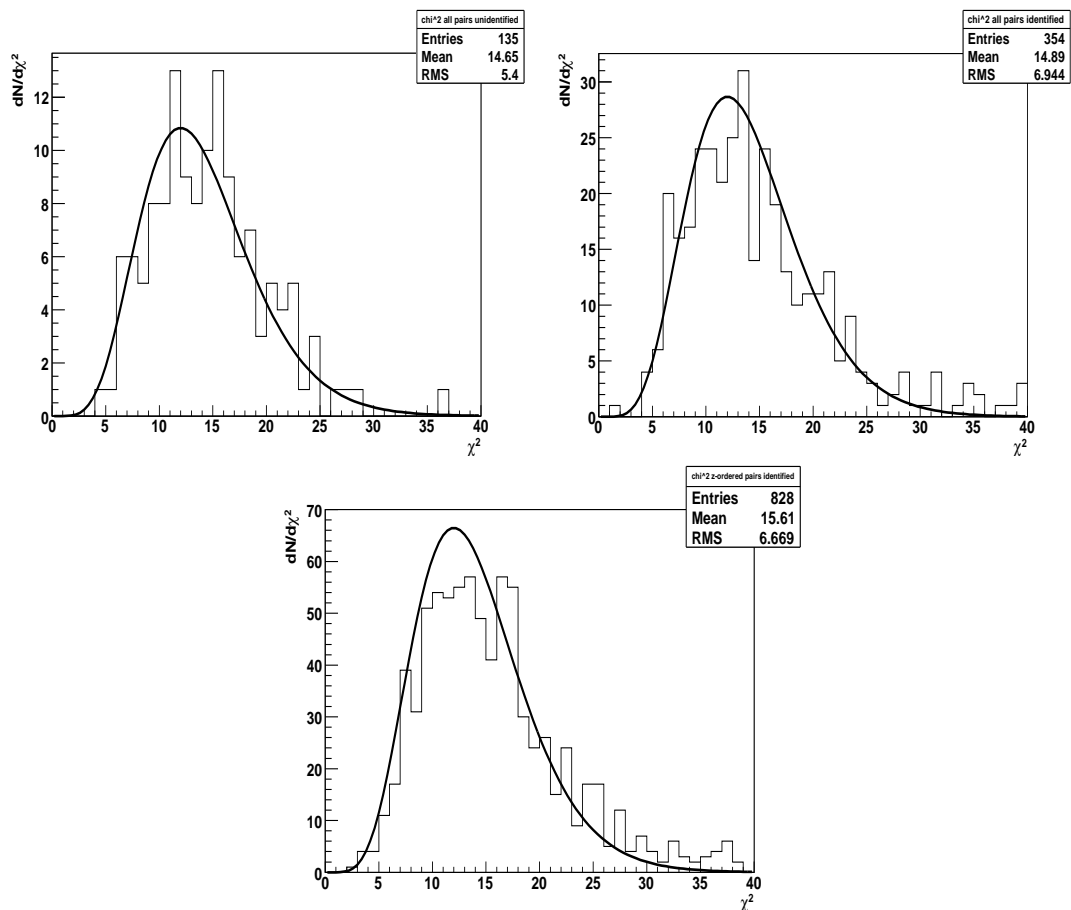


Abbildung 4.24: χ^2_{red} -Verteilungen für die unidentifizierte Analyse (links oben), die identifizierte Analyse aller +/- Paare (rechts oben) und die identifizierte Analyse z -geordneter Paare (unten).

4.5.2 par0 Test

Aufgrund der in Abschnitt 4.2 beschriebenen "Double-ratio"-Methode sollte der freie Parameter $par(0)$ des Fits konstant eins ergeben. Abb. 4.25 zeigt die Verteilungen des gefitteten freien Parameters $par(0)$ für die unidentifizierte Analyse (links oben), die identifizierte Analyse aller +/- Paare (rechts oben) und die identifizierte Analyse der z-geordneten Paare (unten). Wie an den über Gausfits erhaltenen Mittelwerten der Verteilung zu erkennen ist, liegt der freie Parameter $par(0)$ nahe bei eins mit einem kleinen σ in der Verteilung. Damit ist die Voraussetzung für die "Double-Ratio"-Methode erfüllt.

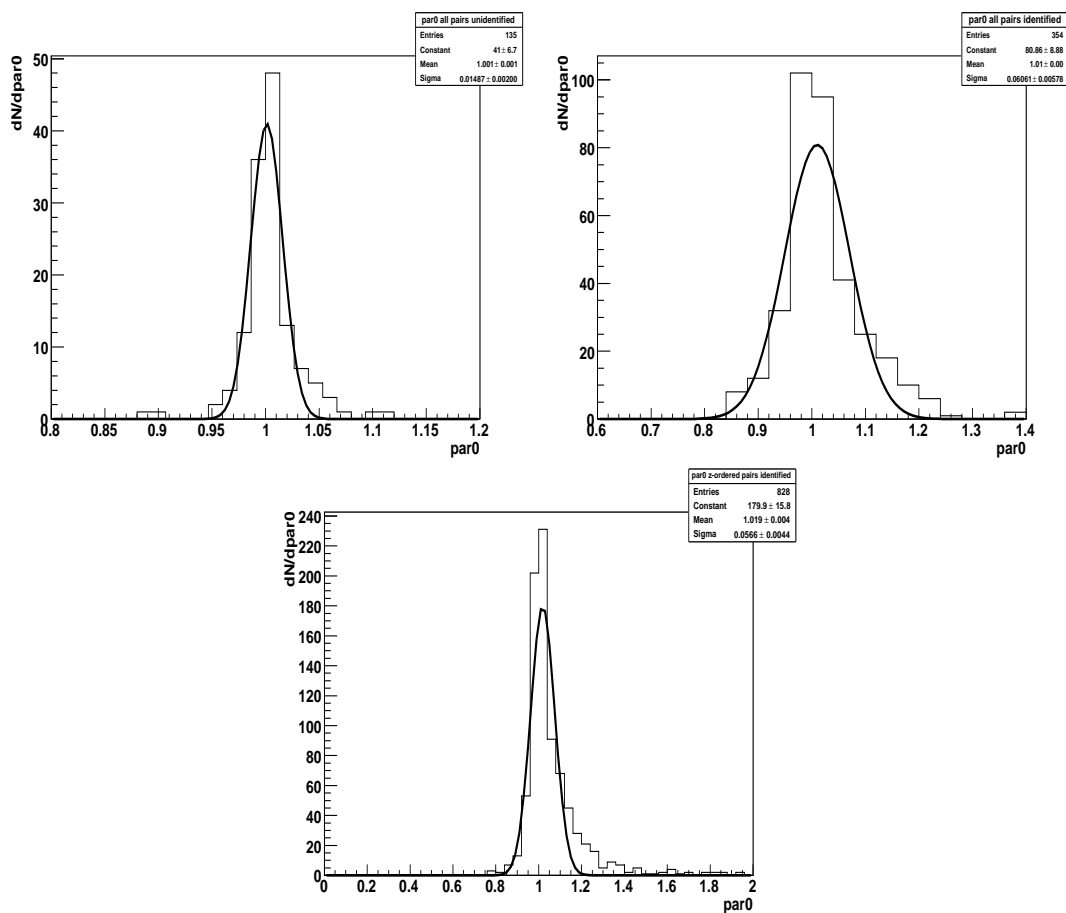


Abbildung 4.25: $par(0)$ -Verteilungen für die unidentifizierte Analyse (links oben), die identifizierte Analyse aller +/- Paare (rechts oben) und die identifizierte Analyse z-geordneter Paare (unten).

4.6 Berechnung falscher Asymmetrien zur Abschätzung systematischer Effekte

Zur Untersuchung systematischer Effekte des Spektrometers, die eine falsche, da unphysikalische, Asymmetrie erzeugen können, wurde das Datensample einer Doppelperiode dahingehend verändert, dass beide Targetzellen in zwei räumlich gleich große Bereiche unterteilt wurden, wobei für die eine Hälfte der Targetzelle immer die korrekte Polarisation angenommen wurde und für die andere Hälfte eine im Vorzeichen entgegengesetzt falsche. Die Asymmetrie wurde also mit der "Double-Ratio" Methode für beide Targetzellen getrennt berechnet, wobei die Events der Doppelperiode etwa zu einer Hälfte mit korrekter Targetpolarisation zur anderen Hälfte mit falscher Polarisation in die Berechnung eingingen, je nachdem in welcher Hälfte der Targetzelle der "primary Vertex" liegt. Danach wurde ein Fehler gewichteter Mittelwert über beide Targetzellen gebildet und die falschen Asymmetrien gegen die drei Variablen geplottet. Die Analyse wurde für das Datensample der unidentifizierten +/- Paare durchgeführt für die Jahre 2002–2004. Die Ergebnisse zeigt Abb. 4.26. Innerhalb statistischer Schwankungen sind die falschen Asymmetrien gegen x , z und M_{inv} Null.

4.7 Datenstabilität der Analyse für die einzelnen Perioden

Zur Abschätzung der Stabilität der einzelnen Perioden in der gemessenen Asymmetrie wurden die Asymmetriewerte der drei Analysen (unidentifizierte, identifizierte +/- Paare und z -geordnete Paare) für die einzelnen Perioden A_i mit dem Fehler gewichteten Mittelwert über alle Perioden \bar{A} mittels der Formel $(\bar{A} - A_i)/\sqrt{\sigma_i^2 - \sigma_{<A>}^2}$ verglichen. Die erhaltenen Werte für die drei Analysen sind in Abb. 4.27 gezeigt. Der Gaussfit für die drei Verteilungen liegt um Null verteilt, was für eine gute Datenstabilität spricht.

4.7 Datenstabilität der Analyse für die einzelnen Perioden

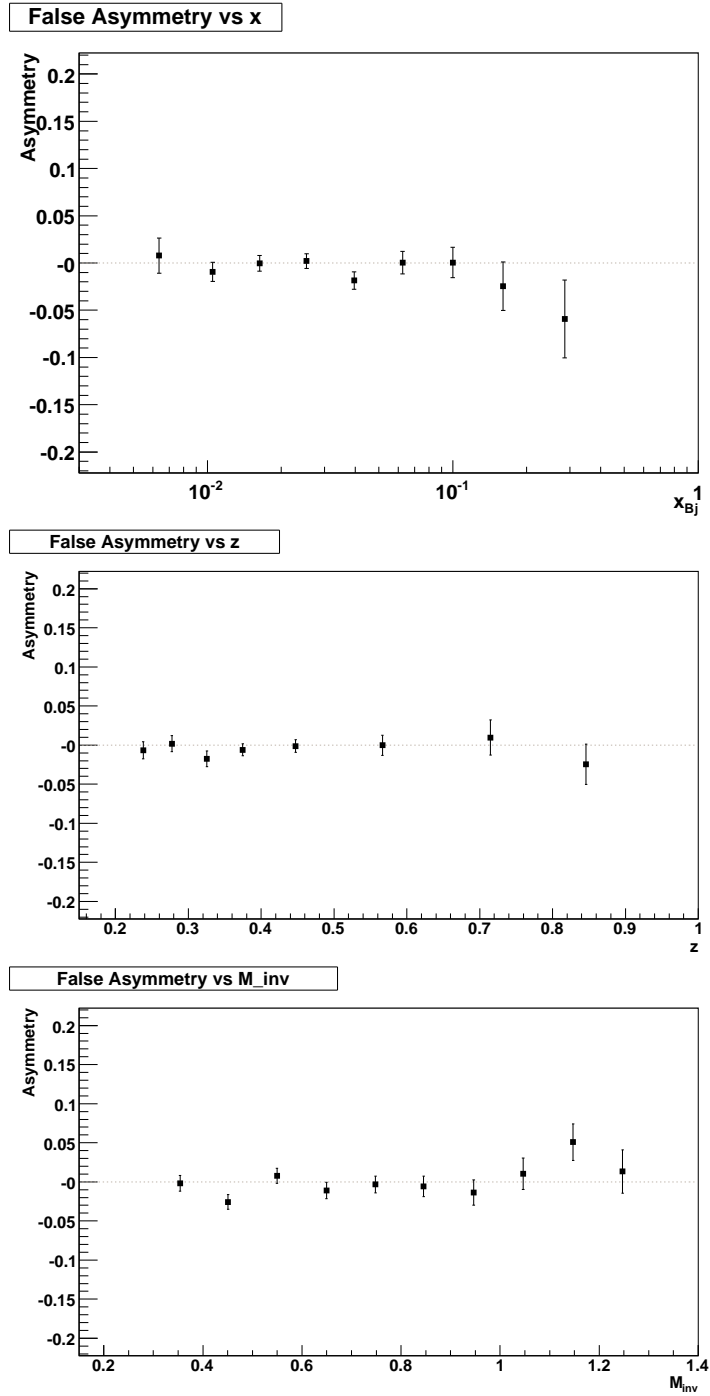


Abbildung 4.26: Falsche Asymmetrien für alle unidentifizierte $+/-$ Paare. Oben ist die Asymmetrie gegen x , in der Mitte gegen z und unten gegen M_{inv} gezeigt.

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

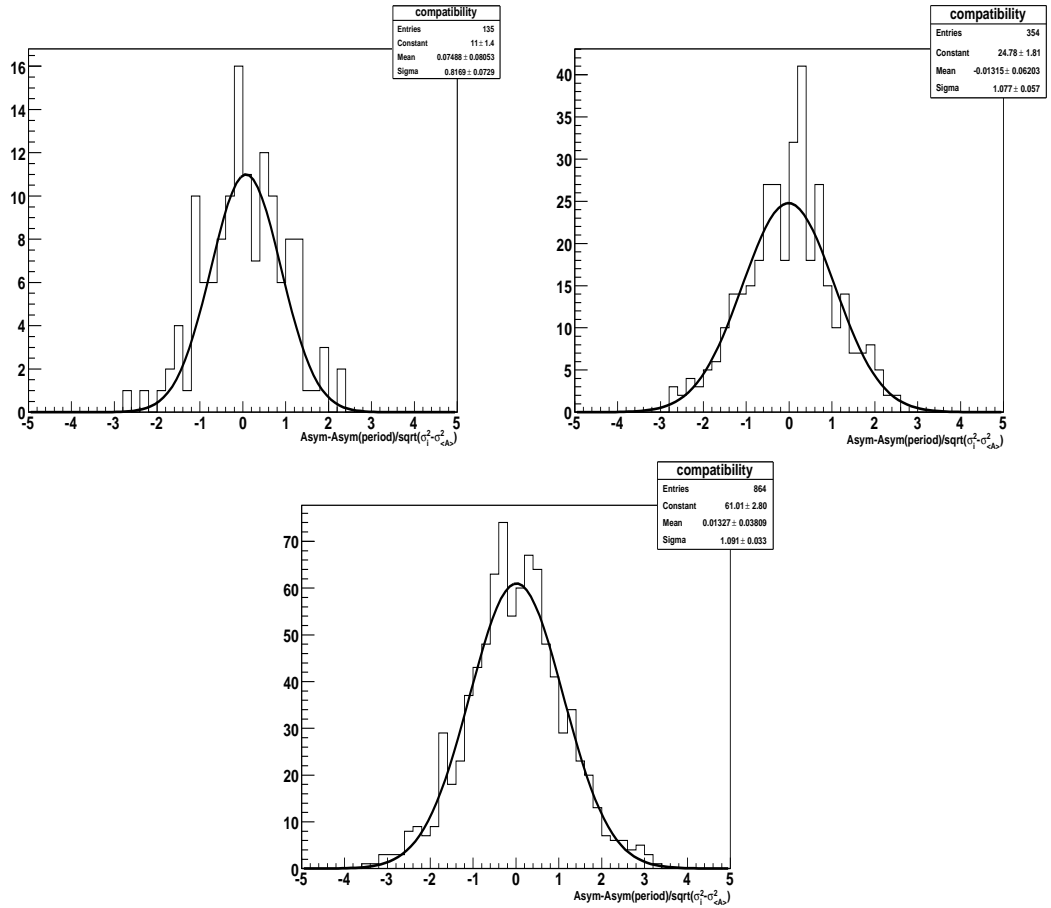


Abbildung 4.27: Datenstabilität der drei durchgeführten Analysen für alle unidentifizierten +/- Paare (oben), alle identifizierten +/- Paare (Mitte) und für alle z -geordneten Paare (unten).

4.8 Theoretische Vorhersagen zur azimuthalen Asymmetrie $A_{UT}^{\sin(\phi_R+\phi_S)}$

Aktuelle Modellrechnungen zu den erwarteten azimuthalen Asymmetrien in der zwei Hadronenkorrelation werden in [66] präsentiert. Es wird die zwei Hadronen Fragmentation $q \rightarrow \pi^+\pi^-X$ betrachtet, also die Fragmentation eines Quarks in zwei unpolarisierte Hadronen. Der Bereich der invarianten Masse liegt bei $M_{inv} < 1,3 \text{ GeV}/c^2$.

Die Parameter für die Modellrechnungen wurden an der unpolarisierten Fragmentationsfunktion $D_{1,UU}$ optimiert. Mit den so erhaltenen Parametern wurden anschließend Modellrechnungen für die Fragmentationsfunktion $H_{1,UT}^{\leftarrow}$ durchgeführt, welche die Interferenz zwischen s- und p-Zuständen beschreibt.

Für den kinematischen Bereich von COMPASS wurden auf diese Weise Vorhersagen für die erwarteten Asymmetrien $A_{UT}^{\sin(\phi_R+\phi_S)} = -A_{RS} * D_{NN}$ am Deuteronentarget hergeleitet, die in Abb. 4.28 gegen die drei kinematischen Variablen x , z und M_{inv} gezeigt sind. Die verschiedenen Kurven entsprechen verschiedenen Modellen für die "Transversity"-Funktion $\Delta_T q$. Die vorhergesagten Asymmetrien sind für alle betrachteten $\Delta_T q$ Modelle nahe an Null, was mit den bei COMPASS erhaltenen Messergebnissen übereinstimmt. Genauere Vergleiche, welches Modell der "Transversity"-Funktion aufgrund des zugrundeliegenden Modells der Fragmentationsfunktion den Messwerten am besten entspricht, sind aufgrund der Messfehler nicht möglich.

In Abb. 4.29 sind entsprechende Vorhersagen für die zu erwartende azimuthale Asymmetrie $A_{UT}^{\sin(\phi_R+\phi_S)} = -A_{RS} * D_{NN}$ für das Protonentarget des COMPASS Experiments gezeigt. Zu beachten ist, dass die vorhergesagten Asymmetrien um den Faktor 10 über denen für das Deuteronentarget liegen. Im Jahre 2007 wurden von der COMPASS Kollaboration Messungen am Protonentarget in transversaler Polarisation durchgeführt, so dass im Jahre 2008 erste Ergebnisse zur azimuthalen Asymmetrie in zwei Hadronenkorrelation am Protonentarget zu erwarten sind. Die unterschiedlichen Werte für Proton- und Deuteronentarget sind vermutlich darauf zurückzuführen, dass sich im Deuteron die azimuthalen Asymmetrien, die mit den transversalen Spinverteilungen für u- bzw. d-Quarks korreliert sind, gegenseitig aufheben.

Messungen der noch unbekanntenen Fragmentationsfunktion $H_{1,UT}^{\leftarrow}$ sind für die nahe Zukunft von der BELLE-Kollaboration geplant [71, 48].

4 Bestimmung der Asymmetrien mittels zwei Hadronen Korrelation

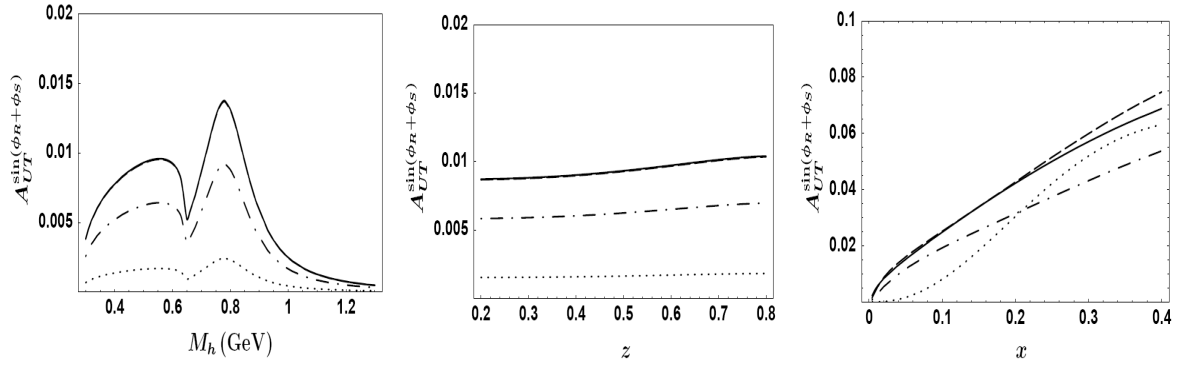


Abbildung 4.28: Vorhersagen für das COMPASS-Experiment mit Deuteronentarget für die erwarteten Asymmetrien gegen die Variablen x, z und M_h . Die verschiedenen Kurven entsprechen verschiedenen Modellen für die "Transversity"- Funktion $\Delta_T q$. Man beachte die zum unteren Bild um den Faktor 10 kleineren Asymmetrien.

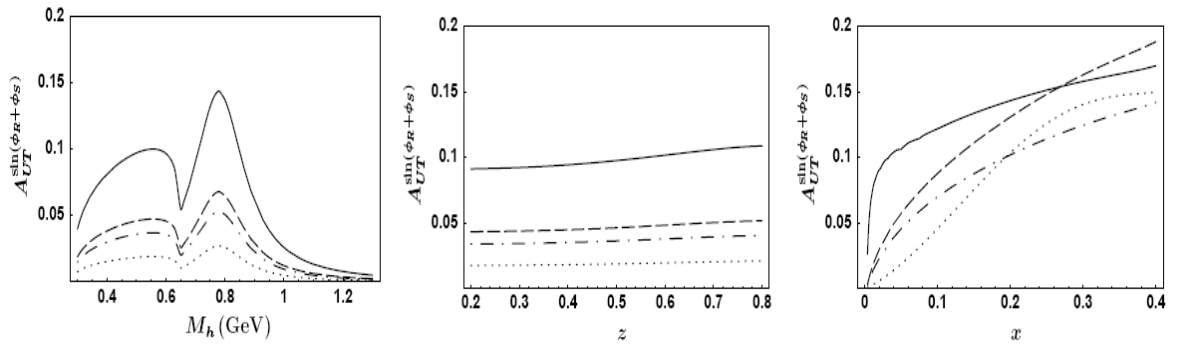


Abbildung 4.29: Vorhersagen für das COMPASS-Experiment mit Protonentarget für die erwarteten Asymmetrien gegen die Variablen x, z und M_h . Die verschiedenen Kurven entsprechen verschiedenen Modellen für die "Transversity"- Funktion $\Delta_T q$.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Gell-Mann. *A schematic model of baryons and mesons*. Phys. Letter, (8):214, 1964.
- [2] A. Seiden. *Particle Physics, a comprehensive introduction*. Addison Wesley, San Francisco (2005).
- [3] D. H. Perkins. *Introduction to high-energy physics*. Cambridge Univ. Press (2000).
- [4] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer, Berlin (2006).
- [5] J. Ashman et al. *A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon proton scattering*. Phys. Lett., **B206**:364, 1988.
- [6] J. Ashman et al. *An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons*. Nucl. Phys., **B328**:1, 1989.
- [7] The COMPASS–Collaboration. *The Deuteron Spin-dependent Structure Function g_1^d and its First Moment*. PLB 647 (2007) 8-17. CERN–PH–EP/2006–029.
- [8] J. P. Ralston and D. E. Soper, *Production of Dimuons from High-Energy Polarized Proton Proton Collisions*. Nucl. Phys. **B152**, 109–124 (1979).
- [9] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons: an introduction course in modern particle physics* John Wiley & Sons, 1984.
- [10] R.G. Roberts. *The structure of the proton: Deep Inelastic Scattering*. Cambridge University Press, 1990.
- [11] R. Webb. *Erste Messungen transversaler Spinasymmetrien durch Einzelpionproduktion am COMPASS–Experiment*. Dissertation an der Universität Erlangen, 2004.
- [12] M.N. Rosenbluth. Phys.Rev.**79**(1950)615.
- [13] K. Gottfried, V.F. Weisskopf. *Concepts of Particle Physics*. Clarendon Press, Oxford, New York (1986).

- [14] W.B. Atwood. *Lectures on Lepton Nucleon Scattering and Quantum Chromodynamics*. Progress in Physics Vol. 4. (Birkhäuser, Boston, Basel, Stuttgart 1982.)
- [15] C.G. Callan Jr., D.J. Gross. Phys. Rev. Let. **22** (1969) 156.
- [16] H. Tanaka. *Extraction of Quark Distributions on Transverse Spin of the Nucleon at the HERMES Experiment*. Dissertation am Tokyo Institute of Technology. (2005)
- [17] O. Nachtmann. *Elementarteilchenphysik. Phänomene und Konzepte*. Vieweg, Braunschweig. (1991)
- [18] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particle Physics*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim. (2004)
- [19] U. Elschenbroich. *Transverse Spin Structure of the Proton Studied in Semi-Inclusive DIS*. Dissertation an der Universität Gent. (2006)
- [20] C. Niebuhr. *Einführung in die experimentelle Elementarteilchenphysik*. Vorlesung an der Universität Hannover, WS 2000/01. [<https://www.desy.de/~niebuhr/Vorlesung/Hannover/vorlesung.html>]
- [21] R.C. Seidl. *Single spin asymmetries in semi-inclusive electroproduction of pions and kaons on a transversely polarized target at HERMES*. Dissertation an der Universität Erlangen. (2004)
- [22] E. Leader. *Spin in Particle Physics*. Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol., 15:1. (2001)
- [23] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*. Benjamin, New York, (1972).
- [24] R. L. Jaffe and X. Ji, Phys. Rev. **D43**, 724 (1991).
- [25] K. Abe et al. *Measurements of the Proton and Deuteron Spin Structure Functions g_1 and g_2* . Submitted to Physical Review D (1998) hep-ph/9802357.
- [26] E. Leader and M. Anselmino, Z. Phys. **C41**, 239 (1988).
- [27] R. Jakob. *Transverse Momenta in Hard Scattering Processes*. Habilitation an der Universität Wuppertal. (2002)
- [28] J. Soffer. *Positivity Constraints for Spin-Dependent Parton Distributions*. Phys. Rev. Letters **74**, 1292-1294. (1995)
- [29] V. Barone and P.G. Ratcliffe, *Transverse Spin Physics*. World Scientific, New Jersey, London, Singapore, Hong Kong. (2003)
- [30] A. Bacchetta. *Probing the transverse spin of quarks in deep inelastic scattering*. PhD thesis, Vrije Universiteit Amsterdam. hep-ph/0212025. (2002)

- [31] A. Bacchetta, M. Diehl, K. Goeke, A. Metz, P. J. Mulders, M. Schlegel. *Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum*. hep-ph/0611265v2 (2007)
- [32] A. Bacchetta, U. D'Alesio, M. Diehl, C. A. Miller. *Single-spin asymmetries: The Trento conventions*. Phys. Rev. **D70** (2004) 117504, hep-ph/0410050 [hep-ph/0410050].
- [33] A. Kotzinian, Nucl. Phys. B441, 234 (1995).
- [34] A. Bacchetta, M. Radici. *Two-hadron semi-inclusive production including subleading twist*. Phys.Rev. **D69** (2004) 074026. hep-ph/0311173
- [35] A. Bacchetta und M. Radici. *Partial-wave analysis of two-hadron fragmentation functions*. hep-ph/0212300 v1. (2002)
- [36] R. L. Jaffe, X. Jin und J. Tang. *Interference Fragmentation Functions and the Nucleon's Transversity*. Phys. Rev. Lett. **80** 1166. (1998)
- [37] A. Bacchetta, M. Radici. *Single-Spin Asymmetrie With Two-Hadron Fragmentation Functions*. hep-ph/0407345v1 (2004)
- [38] J. C. Collins, S.F. Heppelmann and G.A. Ladinsky, Nucl. Phys. **B420**, 565 (1994).
- [39] X. Artru and J. C. Collins, Z. Phys. **C69**, 277 (1996).
- [40] J. C. Collins, *Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions*, Nucl. Phys. B396 (1993) 161Ü182, arXiv:hep-ph/9208213.
- [41] A. Bianconi, S. Boffi, R. Jakob und M. Radici, Phys. Rev. **D62**, 034008 (2000).
- [42] A. Bacchetta und M. Radici, Phys. Rev. **D67**, 094002 (2003).
- [43] CERN-courier. <http://cerncourier.com/cws/article/cern/29174>. (Oktober 2004)
- [44] V. Barone, A. Drago und P.G. Ratcliffe. *Transverse polarisation of quarks and hadrons*. Phys. Rept. **359**. hep-ph/0104283 (2002)
- [45] M. Burkardt und D.S. Hwang. *Sivers Asymmetry and generalized parton distribution in impact parameter space*. Phys. Rev. **D69**, 074032 (2004).
- [46] D.W. Sivers. *Single spin production asymmetries from the hard scattering of point-like constituents*. Phys. Rev. **D41**, 83. (1990)
- [47] Die HERMES-Kollaboration. *Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target*. hep-ex/0408013. (2004)

- [48] Die BELLE–Kollaboration. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 232002. (2006)
- [49] M. Anselmino et al. *Transversity and Collins functions from SIDIS and e^+e^- data*. hep-ph/0701006v3. (2007)
- [50] D. Boer, R. Jakob und M. Radici. *Interference fragmentation functions in electron-positron annihilation*. hep-ph/0302232v1. (2003)
- [51] A. V. Efremov, K. Goeke und P. Schweitzer. *Transversity distribution function in hard scattering of polarized protons and antiprotons in the PAX experiment*. hep-ph/0403124v1. (2004)
- [52] R. L. Jaffe. *Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes*. hep-ph/9602236.(1996)
- [53] M. Osipenko et al. *Self-consistent data analysis of the proton structure function g_1 and extraction of its moments*. hep-ex/0409038. (2004)
- [54] X. Artru. *The Transverse Spin*. hep-ph/0207309. (2002)
- [55] R. Joosten. *Transversity signals in two hadron correlation at COMPASS*. Proceedings für das 17th International Spin Physics Symposium (SPIN06).
- [56] Die COMPASS–Kollaboration. *The COMPASS Experiment at CERN*. NIMA 577 (2007) 455-518. CERN–PH–EP/2007–001.
- [57] M. von Hodenberg. *First Measurement of the Gluon Polarisation in the Nucleon using D Mesons at COMPASS*. Dissertation an der Universität Freiburg.(2005)
- [58] O. Nähle. *Faserhodoskope im COMPASS-Experiment zum Nachweis von Teilchen Spuren innerhalb des Primärstrahls*. Dissertation an der Universität Bonn. (2002)
- [59] R. L. Garwin et al. *Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon*. *Phys. Rev.*, 105:1415, 1957.
- [60] G. Backenstoss et al. *Helicity of μ^- from π -Meson Decay*. *Phys. Rev. Lett.*, 6:415, 1961.
- [61] V. Alexakhine. COMGEANT web page:
<http://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/index.html>.
- [62] CERN web page.
<http://public.web.cern.ch/Public/Content/Chapters/AboutCERN/HowStudyPrtcles/CERNAccelComplex/CERNAccelComplex-en.html>.
- [63] G. Aragam, M. Goldman. *Principles of Dynamical Nuclear Polarisation*. *Rep. Prog. Phys.* **41** 1978 (395).

- [64] Die COMPASS-Kollaboration. *A new measurement of the Collins and Sivers asymmetries on a transversely polarised deuteron target*. NP B765 (2007) 31-70. CERN-PH-EP/2006-031.
- [65] B. Parsamyan. *Analysis and Interpretation of Transverse Spin Dependent Azimuthal Asymmetries in SIDIS at the COMPASS Experiment*. Dissertation an der Universtät Turin. (2007)
- [66] A. Bacchetta und M. Radici. *Modeling dihadron fragmentation functions*. hep-ph/0608037v1. (2006)
- [67] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. (2004)
- [68] A. Vossen. *Transversal Spin Asymmetries at the COMPASS Experiment*. Dissertation in Vorbereitung an der Universität Freiburg (voraussichtlich 2008).
- [69] F. Sozzi. *Studies on RICH purity for transversity 1 hadron analysis*. Vortrag auf dem COMPASS-Kollaborations Treffen im September 2006.
- [70] M. Diefenthaler. *Tiefinelastische Elektronenstreuung an einem transversal polarisiertem Target*. Diplomarbeit an der Universität Erlangen (2004).
- [71] D. Gabbert, M. Grosse Perdekamp, R. Seidl, A. Ogawa, and K. Hasuko. *Spin-dependent fragmentation functions at BELLE*. 16. internationales Spin Physik Symposium (SPIN 2004), Trieste, Italien, 10-16 Oct 2004.
- [72] C. Targett-Adams. *Structure Functions and Parton Distribution Functions at the HERA ep Collider*. Moriond QCD 16. März 2005.
- [73] D. de Florian, G. A. Navarro und R. Sassot. *Sea quark and gluon polarization in the nucleon at NLO accuracy*. hep-ph/0504155v1 (2005).

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bedanken bei:

- **Prof. Dr. J. Bisplinghoff** und **Priv.-Doz. Dr. R. Jahn**, die mir diese Doktorarbeit ermöglicht haben. Ebenso möchte ich mich für die Unterstützung in allen Belangen über die letzten Jahre hinweg bedanken.
- **Dr. R. Joosten** für die umfassende Unterstützung und die vielfachen Anregungen, die zum Erfolg dieser Arbeit wesentlich beitrugen.
- Den Kollegen **Dr. O. Nähle** und **Dr. R. Ziegler** für die wundervolle Arbeitsatmosphäre in der Anfangszeit.
- **A. Vossen** für die erfolgreiche Zusammenarbeit in der zwei Hadronen Analyse.
- **Dr. G. Venugopal** und den anderen Mitgliedern der Transversity-Gruppe für das angenehme Klima, das das Arbeiten in unserer Gruppe kennzeichnet.

Schließlich möchte ich noch meinen Eltern danken, auf deren Unterstützung ich mich in den letzten Jahren immer verlassen konnte.