Messungen zum Spintransfer bei Λ^0–Produktion in polarisierter Lepton–Nukleon Streuung im HERMES-Experiment

von
Stefan Bernreuther

Messungen zum Spintransfer bei Λ^0–Produktion in polarisierter Lepton–Nukleon Streuung im HERMES-Experiment

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

vorgelegt von
Stefan Bernreuther
aus Fürth/Bay.

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

Tag der mündlichen Prüfung:	23.11.99
Vorsitzender der Prüfungskommission:	Prof. Dr. W. Buggisch
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. W. Eyrich

Measurement of Spin Transfer at Λ^0–Production in Polarized Lepton–Nucleon Scattering in the HERMES-Experiment

Abstract

Spin transfer to Λ^0–Hyperons in semi–inclusive deep inelastic scattering of longitudinally polarized positrons from both unpolarized and longitudinally polarized nucleons has been investigated. The data were collected by the HERMES–Experiment at DESY in Hamburg during 1996 and 1997 covering a kinematic range of $0.8 < Q^2$, $0.02 < x < 0.5$ and $0.2 \leq z$.
To avoid asymmetries caused by acceptance effects, datasets with all possible permutations for polarization directions of beam and target have been combined. The result for the spin transfer, dominated by scattering from u–quarks is compatible with zero and therefore in agreement with the Naive Quark–Parton Model expectation. However limited statistic precision does not allow to exclude other models significantly.
Supplementary events with no scattered positron in coincidence with the Λ^0–decay products seen in the HERMES–detector have been analysed. They show much better statistic precision, but due to their small averaged Q^2 of 0.21 their interpretation in the frame of the Naive Quark–Parton Model is at least questionable. The resulting spin transfer from the lepton beam to the outgoing Λ^0–Hyperon for this dataset is $0.122 \pm 0.047 \pm 0.05$.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

1.1. Physikalische Motivation

Die Produktion von Λ^0–Hyperonen in polarisierter tiefinelastischer Streuung ist seit geraumer Zeit Gegenstand größeren Interesses [BJ:93, LM:95, MT:95, Nza:95, Jaf:96, EKK:96, KBvH:98, BLT:99, AL:99].

Zum einen, weil Λ^0–Hyperonen als leichteste Baryonen mit Strangeness nur schwach zerfallen, und damit ihre Polarisation relativ einfach über die asymmetrische Winkelverteilung der Protonen aus dem paritätsverletzenden schwachen Zerfall $\Lambda \to p + \pi^-$ bestimmt werden kann, bei dem das Proton bevorzugt in Richtung des Λ^0–Spins emittiert wird (Asymmetrieparameter $\beta = 0.64$) [Par:98].

Zum anderen erwies es sich, daß in der Hadron–Nukleon–Wechselwirkung mit unpolarisierten Strahlen und Targets erzeugte Λ^0–Teilchen und andere Hyperonen, immer senkrecht zur Produktionsebene polarisiert sind. Dies ist aufgrund der Paritätserhaltung in der starken Wechselwirkung die einzige erlaubte Richtung. Ferner sind die Λ^0–Hyperonen in der Proton–Proton Streuung stets entgegen der Richtung der Flächennormale polarisiert (negative Polarisation), der Betrag der Polarisation steigt mit wachsendem Transversalimpuls p_{T} bis zu einem Sättigungswert, der bei etwa $p_{\mathrm{T}} \approx 1\,\mathrm{GeV/c}$ erreicht wird, und sie wächst mit wachsendem x_{F}, dem Verhältnis von Longitudinalimpuls des erzeugten Λ^0–Teilchens und dem des einfallenden Strahlnukleons. Die Ursache dieser Polarisationserzeugung ist noch nicht völlig verstanden. Semi–klassisch wird sie unter anderem auf das Aufbrechen des Farbfeldes zwischen dem s–Quark des erzeugten Λ^0–Teilchens und dem $\bar{s}$–Quark des Targetrests zurückgeführt. Eine Zusammenfassung der experimentellen Resultate und der verschiedenen Modelle zur Beschreibung der Hyperon-Polarisation findet sich z. B. in [Hel:92].

Im Vergleich zu dem bereits sehr reichhaltigen Datenmaterial zur Λ^0–Produktion in der starken Wechselwirkung sind die experimentellen Informationen über die Produktion in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung von Neutrinos/Antineutrinos [C$^+$:78, A$^+$:80, G$^+$:82, B$^+$:82, A$^+$:83, J$^+$:85, WA59:92], Myonen [EMC:84, EMC:87, E665:94] und Elektronen/Positronen [C$^+$:78, ZEUS:95, H1:96, H1:97] noch sehr spärlich.

Diese Daten ermöglichten im wesentlichen eine relativ grobe Bestimmung der Verteilungen in verschiedenen kinematischen Variablen wie dem Transversalimpuls p_{T}, dem reduzierten Longitudinalimpuls x_{F}, der reduzierten Energie z und der Rapidität y sowie der Variation der mittleren Multiplizität von Teilchen mit Strangeness als Funktion der Masse des hadronischen Endzustandes W und von Korrelationen zwischen den erzeugten Teilchen mit Strangeness s und Antistrangeness $\bar{s}$.

Nur sehr wenige experimentelle Informationen gibt es dagegen über die Polarisation der erzeugten Λ $(\bar{\Lambda})$–Teilchen.

Gegenwärtig ist HERMES das einzige laufende Experiment, welches die Λ^0–Polarisation in polarisierter tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung messen kann.

1.1.1. Spinstruktur des Λ^0

Im nichtrelativistischen Quark Modell hat das Λ^0–Hyperon eine sehr einfache Spin–Flavor Wellenfunktion. Sein Spin wird durch das s–Quark hervorgerufen, das (ud)–Paar ist zu Spin $S = 0$ und Isospin $I = 0$ gekoppelt. Es gilt also für die ersten Momente der polarisierten Quarkverteilungen im Λ^0 :

$$\Delta u_\Lambda = \Delta d_\Lambda = 0,\ \Delta s_\Lambda = 1\,. \tag{1.1}$$

In der polarisierten tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung hat sich gezeigt, daß der Anteil der Quarkspins zum Spin des Nukleons nur etwa $20...30\,\%$ beträgt, also viel kleiner ist, als man aufgrund der Vorhersagen des einfachen nichtrelativistischen Quarkmodells erwartete [EMC:88]. Dies legt aber die Vermutung nahe, daß das einfache Quarkmodell auch für die anderen Teilchen des Baryon–Oktetts die Spin–Flavor Wellenfunktionen nicht richtig beschreibt.

Unter der Annahme exakter SU$(3)_f$–Symmetrie für das Baryon–Oktett läßt sich das erste Moment der polarisierten Strukturfunktion g_1 in erster Ordnung sowohl durch die polarisierten Quarkverteilungen als auch durch die axialen Ladungen a_0, a_3 und a_8 ausdrücken :

$$\begin{aligned} \Gamma_1 = \int_0^1 g_1 dx &= \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) \\ &= \frac{1}{12}\left(a_3 + \frac{a_8}{\sqrt{3}} + \frac{4}{3}a_0\right) , \end{aligned} \tag{1.2}$$

wobei gilt :

$$a_3 = \Delta u - \Delta d \tag{1.3}$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s\right) \quad \text{und} \tag{1.4}$$

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s \,. \tag{1.5}$$

Die axialen Ladungen lassen sich für jedes Baryon durch die Zerfallskonstanten F und D der schwachen Hyperonzerfälle und dem Gesamtanteil der Quarks am Spin des Baryons, $\Delta\Sigma$ ausdrücken. Für die Nukleonen gilt :

$$a_3^{\mathrm{p(n)}} = \pm(D + F) \,, \tag{1.6}$$

$$a_8^{\mathrm{p(n)}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(3F - D) \quad \text{und} \tag{1.7}$$

$$a_0^{\mathrm{p(n)}} = \Delta\Sigma \,, \tag{1.8}$$

und für das Λ^0 bzw. das Σ^0 ergeben sich :

$$a_3^{\Lambda^0(\Sigma^0)} = 0 \,, \tag{1.9}$$

$$a_8^{\Lambda^0(\Sigma^0)} = \mp\frac{2}{\sqrt{3}}D \quad \text{und} \tag{1.10}$$

$$a_0^{\Lambda^0(\Sigma^0)} = \Delta\Sigma \,. \tag{1.11}$$

Im einfachen Quark–Partonmodell gilt $D = 1$, $F = 2/3$ und für den Singlett–Term $\Delta\Sigma = 1$. Dies führt, wie bereits erwähnt, jedoch zu falschen Voraussagen für die polarisierten Quarkverteilungen im Proton. Andererseits ermöglicht aber die Messung von der ersten Momente von g_1 für die Nukleonen die Bestimmung von $\Delta\Sigma$. Mit [SMC:94] :

$$\Delta\Sigma = 0.20 \pm 0.11 \tag{1.12}$$

und den Werten aus den Hyperon–β Zerfällen [CR:93]

$$F + D = 1.2573 \pm 0.0028 \quad \text{und} \tag{1.13}$$
$$F/D = 0.575 \pm 0.016 \tag{1.14}$$

ergeben sich die Anteile der Quarkspins im Proton zu:

$$\Delta u_p = +0.79 \pm 0.04\,, \tag{1.15}$$
$$\Delta d_p = -0.47 \pm 0.04 \quad \text{und} \tag{1.16}$$
$$\Delta s_p = -0.12 \pm 0.04\,. \tag{1.17}$$

Für die Spinstruktur der Λ^0 folgt damit, daß der Spin nur zum Teil vom Spin des s–Quarks herrührt und sowohl u als auch d–Quarks entgegen der Spinrichtung des Λ^0 polarisiert sind [BJ:93, Jaf:96]:

$$\Delta u_\Lambda = -0.20 \pm 0.04\,, \tag{1.18}$$
$$\Delta d_\Lambda = -0.20 \pm 0.04 \quad \text{und} \tag{1.19}$$
$$\Delta s_\Lambda = +0.60 \pm 0.04\,. \tag{1.20}$$

Während durch Streuung an polarisierten Proton und Neutron [1] –Targets die Spinstruktur der Nukleonen experimentell direkt zugänglich ist, sind Messungen der Spinstruktur instabiler Baryonen, wie der des Λ^0, mangels geeigneter Targets nur indirekt möglich, z. B. durch Beobachtung von Polarisationstransfer einzelner Quarkflavors in der Fragmentation.

1.1.2. Longitudinale Λ^0–Polarisation in der Stromfragmentation

Im Gebiet der Stromfragmentation erhalten Λ^0–Hyperonen ihre longitudinale Polarisation bei der Fragmentation von polarisierten Quarks [BJ:93, Jaf:96, MT:96]. Für deren Erzeugung gibt es im wesentlichen drei Möglichkeiten: die $\nu/\bar{\nu}$–Streuung, bei der die ausgetauschten W–Bosonen überwiegend an linkshändige (rechtshändige) Quarks (Antiquarks) koppeln, der Z^0 Zerfall $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$, bei dem die erzeugten Quarks überwiegend linkshändig sind und die Streuung von polarisierten geladenen Leptonen an polarisierten oder unpolarisierten Nukleonen.

[1] Zwar gibt es kein Target aus freien Neutronen, aber z. B. kernspinpolarisiertes ^{3}He ist bezüglich der Spineffekte ein effektives Neutrontarget, da die beiden Protonen zu Gesamtspin Null koppeln.

Im letzteren Fall kann das ausgetauschte virtuelle Photon wegen der Drehimpulserhaltung nur mit Quarks der entgegengesetzten Helizität wechselwirken, das herausgestoßene Quark hat dann anschließend die gleiche Helizität wie das absorbierte Photon. Voraussetzung für die Erzeugung einer longitudinalen Λ^0–Polarisation ist allerdings, daß die Helizität des gestreuten Quarks bei der Fragmentation in das erzeugte Baryon erhalten ist.

Die Untersuchung der longitudinalen Polarisation von Λ^0–Hyperonen in der tiefinelastischen Elektron–Nukleon–Streuung mit longitudinaler Strahlpolarisation ermöglicht somit eine überprüfung der Modelle für die Spinstruktur des Λ^0 und damit einen Test sowohl der $\mathrm{SU}(3)_f$–Symmetrie als auch der Annahme, daß die Fragmentation spinunabhängig ist. Desweiteren liefert sie Informationen über die zugrundeliegende Dynamik.

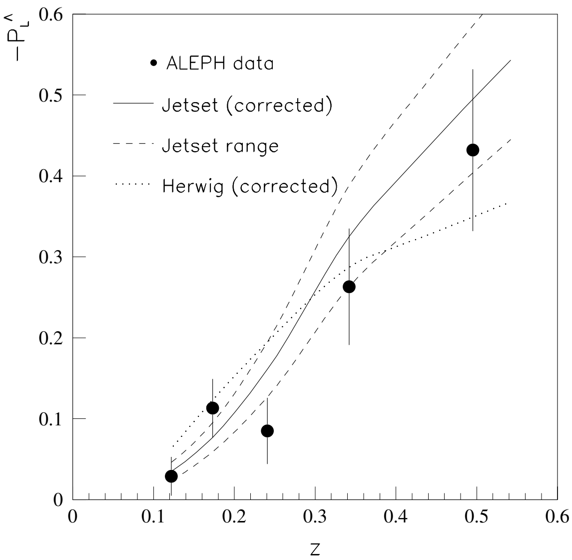

Abbildung 1.1.: Longitudinale Λ^0–Polarisation in Abhängigkeit von $z = p_{\Lambda^0}/p_{\mathrm{Strahl}}$ [ALEPH:96].

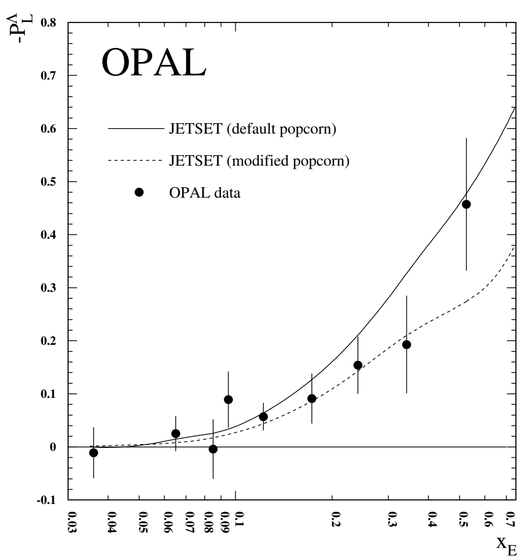

Abbildung 1.2.: Longitudinale Λ^0–Polarisation in Abhängigkeit von $X_E = 2E_{\Lambda^0}/\sqrt{s}$ [OPAL:98].

Eine longitudinale Polarisation im Gebiet der Stromfragmentation konnte erstmals in der schwachen Wechselwirkung auf der Z^0–Resonanz $e^+e^- \to Z^0$ nachgewiesen werden [ALEPH:96, OPAL:98]. Die Ergebnisse sind in Abb. 1.1 und

Abb. 1.2 in Abhängigkeit des reduzierten Λ^0–Impulses bzw. der reduzierten Λ^0–Energie gezeigt. Aus der mittleren gemessenen negativen Polarisation von ca. -0.33 und der Tatsache, daß hier u, d und s–Quarks etwa gleich häufig erzeugt werden, wurde geschlossen, daß hier die Polarisation von den s–Quarks herrührt und gut durch die Vorhersagen des Konstituentenquarkmodells beschrieben wird.

Da die unpolarisierte s–Quark–Verteilung im Nukleon gegenüber derjenigen der u– und d–Quarks sehr klein ist, und auch die polarisierte s–Quarkverteilung, wenn überhaupt, nur wenig von Null verschieden ist, erwartet man im Rahmen des naiven Quark–Modells eine verschwindend kleine longitudinale Λ^0–Polarisation. Anders ist dies, wenn man annimmt, daß das SU$(3)_f$–Modell zutrifft. In diesem Fall würde wegen der viermal stärkeren elektromagnetischen Kopplung des virtuellen Photons an das u–Quark und wegen der Dominanz der u–Quark–Verteilung im Proton die longitudinale Polarisation des Λ^0 im wesentlichen vom gestoßenem u–Quark herrühren und (wegen $\Delta u_\Lambda = -0.2$) der Λ^0–Spin der Spinrichtung des virtuellen Photons entgegengerichtet sein. Im Rahmen des Meßprogramms der HERMES–Kollaboration wurde bereits erstmalig nach einer longitudinalen Λ^0–Polarisation im Stromfragmentationsbereich bei der Streuung von longitudinal polarisierten Positronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget gesucht [Sch:99, HERMES:99]. Da die polarisierten Quarkverteilungen $\Delta q(x)$ stets kleiner sind als die unpolarisierten Verteilungen, $q(x)$, ist zu erwarten, daß mit polarisiertem Target der Spintransfer auf das Λ^0 sich nur wenig von dem im unpolarisierten Fall unterscheidet. Allerdings ermöglichen diese Daten zusätzlich Zugriff auf die polarisierten Quarkverteilungen des Targetnukleons.

Ein überblick über die Analyse der HERMES–Daten mit unpolarisiertem Target und die Auswertung der Daten mit polarisiertem Target sind Gegenstand dieser Arbeit. Weiter wird zum Vergleich auch der Spintransfer in inklusiver Λ^0–Produktion für beide Targettypen untersucht. In diesem Fall wird das einlaufende Positron unter so kleinem Winkel gestreut, daß es nicht innerhalb der Detektorakzeptanz nachzuweisen ist. Dies ist gleichbedeutend mit einem kleinem Viererimpuls des ausgetauschten Photons, so daß man von „quasi–reeller“ Photoproduktion spricht. Hierbei kann das Photon konkurrierend zur Absorption durch ein Quark mit einem Gluon des Nukleons ein Quark–Antiquarkpaar bilden, so daß dieser Prozeß der Hadron–Hadron Streuung ähnelt.

1.1.3. Longitudinale Λ^0–Polarisation in der Targetfragmentation

Λ^0–Teilchen aus der Targetfragmentation könnten in der tiefinelastischen Streuung von Neutrinos oder polarisierten geladenen Leptonen polarisiert sein, falls das ausgetauschte virtuelle Boson ein Quark mit einer bevorzugten Polarisation aus dem Nukleon herausschlägt und im Targetfragment die Information über den mit dem getroffenen Quark entfernten Teil des Drehimpulses erhalten bleibt. Nach einem Modell von Ellis et al. [EKK:96] folgt daraus eine, dem Spin des getroffenen Quarks entgegengesetzte Polarisation des zurückbleibenden s– oder $\bar{s}$–Quarks . Tatsächlich wurde in Neutrinostreuung an unpolarisierten Targets negative (bezüglich des Impulsübertrags) longitudinale Λ^0–Polarisation gemessen [J$^+$:85, WA59:92], die durch ein polarisiertes $s\bar{s}$–Modell gut beschrieben werden konnte [EKK:96]. Allerdings zeigten andere Neutrino Experimente keine longitudinale Polarisation [A$^+$:80].

Da die bisher (1995 bis 1998) gewonnenen Daten bei HERMES zeigen, daß die Statistik im Targetfragmentationsbereich, im Gegensatz zur Stromfragmentation, äußerst limitiert ist, wird im Verlauf dieser Arbeit lediglich im Ausblick noch einmal kurz auf die Targetfragmentation eingegangen.

1.2. Inhalt der Arbeit

Kapitel 2 gibt eine Einführung in die Grundlagen der semiinklusiven tiefinelastischen Streuung und definiert die relevanten Größen. Kapitel 3 erläutert den Aufbau des HERMES–Experiments. Es wird auf die Polarisation des HERA–Leptonenstrahls, das interne HERMES–Gastarget sowie auf die Komponenten des HERMES–Spektrometers und das Datennahmesystem eingegangen. Kapitel 4 gibt einen überblick über die untersuchte Λ^0–Physik. Datenqualitätskriterien und Ereignisselektion werden in Kapitel 5 beschrieben, in Kapitel 6 werden die Ergebnisse präsentiert, deren Diskussion im Kontext theoretischer Modelle findet sich in Kap. 7. Mit einem Ausblick auf das weitere Λ^0–Programm von HERMES und die neuen Möglichkeiten des Detektors in Kap. 8 und der Zusammenfassung in Kap. 9 endet die Arbeit.

2. Physikalische Grundlagen

2.1. Kinematik der semi–inklusiven tiefinelastischen Streuung

Inklusive tiefinelastischen Lepton–Nukleon Streuung ist eine seit langem bewährte Methode zur Untersuchung der inneren Struktur des Nukleons. Die Erweiterung auf semi–inklusive Messungen, bei der außer dem gestreuten Lepton auch hadronische Endzustände detektiert werden, eröffnet einen zusätzlichen Informationskanal. Abbildung 2.1 zeigt den grundlegenden Prozeß.

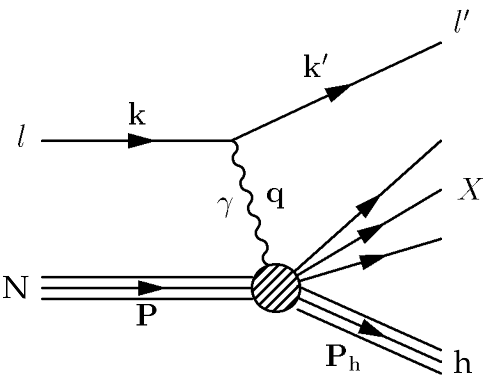

Abbildung 2.1.: Die semi–inklusive, tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung ist hier in der Ein–Photon–Austausch–Näherung gezeigt.

Das einlaufende Lepton l mit dem Viererimpuls k streut unter Emission eines virtuellen Photons γ mit dem Viererimpuls $\mathbf{q}$ am Nukleon N, welches dabei in einen hadronischen Endzustand, der das detektierte Hadron h und den nichtdetektierten Schauer X enthält, übergeht. Das gestreute Lepton l' läuft mit dem Viererimpuls k$'$ und das Hadron h mit dem Viererimpuls $\mathbf{P}_{\mathrm{h}}$ aus. $\mathbf{P}$ ist der Viere-

rimpuls des einlaufenden Nukleons.
Daraus lassen sich folgende Lorentzinvarianten definieren:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 > 0\,, \tag{2.1}$$
$$W^2 \equiv (\mathbf{P}+\mathbf{q})^2\,, \tag{2.2}$$
$$\nu \equiv \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{M} = \frac{Q^2+W^2-M^2}{2M}\,, \tag{2.3}$$
$$s \equiv (\mathbf{k}+\mathbf{P})^2\,. \tag{2.4}$$

Für sogenannte Fixed–Target–Experimente wie HERMES, die an ruhenden Targets streuen, d. h. $\mathbf{P} = (M, 0, 0, 0)$, gilt im Laborsystem unter Vernachlässigung der Leptonen Masse gegenüber ihrer Energie:

$$Q^2 = 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2}\,, \tag{2.5}$$
$$\nu = E - E'\,, \tag{2.6}$$
$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2\,, \tag{2.7}$$
$$s = 2ME + M^2\,, \tag{2.8}$$

wobei θ hier der Streuwinkel des Leptons im Laborsystem ist.
Meist geht man zur Beschreibung durch die drei dimensionslosen Variablen

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2+W^2-M^2}\,, \tag{2.9}$$
$$y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} = \frac{\nu}{E} \quad \text{und} \tag{2.10}$$
$$z = \frac{\mathbf{P}_\mathrm{h}\cdot\mathbf{P}}{\mathbf{q}\cdot\mathbf{P}} = \frac{E_\mathrm{h}}{\nu} \tag{2.11}$$

über. x ist die Bjorkensche Skalenvariable. Sie ist ein Maß für die Inelastizität des Prozeßes. In einem Bezugssystem, in welchem die Transversalimpulse der Quarks im Nukleon vernachlässigt werden können, kann man sie auch als Bruchteil des Impulses des getroffenen Quarks am Gesamtnukleonimpuls interpretieren. Es gilt:

$$0 < x \leq 1\,. \tag{2.12}$$

$x = 1$ stellt dabei den Fall elastischer Streuung dar.
y ist der Anteil der Energie des ausgetauschten Photons an der Energie des einlaufenden Leptons. Daraus folgt :

$$0 < y \leq 1\,, \tag{2.13}$$

da die γ–Energie nie die Strahlenergie übertreffen kann.
z schließlich ist das Verhältnis der Energie des auslaufenden detektierten Hadrons zur gesamten vom Photon übertragenen Energie. Womit sich für die Grenzen ergibt:

$$0 < z \leq 1\,, \tag{2.14}$$

2.2. Quasi–reelle Photoproduktion

Wird das einlaufende Lepton unter sehr kleinen Winkeln gestreut, folgt aus Gl. (2.5):

$$Q^2 \;=\; 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2} \longrightarrow 0\,. \tag{2.15}$$

Das ausgetauschte Photon besitzt nur eine sehr geringe Virtualität, weshalb man auch von „quasi–reeller“ Photoproduktion spricht.

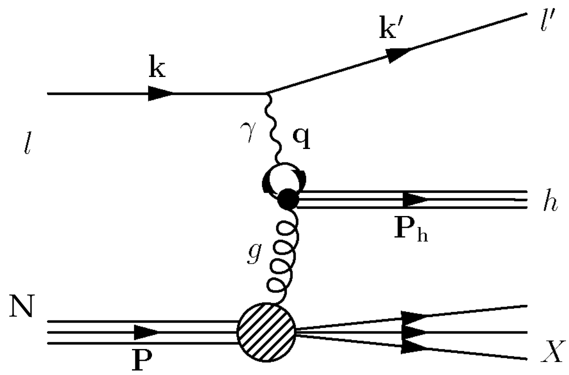

Abbildung 2.2.: „Quasi–reelle“ Photon–Nukleon–Streuung.

Dabei kann neben dem in Abbildung 2.1 gezeigten Prozeß der direkten Wechselwirkung des Photons mit einem Quark das Photon, wie in Abbildung 2.2 angedeutet auch in ein Quark–Antiquark Paar fluktuieren, und dieses dann mit einem Gluon des Nukleons wechselwirken.

2.3. Semi–inklusiver tiefinelastischer Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die semi–inklusive, tiefinelastische Streuung mit longitudinaler Strahl– und Targetpolarisation läßt sich mit Hilfe des leptonischen Tensors $L_{\mu\nu}$ und des hadronischen Tensors $\mathcal{W}^{\mu\nu}$ schreiben als [MT:96]:

$$\frac{d^3\sigma}{dxdydz} = \frac{\pi\alpha^2}{Q^4} yz L_{\mu\nu} 2M\mathcal{W}^{\mu\nu} , \tag{2.16}$$

wobei sich der leptonische Tensor mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) exakt angeben läßt. Unter Vernachlässigung der Leptonenmasse ergibt sich mit der Leptonhelizität $\lambda_{\mathrm{Stra}} = \pm 1$ und dem Leptonviererimpuls k:

$$L_{\mu\nu}\left(k\lambda_{\mathrm{Stra}}; k'\lambda'_{\mathrm{Stra}}\right) = \delta_{\lambda_{\mathrm{Stra}}\lambda'_{\mathrm{Stra}}} 2(k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu) - g_{\mu\nu} 2\mathbf{k}\mathbf{k}' + 2i\lambda_{\mathrm{Stra}}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho k^\sigma . \tag{2.17}$$

Die gestrichenen Größen beziehen sich dabei jeweils auf das gestreute, auslaufende Lepton.
$g_{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ der total antisymmetrische Einheitstensor vierter Stufe.

Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ kann nicht direkt berechnet werden. Er beschreibt die dynamische innere Struktur des Hadrons und kann unter Verwendung diskreter Symmetrien der starken Wechselwirkung und Bedingungen wie Lorentz–Kovarianz, Eichinvarianz und Paritätserhaltung in der elektromagnetischen Wechselwirkung parametrisiert werden. Er läßt sich in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil zerlegen:

$$\mathcal{W}^{\mu\nu} = \mathcal{W}^{\mu\nu}_{\mathrm{sym}} + \mathcal{W}^{\mu\nu}_{\mathrm{antisym}} . \tag{2.18}$$

Für die Anteile ergibt sich in erster Ordnung [MT:96]:

$$2M\mathcal{W}^{\mu\nu}_{\mathrm{sym}} = 2z \cdot \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{\mathbf{q}^2} + \frac{2x}{(\mathbf{p}\cdot\mathbf{q})}\left(p^\mu - \frac{(\mathbf{p}\cdot\mathbf{q})}{\mathbf{q}^2}q^\mu\right)\left(p^\nu - \frac{(\mathbf{p}\cdot\mathbf{q})}{\mathbf{q}^2}q^\nu\right)\right) \cdot \widetilde{F}_1 \tag{2.19}$$

$$2M\mathcal{W}^{\mu\nu}_{\mathrm{antisym}} = 2z \cdot i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \cdot \frac{p_\alpha q_\beta}{(\mathbf{p}\cdot\mathbf{q})} \cdot \widetilde{g}_1 \tag{2.20}$$

Wobei die Strukturfunktionen $\widetilde{F}_1$ und $\widetilde{g}_1$ definiert sind als :

$$\widetilde{F}_1 = F_1^h + \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot G_g^h \quad \text{und} \tag{2.21}$$

$$\widetilde{g}_1 = \lambda_{\mathrm{Had}} \cdot G_F^{\mathrm{h}} + \lambda_{\mathrm{Tar}} \cdot g_1^{\mathrm{h}} \tag{2.22}$$

Hierbei sind $\lambda_{\mathrm{Tar}} = \pm 1$ und $\lambda_{\mathrm{Had}} = \pm 1$ die Helizitäten des Targets bzw. des auslaufenden Hadrons.

In einfachen Quark–Parton Modell gilt :

$$F_1^{\mathrm{h}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 q(x)\, D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\ , \tag{2.23}$$

$$G_F^{\mathrm{h}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 q(x)\, \Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\ , \tag{2.24}$$

$$g_1^{\mathrm{h}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x)\, D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\ , \tag{2.25}$$

$$G_g^{\mathrm{h}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x)\, \Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\ . \tag{2.26}$$

e_{q} ist die Ladung des Quarks q in Einheiten der Elementarladung, wobei der Index q stets Quarks und Antiquarks beinhaltet. $q(x)$ steht dabei für die unpolarisierten Quarkverteilungen, $\Delta q(x)$ für die polarisierten. Sie sind definiert als die Summe, bzw. Differenz der Quarkverteilungen unterschiedlicher Spinrichtung:

$$q(x) = q(x)^{\leftarrow} + q(x)^{\rightarrow} \tag{2.27}$$

$$\Delta q(x) = q(x)^{\leftarrow} - q(x)^{\rightarrow} \tag{2.28}$$

$D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)$ und $\Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)$ sind analog dazu die phänomenologischen unpolarisierten, bzw. polarisierten Fragmentationsfunktionen.

$$D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) = D_{\mathrm{q}\leftarrow}^{\mathrm{h}}(z) + D_{\mathrm{q}\rightarrow}^{\mathrm{h}}(z) \tag{2.29}$$

$$\Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) = D_{\mathrm{q}\leftarrow}^{\mathrm{h}}(z) - D_{\mathrm{q}\rightarrow}^{\mathrm{h}}(z) \tag{2.30}$$

Sie sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark mit Flavor q in ein Hadron h fragmentiert.

Die Summation über alle Hadronen h im Endzustand und Integration über $z \cdot dz$ liefert mit

$$\sum_{\mathrm{h}} \int dz\, z D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) = 1 \tag{2.31}$$

für jedes Flavor q, die gewohnten Strukturfunktionen für die inklusive polarisierte tiefinelastische Streuung:

$$\sum_{\mathrm{h}} \int dz\, z\, F_1^{\mathrm{h}} = F_1 = \frac{1}{2} \sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 q(x) = \frac{F_2}{2x}\,, \tag{2.32}$$

$$\sum_{\mathrm{h}} \int dz\, z\, G_F^{\mathrm{h}} = 0\,, \tag{2.33}$$

$$\sum_{\mathrm{h}} \int dz\, z\, g_1^{\mathrm{h}} = g_1 = \frac{1}{2} \sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x)\,, \tag{2.34}$$

$$\sum_{\mathrm{h}} \int dz\, z\, G_g^{\mathrm{h}} = 0\,. \tag{2.35}$$

Zur Berechnung des semi–inklusive Wirkungsquerschnitts für polarisierte Lepton–Hadron Streuung in Gl. (2.16) kann man diesen in einzelne Komponenten für alle möglichen Kombinationen der Polarisationsrichtungen von Lepton und Targetnukleon zerlegen. Man erhält allgemein:

$$\frac{d^3\sigma\left(\vec{l}\,\vec{N} \rightarrow l'\,\vec{h}\,X\right)}{dxdydz} = \frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{0\mathrm{L}}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{0\mathrm{T}}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{L}0}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{LL}}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{LT}}}{dxdydz}\,, \tag{2.36}$$

wobei die Indizes 0 für unpolarisiert, L für longitudinale und T für transversale Polarisation stehen. Der erste Index bezeichnet dabei den Strahl, der zweite das Target.
Betrachtet man wie bisher nur Streuung an longitudinal polarisiertem Target, so folgt :

$$\Rightarrow \quad \frac{d^3\sigma_{0\mathrm{T}}}{dxdydz} \equiv \frac{d^3\sigma_{\mathrm{LT}}}{dxdydz} \equiv 0\,. \tag{2.37}$$

Nach der Kontraktion von $L_{\mu\nu}$ und $W^{\mu\nu}$ ergibt sich dann aus Gl. (2.16) für die einzelnen Komponenten :

$$
\begin{aligned}
\frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz} &= K \cdot \left(\frac{y^2}{2} + 1 - y\right) \cdot 2xF_1^{\mathrm{h}} \\
&= K \cdot \left(\frac{y^2}{2} + 1 - y\right) \cdot x \sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\,, && (2.38) \\
\frac{d^3\sigma_{0\mathrm{L}}}{dxdydz} &= K \cdot \left(\frac{y^2}{2} + 1 - y\right) \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot 2xG_g^{\mathrm{h}} \\
&= K \cdot \left(\frac{y^2}{2} + 1 - y\right) \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot x \sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x) \Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\,, && (2.39) \\
\frac{d^3\sigma_{\mathrm{L}0}}{dxdydz} &= K \cdot y\left(1 - \frac{y}{2}\right) \lambda_{\mathrm{Str}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot 2xG_F^{\mathrm{h}} \\
&= K \cdot y\left(1 - \frac{y}{2}\right) \lambda_{\mathrm{Str}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot x \sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 q(x) \Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\,, && (2.40) \\
\frac{d^3\sigma_{\mathrm{LL}}}{dxdydz} &= K \cdot y\left(1 - \frac{y}{2}\right) \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Str}} \cdot 2xg_1^{\mathrm{h}} \\
&= K \cdot y\left(1 - \frac{y}{2}\right) \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Str}} \cdot x \sum_{\mathrm{q}} e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\,, && (2.41) \\
K &= \frac{4\pi\alpha^2 W^2}{Q^4}\,, && (2.42) \\
\lambda &= \pm 1 = \text{Helizität}\,. && (2.43)
\end{aligned}
$$

Das zweite Gleichheitszeichen gilt jeweils nur für den Bereich des einfachen Quark–Parton Modells. Für quasi–reelle Photoproduktion bei kleinen Q^2 versagt die einfache Interpretation der Strukturfunktionen als ladungsgewichtete Summen über die polarisierten und unpolarisierten Quarkverteilungen und Fragmentationsfunktionen.

Gleichung (2.38) entspricht dabei exakt dem Ansatz für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, der sich unter der Annahme der Faktorisierung, d. h. daß die Fragmentation $F^{\mathrm{h}}(z)$ nur von z, aber nicht von x und y abhängt, ergibt :

$$\frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz} = \frac{dF^{\mathrm{h}}}{dz} \cdot \frac{d^2\sigma^{\mathrm{inklusiv}}_{\mathrm{total}}}{dxdy}, \tag{2.44}$$

$$\frac{dF^{\mathrm{h}}}{dz} = \frac{\sum_{\mathrm{q}} e^2_{\mathrm{q}} q_{\mathrm{q}}(x,y)\, D^{\mathrm{h}}_{\mathrm{q}}(z)}{\sum_{\mathrm{q}} e^2_{\mathrm{q}} q_{\mathrm{q}}(x,y)}. \tag{2.45}$$

Der über die Spins der im Endzustand detektierten Hadronen gemittelte Produktionswirkungsquerschnitt aus longitudinal polarisierter Streuung ergibt sich zu:

$$\frac{d^3\sigma^{\mathrm{h}}}{dxdydz} = \frac{d^3}{dxdydz}\left(\frac{1}{2}\sigma\left(\vec{l}\,\vec{N} \to l'\,\vec{h}\,X\right) + \frac{1}{2}\sigma\left(\vec{l}\,\vec{N} \to l'\,\overleftarrow{h}\,X\right)\right). \tag{2.46}$$

Für verschiedene Spinrichtungen des Hadrons haben $\sigma_{0\mathrm{L}}$ aus Gl. (2.39) und $\sigma_{\mathrm{L}0}$ aus Gl. (2.40) aufgrund der eingehenden Hadronhelizität jeweils umgekehrtes Vorzeichen, so daß sie bei Summation herausfallen und es folgt :

$$\frac{d^3\sigma^{\mathrm{h}}}{dxdydz} = \frac{d^3}{dxdydz}\left(\sigma_{00} + \sigma_{\mathrm{LL}}\right) \tag{2.47}$$

$$= \frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz}\left(1 + \lambda_{\mathrm{Str}} D(y) \lambda_{\mathrm{Tar}} \cdot \frac{g^{\mathrm{h}}_1}{F^{\mathrm{h}}_1}\right) \tag{2.48}$$

$$= \frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz}\left(1 + \lambda_{\mathrm{Str}} D(y) \lambda_{\mathrm{Tar}} \cdot \frac{\sum\limits_{\mathrm{q}}\left[e^2_{\mathrm{q}} \Delta q(x) D^{\mathrm{h}}_{\mathrm{q}}(z)\right]}{\sum\limits_{\mathrm{q}}\left[e^2_{\mathrm{q}} q(x) D^{\mathrm{h}}_{\mathrm{q}}(z)\right]}\right), \tag{2.49}$$

wobei bei hohen Energien für den Depolarisationsfaktor $D(y)$ gilt :

$$D(y) \simeq \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)}. \tag{2.50}$$

Zur Beschreibung experimenteller Daten muß man noch von den Helizitäten auf die Polarisationen P übergehen. Da die Helizität die Richtung des Spinvektors $\vec{s}$ eines Teilchens der Masse m relativ zu seinem Impuls $\vec{p}$ angibt [MT:96]:

$$\vec{s} = \lambda \cdot \frac{\vec{p}}{m}, \tag{2.51}$$

folgt bei Verwendung eine Koordinatensystems mit positiver z–Achse in Richtung des Strahlimpulses für den übergang auf die Strahl–und Targetpolarisationen bezüglich dieser Achse :

$$\lambda_{\mathrm{Str}} \longrightarrow P_{\mathrm{Str}} \tag{2.52}$$

$$\lambda_{\mathrm{Tar}} \longrightarrow -P_{\mathrm{Tar}}\,. \tag{2.53}$$

Das negative Vorzeichen für P_{Tar} folgt aus der Tatsache, daß Strahl und Target im gemeinsammen Schwerpunktsystem entgegengesetzte Impulsrichtungen haben. Die Polarisation des entstehenden Hadrons wird in der vorliegenden Arbeit durchgehend bezüglich der Hadronimpulsrichtung betrachten:

$$\lambda_{\mathrm{Had}} \longrightarrow P_{\mathrm{Had}}\,. \tag{2.54}$$

Damit folgt schließlich für den Produktionswirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma^{\mathrm{h}}}{dx\,dy\,dz} = \frac{d^3\sigma_{00}}{dx\,dy\,dz}\left(1 - P_{\mathrm{Str}} D(y) P_{\mathrm{Tar}} \cdot \frac{g_1^{\mathrm{h}}}{F_1^{\mathrm{h}}}\right) \tag{2.55}$$

$$= \frac{d^3\sigma_{00}}{dx\,dy\,dz}\left(1 - P_{\mathrm{Str}} D(y) P_{\mathrm{Tar}} \cdot \frac{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right]}{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right]}\right)\,. \tag{2.56}$$

2.4. Photon–Hadron Wirkungsquerschnitt

Betrachtet man den Streuprozeß zunächst nur als Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Targethadron, ergibt sich der totale Photon–Hadron Absorptionsquerschnitt zu :

$$\sigma_{\lambda_\gamma}^{\mathrm{tot}} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}} \epsilon_{\lambda_\gamma}^{*\,\mu} \epsilon_{\lambda_\gamma}^{\nu} 2M \mathcal{W}_{\mu\nu} \; . \tag{2.57}$$

$\epsilon_{\lambda_\gamma}^{*\,\mu}$ und $\epsilon_{\lambda_\gamma}^{\nu}$ sind dabei die Polarisationsvektoren des Photons. Der Flußfaktor $\mathcal{K}$ für virtuelle Photonen ist nicht eindeutig festlegbar, wodurch auch der Begriff des Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen nicht wohldefiniert ist. Für reelle Photonen $(Q^2 = 0)$ gilt $\mathcal{K} = \nu$. Die wichtigen Relationen in den folgenden überlegungen sind jedoch vom Fluß unabhängig, weshalb diese Ambiguität im weiteren keine Rolle spielt. Eine allgemeine Form von $\mathcal{K}$ muß den Fall reeller Photonen einschließen. Gebräuchlich ist z. B. die Konvention von Hand $\mathcal{K} = \nu + \frac{q^2}{2M}$. Da virtuelle Photonen nicht nur transversal, sondern auch longitudinal polarisiert sein können [1], findet man bei Wahl der z–Achse in Richtung von **q** für die Photonhelizitäten λ_γ und die entsprechenden Polarisationsvektoren [HM:84]:

$$\lambda_\gamma = \pm 1 \qquad \epsilon_\pm = \mp\sqrt{\frac{1}{2}}\,(0; 1; \pm i; 0) \; , \tag{2.58}$$

$$\lambda_\gamma = 0 \qquad \epsilon_0 = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} \left(\sqrt{Q^2 + \nu^2}; 0; 0; \nu \right) \; . \tag{2.59}$$

Die Wirkungsquerschnitte für die Absorption von Photonen der Helizität $\lambda_\gamma = \pm 1$ bzw. $\lambda_\gamma = 0$ an einem Target mit Helizität λ_{Tar} und die Produktion eines Ha-

[1]Für Photonen ist mit Polarisation üblicherweise nicht die Spinrichtung, sondern die $\vec{E}$–Feldrichtung gemeint. In diesem Sinne bedeutet transversale Photonpolarisation eine longitudinale Spinausrichtung.

drons h mit der Helizität λ_{Had} ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\pm}^{\gamma} &= \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}} 2z \cdot \left(\widetilde{F}_1 + \lambda_\gamma \sqrt{1+\gamma^2}\,\widetilde{g}_1\right) = \\
&= \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}} 2z \cdot \left(\left(F_1^{\mathrm{h}} + \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot G_g^{h}\right) + \lambda_\gamma \sqrt{1+\gamma^2}\,\left(\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot G_F^{\mathrm{h}} + \lambda_{\mathrm{Tar}} \cdot g_1^{\mathrm{h}}\right)\right)
\end{aligned} \tag{2.60}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{0}^{\gamma} &= \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}} 2z \cdot \gamma^2\,\widetilde{F}_1 = \\
&= \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}} 2z \cdot \gamma^2\,\left(F_1^{h} + \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Had}} \cdot G_g^{h}\right)\ .
\end{aligned} \tag{2.61}$$

$\gamma^2 = \frac{Q^2}{\nu^2}$ verschwindet dabei im Bjorkenlimes.

Die Anteile bezüglich der einzelnen relativen Spinstellungen von Target und Photonen in Analogie zu Gl. (2.38), Gl. (2.39), Gl. (2.40) und Gl. (2.41) ergeben zu:

$$\sigma_{00}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\left(1+\gamma^2\right) 2z \cdot F_1^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.62}$$

$$\sigma_{0L}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\left(1+\gamma^2\right) 2z \cdot \lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Had}} G_g^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.63}$$

$$\sigma_{L0}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\sqrt{1+\gamma^2} 2z \cdot \lambda_\gamma\lambda_{\mathrm{Had}} G_F^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.64}$$

$$\sigma_{LL}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\sqrt{1+\gamma^2} 2z \cdot \lambda_\gamma\lambda_{\mathrm{Tar}} g_1^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.65}$$

b.z.w. nach ersetzen der Helizitäten durch die entsprechenden Polarisationen :

$$\sigma_{00}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\left(1+\gamma^2\right) 2z \cdot F_1^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.66}$$

$$\sigma_{0L}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\left(1+\gamma^2\right) 2z \cdot \left(-P_{\mathrm{Tar}}\right) P_{\mathrm{Had}} G_g^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.67}$$

$$\sigma_{L0}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\sqrt{1+\gamma^2} 2z \cdot P_\gamma P_{\mathrm{Had}} G_F^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.68}$$

$$\sigma_{LL}^{\gamma} = \frac{4\pi^2\alpha}{\mathcal{K}}\sqrt{1+\gamma^2} 2z \cdot P_\gamma \left(-P_{\mathrm{Tar}}\right) g_1^{\mathrm{h}}\,, \tag{2.69}$$

wobei die Polarisationen von Strahl und Target wiederum bezüglich der Richtung des Strahlimpulses definiert wurden.

3. Das HERMES–Experiment

Das HERMES–Experiment [Dür:95] am HERA Speicherring (**H**adron–**E**lektron–**R**ing-**a**nlage) des **D**eutschen–**E**lektronen–**Sy**nchrotrons (DESY) in Hamburg, welches 1995 mit der Datennahme begonnen hat, mißt die Spinstruktur des Nukleons mit Hilfe tiefinelastischer Streuung longitudinal polarisierter Leptonen an polarisierten und unpolarisierten internen Gastargets.
Neben inklusiven Messungen, um z. B. die Spinstrukturfunktion g_1 von Proton [HERMES:98b] und Neutron [HERMES:97a] zu bestimmen, erlaubt das HERMES–Spektrometer ebenfalls, in semi–inklusiven Messungen Hadronen aus der Fragmentation der getroffenen Quarks zu rekonstruieren und zu identifizieren.

3.1. Der HERA–Leptonenstrahl

Der Positronen– bzw. Elektronenstrahl des HERA–Speicherrings mit einer Energie von 27.57 GeV ermöglicht polarisierte tiefinelastische Streuung auf Grund einer transversalen Selbstpolarisation der Leptonen. Diese wird durch den sogenannten Sokolov–Ternov Effekt [ST:64], einer Asymmetrie im Umklapprozeß der Leptonenspins bei Emission von Synchrotronstrahlung im Feld der Ablenkmagneten verursacht. Aufgrund einer Vorzugsrichtung der magnetischen Momente in Richtung des Dipolfeldes baut sich eine transversale Polarisation mit einem theoretischen Maximalwert von

$$P_{\mathrm{Str}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \simeq 0.9238 \tag{3.1}$$

auf. Der tatsächlich erreichbare Wert ist geringer, da Depolarisationseffekte, z. B. durch nicht optimal justierte Elemente der Strahloptik, berücksichtigt werden müssen.

Die für HERMES erforderliche longitudinale Polarisation wird durch Drehung der transversalen Strahlpolarisation in Spinrotatoren vor Detektor erzeugt. Hinter

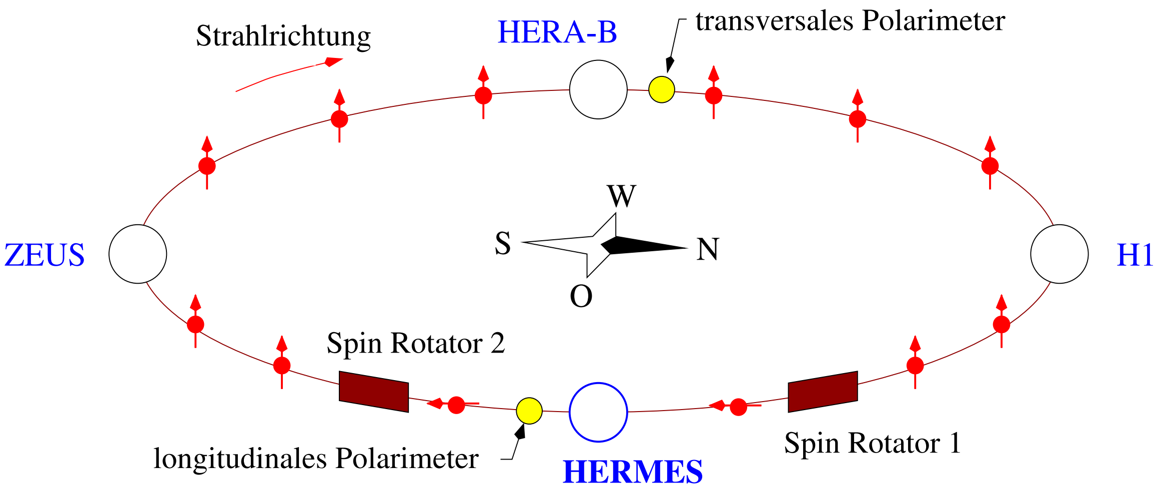

Abbildung 3.1.: Polarisation des Leptonenstrahls im HERA–Speicherring: Zur Erzeugung longitudinaler Polarisation wird die transversale Polarisation durch Spinrotatoren vor und hinter dem HERMES–Experiment um ±90° gedreht. Sowohl die transversale als auch die longitudinale Polarisation werden gemessen.

dem HERMES–Spektrometer sorgen weitere Spinrotatoren wieder für eine transversale Spinausrichtung, um den Strahl insgesamt nicht zu depolarisieren. Der HERA–Leptonring war weltweit der erste Speicherring, an dem der Nachweis einer solchen longitudinalen Polarisation gelang [B$^+$:95a]. Sowohl die transversale als auch die longitudinale Polarisation werden jeweils durch ein Polarimeter gemessen. Beide Polarimeter benutzen Comptonstreuung zirkular polarisierten Laserlichts an den Strahlpositronen.
Während die transversale Polarisation mit Hilfe eines ortsauflösenden Kalorimeters aus der vertikalen Asymmetrie der gestreuten Photonen bestimmt wird [B$^+$:93, B$^+$:94], nutzt das longitudinale Polarimeter die Energieasymmetrie der Comptonphotonen [Lor:97].
üblicherweise werden Polarisationswerte um 60 % erreicht.
Abbildung 3.1 zeigt schematisch den HERA–Leptonenring, Spinrichtung und Umlaufsinn des Strahls, sowie die Standorte des HERMES–Detektors, der Spinrotatoren und der beiden Polarimeter. Auf die ebenfalls eingezeichneten Experimente H1, Zeus und HERA–B soll hier nicht eingegangen werden.

3.2. Das interne HERMES–Gastarget

Bei HERMES kommt eine internes Gastarget zum Einsatz, welches je nach physikalischer Fragestellung die Messung an verschiedenen polarisierten und unpolarisierten Gasen zuläßt.

3.2.1. Targetspeicherzelle

Die Besonderheit des HERMES–Targets liegt in der Verwendung einer Gasspeicherzelle im Inneren des Positron Rings. Diese besteht, wie in Abbildung 3.2 gezeigt, aus einem 40 cm langem, an beiden Enden offenen Aluminiumröhrchen mit einem elliptischen Querschnitt von 9.8×29 mm^2 und einer Wandstärke von 75 μm. über ein Röhrchen in der Mitte werden die Gasatome ständig in die Speicherzelle nachgefüllt und verlassen diese erst nach mehreren hundert Wandstößen an den offenen Enden. Damit ergibt sich eine dreiecksförmige Dichteverteilung in der Zelle. Durch Kühlung der Zelle auf 80...100 K (je nach Gas) kann die Dichte innerhalb der Zelle noch erhöht werden. Bei der Verwendung von polarisiertem $^3\mathrm{He}$ oder unpolarisierten Gasen ist der limitierende Faktor für die Dichte nicht mehr das Target selbst, sondern der Einfluß auf die Lebensdauer des HERA–Positron Strahls.
Außerhalb der Zelle werden die Gasatome mit einem differentiellen Pumpsystem wieder abgesaugt, um das Vakuum im Speicherring zu erhalten.
Diese interne Speicherzelle hat gegenüber geschlossenen Gastargets den großen Vorteil, daß kein Untergrund durch Streuung des Leptonstrahls an Ein– und Austrittsfenstern entsteht. Gleichzeitig erlaubt die längere Verweildauer der Gasatome in der Speicherzelle eine wesentlich höhere Luminosität als sie etwa mit Gasjet–Targets erreicht wird. Der Vorteil gegenüber Festkörpertargets besteht bei polarisiertem Betrieb in einem wesentlich geringerem Verdünnungsfaktor, da im Festkörper, im Gegensatz etwa zum H–Gas, nie alle Atome polarisiert werden können.
Ein Austrittsröhrchen, das in einem Winkel von 120° zum Einlaßröhrchen und senkrecht zur Speicherzelle steht, dient der Entnahme von Atomen aus der Speicherzelle für die Polarisationsmessung.

3.2.2. Polarisierte Gastargets

Als polarisierte interne Gastargets stehen Wasserstoff, Deuterium und $^3\mathrm{He}$ zur Verfügung. Im Datennahmezeitraum 1996 und 1997, auf den sich diese Arbeit

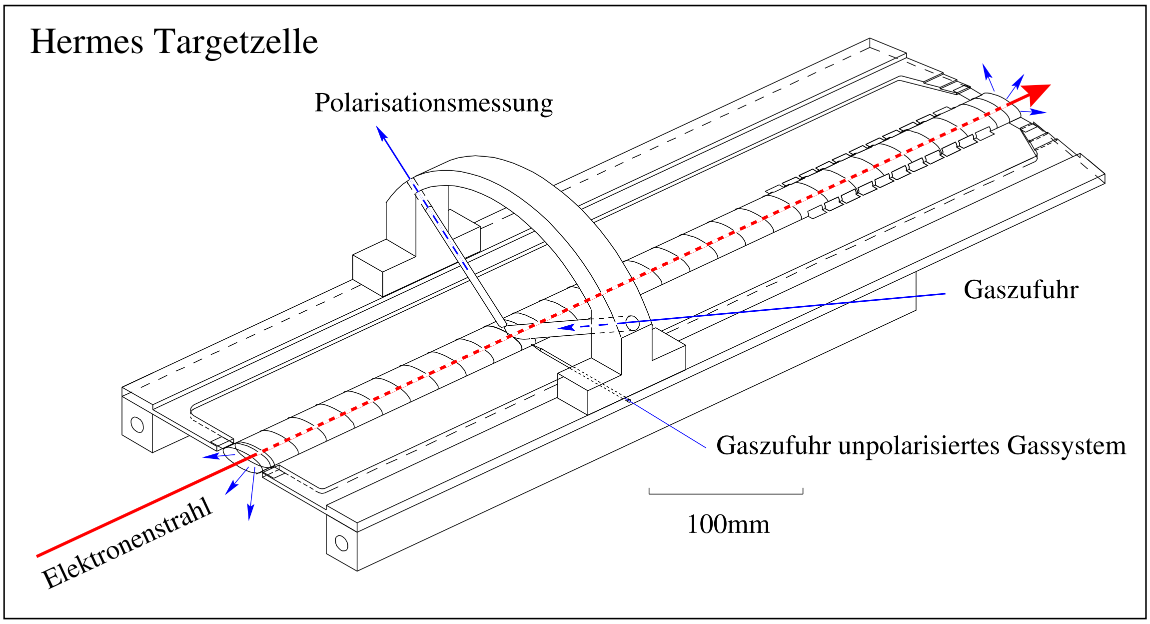

Abbildung 3.2.: Die HERMES–Targetspeicherzelle mit Halterung, Einlaß– und Austrittsröhrchen.

bezieht kam als polarisiertes Target nur Wasserstoff aus einer polarisierten Atomstrahlquelle zum Einsatz.

Die Atomstrahlquelle für polarisierten Wasserstoff und Deuterium

Wasserstoffmoleküle werden zunächst in einem Hochfrequenzdissoziator zu Wasserstoffatomen dissoziiert und durchfliegen anschließend eine Anordnung von Sechstupolmagneten. In ihr werden nach dem Stern–Gerlach–Prinzip die Zustände mit der magnetischen Quantenzahl des Spins der Hüllenelektronen $m_S = +\frac{1}{2}$ ($|1\rangle$ und $|2\rangle$) fokussiert und diejenigen mit $m_S = -\frac{1}{2}$ ($|3\rangle$ und $|4\rangle$) defokussiert. Abbildung 3.3 zeigt die Energieeigenwerte der Hyperfeinstrukturaufspaltung für ein Wasserstoffatom im äußeren Magnetfeld.

Adiabatische Hochfrequenzübergänge erlauben es dann, die Besetzungen zweier Zustände nahezu vollständig auszutauschen und damit in Zustände gleicher Kernspinpolarisation zu überführen [1]. Der auf diese Weise erhaltene kernspinpolarisierte Atomstrahl wird schließlich über das Einlaßröhrchen in die Speicherzelle

[1] Z.B. liefert ein $|2 > \rightarrow |4\rangle$ übergang Kernspinpolarisation mit $m_I = +\frac{1}{2}$

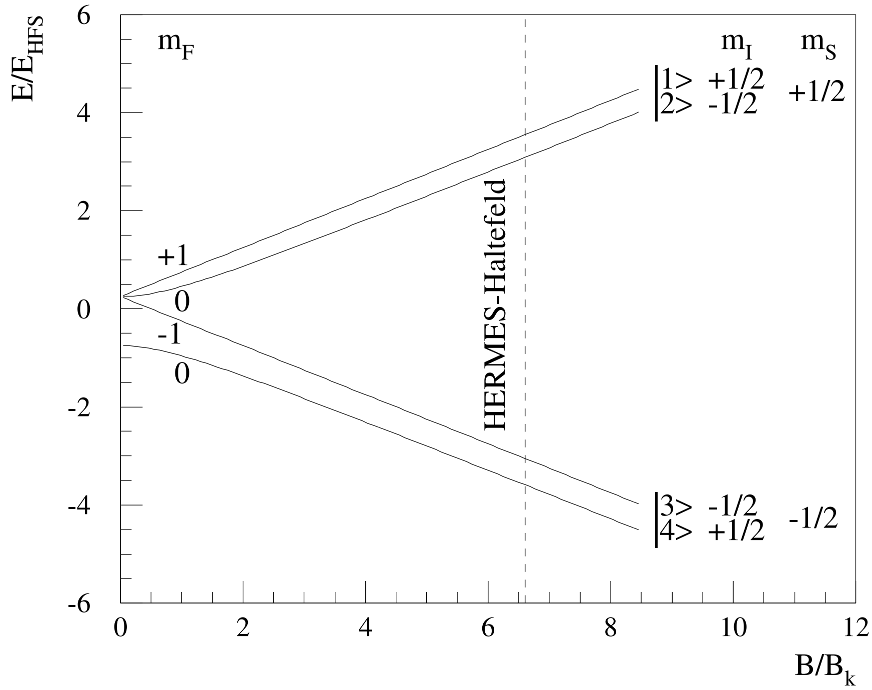

Abbildung 3.3.: Breit–Rabi Diagramm für Wasserstoff. Aufgetragen ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung E im äußeren Magnetfeld, normiert auf die Aufspaltungsenergie $E_{HFS} = 5.8744\,\mu$eV ohne äußeres Feld, gegen das angelegte Magnetfeld B, normiert auf das kritische Magnetfeld von $B_k = 50.7$ mT. m_I und m_S sind die magnetischen Quantenzahlen für Proton und Elektron, m_F ist die magnetischen Qualtenzahl des Gesamtspins.

injiziert. Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau des Targets. Im linken Teil sind die Komponenten der Atomstrahlquelle (ASQ) dargestellt.

Das Breit–Rabi–Polarimeter

Die Polarisation der Targetatome in der Speicherzelle wird mit Hilfe eines kleinen Teils der Wasserstoffatome bestimmt, die durch das Austrittsröhrchen an der Speicherzelle extrahiert werden (vgl. Abb. 3.2). Der extrahierte Strahl durchfliegt dann das Breit–Rabi–Polarimeter, dessen Komponenten bereits aus der ASQ bekannt sind. Mit Hilfe adiabatischer Hochfrequenzübergänge und einem Sechspolsystem werden die Atome nach ihren Spinzuständen selektiert und die entspre-

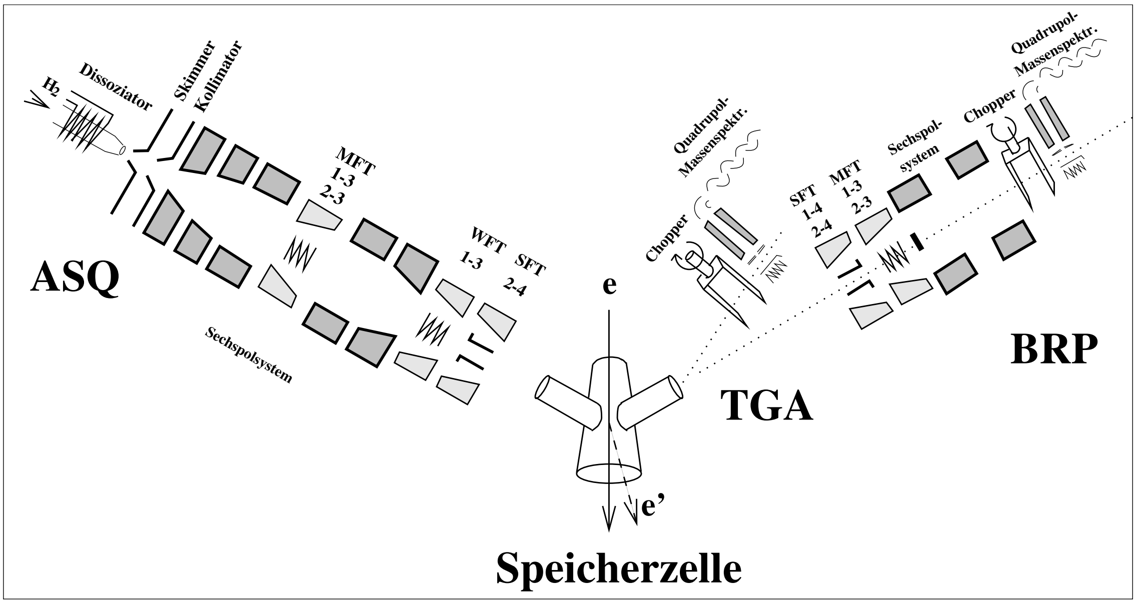

Abbildung 3.4.: Auf der linken Seite ist der Aufbau der Atomstrahlquelle (ASQ)für Wasserstoff und Deuterium gezeigt. Die in der Quelle erzeugten polarisierten Atome werden in die Speicherzelle injiziert. Ein kleiner Teil der Atome wird über das Austrittsröhrchen aus der Speicherzelle entnommen. Die Polarisation wird mit einem Breit–Rabi–Polarimeter (BRP) gemessen, der Dissoziationsgrad mit dem Targetgasanalysator (TGA).

chenden Zählraten in einem Quadrupol–Massenspektrometer (QMS) gemessen. Aus den Verhältnissen der Raten ergeben sich die Besetzungszahlen der einzelnen Zustände und damit wiederum die Polarisation der aus der Speicherzelle extrahierten Atome. Das Polarimeter ist rechts in Abbildung 3.4 skizziert.

Der Targetgas–Analysator

Während das BRP die relative Besetzung der verschiedenen Spinzustände mißt, erlaubt der Targetgas–Analysator (TGA) die Bestimmung des Dissoziationsgrades α, indem mit Hilfe eines QMS die Anzahl N_H der Wasserstoffatome und die Anzahl N_{H_2} der Wasserstoffmoleküle bestimmt werden. Der Dissoziationsgrad ergibt sich dann zu :

$$\alpha = \frac{N_{\mathrm{H}}}{N_{\mathrm{H}} + 2N_{\mathrm{H}_2}} \tag{3.2}$$

Eine Prinzipskizze ist in Abbildung 3.4 enthalten.

3.2.3. Unpolarisierte Gastargets

Für einen Teil der hier vorgestellten Messungen wurden auch Daten mit unpolarisierten Targets genommen. Hierfür wurden neben Wasserstoff und Deuterium auch Helium–3 und Stickstoff verwendet. Daneben ist auch der Einsatz anderer Gase wie z. B. Krypton möglich. Die Injektion in die Speicherzelle erfolgt dabei über eine dünne Kapillare wie in Abbildung 3.2 angedeutet.

3.3. Das HERMES–Spektrometer

Der HERMES–Detektor [HERMES:98a] besteht aus einem offenen Vorwärtsdipolspektrometer, welches aus zwei identischen Hälften aufgebaut ist, die symmetrisch über und unter der Ebene der Strahlrohre angebracht sind. Positronen– und Protonenstrahlrohr durchlaufen den Detektor parallel in einem Abstand von 71.4 cm , wobei der Positronenstrahl in der Mitte des Spektrometers verläuft. Um Störungen der Strahlen durch den für die Impulsbestimmung verwendeten Dipolmagneten mit einer integrierten Feldstärke von 1.3 Tm zu vermeiden, laufen beide Strahlrohre im Magneten durch eine sogenannte Septumplatte, die das Magnetfeld abschirmt. Die Septumplatte beschränkt damit aber die Spektrometerakzeptanz vertikal auf 40...140 mrad. Die horizontale Akzeptanz beträgt ± 170 mrad vor, und $\pm$ 278 mrad hinter dem Magneten. Damit ergibt sich eine Gesamtakzeptanz für den Streuwinkel des Positrons von

$$40\,\mathrm{mrad} < \Theta < 220\,\mathrm{mrad}\,. \tag{3.3}$$

Abbildung 3.5 zeigt eine Seitenansicht des Detektors.

Die Teilchenbahnen werden im Spektrometer vor und hinter dem Magneten durch ein System von Spurkammern vermessen, wodurch der Streuwinkel und über den Ablenkwinkel im Dipolfeld des Magneten die Impulse der Teilchen bestimmt werden. Die Identifikation der Teilchen erfolgt durch einen Čerenkov–Zähler, einen übergangsstrahlungsdetektor, einen Hodoskop, vor welchem sich eine Bleiplatte befindet ('Preshower'-Zähler) und ein Bleiglaskalorimeter. Letzteres dient auch zur Energiebestimmung der Teilchen und ist, neben zwei weiteren Hodoskopen, ebenso wie der Preshower–Zähler Teil des Triggersystems.

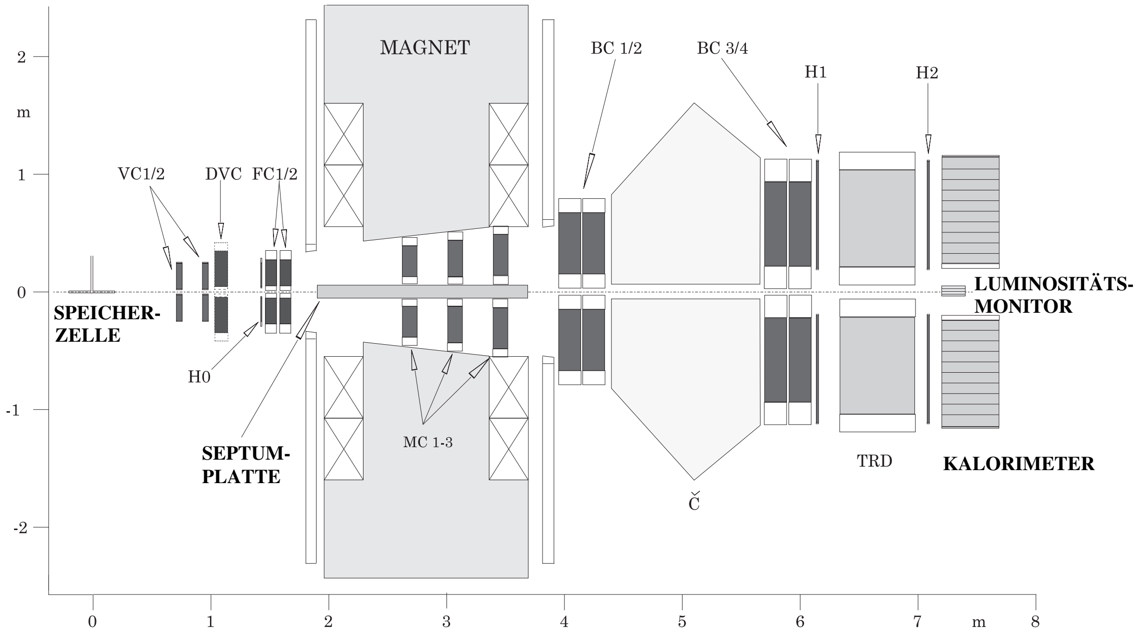

Abbildung 3.5.: Das HERMES–Spektrometer in schematischer Seitenansicht.

Zwischen den beiden Hälften des Kalorimeters befindet sich noch ein Luminositätsmonitor.
Im folgenden werden die einzelnen Komponenten genauer erläutert.

3.3.1. Spurkammersystem

Da die Rekonstruktion der Teilchenspuren die beiden wichtigsten Parameter des Experiments, nämlich Streuwinkel und Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld und damit ihren Impuls liefert, muß sie möglichst effizient, genau und zuverlässig sein. Um dies zu erreichen, wurde für die spurdefinierenden Detektoren bei HERMES hauptsächlich auf Driftkammern zurückgegriffen, die sich nicht nur durch eine hohe Rekonstruktionseffizienz, sondern auch durch hervorragende Langzeitstabilität und Wartungsfreundlichkeit auszeichnen. Insgesamt 42 hintereinanderliegende Drahtebenen sorgen für genügend Redundanz um auch den Ausfall einer Ebene ohne nennenswerte Effizienzverluste zu verkraften.
Für die HERMES-Spurrekonstruktion werden Teilspuren vor und hinter dem Magnet mit Hilfe des Mustervergleichsalgorithmus ‘Treesearch’ separat berechnet

und diese dann in der Mitte des Spektrometermagneten verknüpft [Wan:96]. Es ist nötig, den Abstand zwischen den Detektoren vor dem Magnet möglichst groß zu machen, um so durch eine großen „Hebelarm“ in der Spurvermessung den Vertex, bzw. für semi–inklusive Analysen auch den Sekundärvertex eines Ereignisses mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können.
Ein großer Abstand zwischen allen Detektoren erlaubt den Fehler in der Winkel– und damit in der Impulsbestimmung klein zu halten.

HERMES verwendet ein rechtshändiges Koordinatensystem, wobei die z–Achse in Positronenstrahlrichtung und die y–Achse senkrecht nach oben zeigt. Damit ergibt sich die x–Richtung in Strahlrichtung gesehen nach links. Als Ursprung wird das Zentrum der Targetspeicherzelle definiert. Für die Spurdetektoren werden noch die Koordinatenrichtungen u und v eingeführt, die um $+60°$, bzw. um $-60°$ gegenüber der x-Achse geneigt sind. Die Drahtrichtungen in den X–Ebenen stehen senkrecht auf der x– Achse, die in den U– und V–Ebenen sind jeweils $+30°$, bzw. um $-30°$ gegenüber den Drähten der X–Ebene geneigt.

Vom Target aus gesehen ist der erste Detektor jeder der beiden identischen Spektrometerhälften ein hochauflösender Mikrostreifen–Gaszähler (VC 1/2) [HERMES:97b]. Er besteht aus 2 Modulen mit jeweils drei Ebenen, je eine für jede der Koordinatenrichtungen u, v und x. Die damit erreichte Ortsauflösung beträgt 65 μm.

Den VCs folgen die Drift–Vertex–Kammern (DVC). Sie bestehen aus sechs Ebenen X, X′, U, U′, V und V ′, wobei die gestrichene Ebene jeweils um eine halbe Driftzellenbreite von der ungestrichenen verschoben ist, um Rechts–/Linksambiguitäten bei der Spurbestimmung zu verhindern. Die DVCs wurden erst in der Winterpause 1996/97 eingebaut und erreichten 1997 eine durchschnittliche Ortsauflösung von 220 μm.

Der letzte Spurdetektor unmittelbar vor dem Spektrometermagnet sind 2 Module der sogenannten Frontkammern (FC 1/2). Diese sind ebenfalls Driftkammern mit je sechs Drahtebenen X, X′, U, U′, V und V′. Ihre Ortsauflösung liegt bei 225 μm.

Im Inneren des Magneten sind drei Proportionalkammern (MC1-3) [A^+:98] mit je drei Ebenen (UVX) installiert. Ihre Daten werden zwar für die Standardspurrekonstruktion nicht verwendet, aber sie ermöglichen es, die Bahnen niederenergetischer Teilchen (z. B. Pionen aus dem Λ–Zerfall)zu bestimmen, die auf Grund des Dipolfelds des Magneten nicht mehr in der Akzeptanz des hinteren Spektrometerteils liegen. Zwar weist die Impulsbestimmung aus einer solchen kurzen Bahn größere Fehler auf als die für volle Spuren im gesamten Spektrometer, und es gibt keine Möglichkeit der Teilchenidentifikation, dennoch können aus einer kurzen und einer vollen Spur z. B. die invarianten Massen von zerfallenen Hadronen sehr gut identifiziert werden.

Hinter dem Magneten werden die Spuren durch zwei weitere Driftkammersysteme (BC1–2 und BC3–4) [Ber:95, B$^+$:95b, B$^+$:98] mit je zwei Modulen und sechs Ebenen (U, U′, X, X′, V, V′) pro Modul rekonstruiert. Die beiden Systeme sind durch den zwischen ihnen montierten Čerenkov–Zähler getrennt. Die Ortsauflösung für BC1–2 liegt bei 275 μm, für BC3–4 bei 300 μm.

3.3.2. Detektoren zur Teilchenidentifikation

Das HERMES–Spektrometer enthält vier Detektoren zur Teilchenidentifikation (*engl.:* **P**article **Id**entification, PID), die nicht nur eine saubere Lepton–Hadron–Separation, sondern auch die Unterscheidung verschiedener Hadronarten erlauben. Zwischen BC2 und BC3 befand sich 1996 und 1997 ein Schwellen–Čerenkovzähler, der C_4F_{10} und N_2 im Volumenverhältnis 3:7 enthielt. Teilchen die das Gasvolumen durchqueren strahlen, je nach ihrer Energie, Čerenkovlicht ab. Im Energiebereich des Experiments erzeugen schwere Hadronen (z. B. Protonen), im Gegensatz zu Leptonen ebenso kein Signal wie Kaonen mit Energien unterhalb von 13.6 GeV. Die Schwelle für den Nachweis von Pionen beträgt 3.8 GeV. 1998 wurde der Schwellen–Čerenkovzähler durch einen ringförmig abbildenden Čerenkovzähler mit zwei Radiatormaterialien ersetzt, der jetzt Pion–, Proton– und Kaon–Separation im gesamten kinematischen Bereich von HERMES erlaubt.

Hinter BC4 befindet sich ein übergangsstrahlungsdetektor (*engl.:* **T**ransition **R**adiation **D**etector, TRD) mit einem Radiator aus einer 63.5 mm dicken Lage von Polyethylen/Polypropylen–Fasern. Beim Durchqueren der zahlreichen übergänge zwischen den Fasern und dem umgebenden Gas senden die Positronen aufgrund des Wechsels des Brechungsindex des Mediums an den Grenzschichten Röntgenstrahlung aus, deren Intensität in dahinterliegenden Proportionalkammern mit 256 Drähten und einer Xenon–Methan Füllung gemessen wird. Da die Intensität proportional zum Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$ ist, kann damit zwischen Leptonen und Pionen unterschieden werden. Jede Detektorhälfte enthält insgesamt sechs

Ebenen solcher Radiator–Drahtkammer unmittelbar hintereinander.

Dem TRD folgt eine Plastikszintillatorwand hinter einer 11 mm dicken Bleischicht, der sog. Preshower Detektor. Positronen erzeugen im Blei einen elektromagnetischen Schauer, so daß das Signal im Szintillator näherungsweise proportional zum Impuls des Positrons ist. Hadronen erzeugen hingegen ein niedrigeres und impulsunabhängiges Signal.

Die letzte Komponente ist ein Bleiglaskalorimeter, in dem Photonen und Leptonen ihre gesamte Energie deponieren und einen starken elektromagnetischen Schauer bilden. Die Intensität des Schauer ist proportional zur Teilchenenergie. Die Signale von Hadronen sind dagegen wiederum klein.
Mehr Details zu den PID–Detektoren und den verwendeten Identifikationsalgorithmen finden sich in [Kai:97a] und [Kai:97b].

3.3.3. Luminositätsmonitor

Die Messung der Zählraten elastisch an den Hüllenelektronen des Targetgases gestreuter Strahlteilchen (Bhabha- bzw. Møllerstreuung) erlaubt eine von den untersuchten tiefinlastischen Streuprozessen unabhängige Bestimmung der Luminosität. Hierzu befinden sich im hinteren Teil des HERMES-Spektrometers zwischen der oberen und der unteren Kalorimeterhälfte symmetrisch zur Strahlachse zwei kleine Kalorimeter, in welchen die Leptonen koinzident nachgewiesen werden. Sie bestehen aus je einer 3×4–Matrix von besonders strahlungsharten 22 mm $\times$ 22 mm $\times$ 200 mm großen $NaBi(WO_4)_2$–Kristallen. Das beim Teilchendurchgang entstehende Čerenkovlicht wird über Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt und verstärkt und diese werden schließlich über Analog–Digital–Wandler ausgelesen. Ausführlichere Darstellungen liefern [Ben:94], [Ben:98] und [Wei:98].

3.3.4. Triggersystem

Als Triggerdetektoren für Ereignisse mit tiefinelastisch gestreuten Positronen dienen neben dem Kalorimeter Hodoskope vor den Frontkammern (H0), hinter BC4 (H1) und hinter dem TRD (H2). Sie bestehen alle aus Szintillatorstreifen, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Daneben erlaubt die Verwendung der Signale weiterer Detektoren, wie z. B. der X– bzw X′–Ebenen von BC1 auch auf andere Ereignistypen, z. B. ohne gestreutem Lepton im Detektor, zu triggern. Die Signale der verschiedenen Detektoren werden mit Hilfe programmierbarer Logik Einheiten (*engl.:* **P**rogrammable **L**ogic **U**nits, PLUs) zu verschiedenen Kombinationen logisch verküpft. Damit stehen HERMES eine Reihe verschiedener Trigger zur Registrierung und Kennzeichnung unterschiedlicher Ereignistypen parallel zur Verfügung.

Der Trigger für Positronen bzw. Elektronen wird ausgelöst, wenn in der oberen oder unteren Detektorhälfte die Hodoskope H0, H1 und H2 ein Signal liefern und ausserdem mehr als 3.5 GeV (1996) bzw. 1.4 GeV (1997) im Kalorimeter deponiert werden.

3.4. Das Datennahmesystem

Die Aufgabe des HERMES–Datennahmesystems (*engl.* **D**ata **Acq**uisition, DAQ) besteht darin, die Rohsignale aller Einzeldetektoren auszulesen und sie in einem zur weiteren Analyse geeigneten Format abzuspeichern. Die dazu nötige Elektronik steht in einem Elektronikhaus, direkt neben dem Detektor, nur durch die Strahlenschutzabschirmung davon getrennt.
Die Signale der Driftkammern werden mit Fastbus TDCs (*engl.* **T**ime to **D**igital **C**onverter), die der Vertexkammern und Magnetkammern mit einem PCOS4–System und die aller Photomultiplier und des TRDs mit ADCs (*engl.* **A**nalog to **D**igital **C**onverter) digitalisiert und dann mittels einer Glasfaserverbindung direkt zur Weiterverarbeitung an einen Online–Rechner im HERMES–Kontrollraum weitergeben. Hier werden die Daten zunächst auf Festplatten zwischengespeichert, bevor sie über eine FDDI–Verbindung an das DESY–Rechenzentrum weitergegeben und dort mit Hilfe eines Tape–Robot Systems gespeichert werden. Zusätzlich wird vor Ort eine Sicherheitskopie auf DLT–Bänder geschrieben. Bei einem durchschnittlichen Datenmengen von 10 kB pro Ereignis sind maximale Datennahmeraten von ca. 600 Hz möglich.

4. Λ^0–Polarisation

4.1. Λ^0–Zerfall

Als leichtestes Baryon mit Strangeness kann das Λ^0 Hyperon nur schwach zerfallen. Die beiden dominierenden Zerfallskanäle sind:

$$\Lambda^0 \longrightarrow \pi^- + \mathrm{Proton} \quad (63.9\%) \tag{4.1}$$

$$\Lambda^0 \longrightarrow \pi^0 + \mathrm{Neutron} \quad (35.8\%)\,. \tag{4.2}$$

Da die geladenen Hadronen wesentlich einfacher nachgewiesen werden können als die neutralen, erfolgt die Rekonstruktion der Λ^0 experimentell über die Reaktion (4.1), und nur dieser Kanal wird im weiteren diskutiert.

Aufgrund der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung ist die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte im Ruhesystem des Λ^0 nicht isotrop, sondern hängt von der Helizität des Λ^0–Teilchens ab:

$$\frac{dN_\Lambda}{d\Omega_\mathrm{P}} \propto 1 + \beta P_\Lambda \cos\theta_\mathrm{P}. \tag{4.3}$$

dN_Λ ist die Anzahl der Λ^0–Teilchen, bei deren Zerfall das Proton in das Raumwinkelelement $d\Omega_\mathrm{P}$ emittiert wird, $\beta = 0.642 \pm 0.013$ ist der Asymmetrieparameter des paritätsverletzenden Zerfalls, P_Λ die Polarisation des Λ^0 und $\cos\theta_\mathrm{P}$ der Winkel zwischen Protonimpulsrichtung und Λ^0–Spinrichtung (vgl. Abbildung 4.1).
Im Falle longitudinaler Λ^0–Polarisation ist dies äquivalent zum Winkel zwischen Proton– und Λ^0–Impulsrichtung und wird im weiteren auch so verwendet.

Berücksichtigt man nun in Gl. (4.3) den Produktionswirkungsquerschnitt aus Gl. (2.56), sowie experimentelle Rahmenbedingungen, wie die zeitabhängige Luminosität $\mathcal{L}(t)$ und die geometrisch und kinematisch eingeschränkte Akzeptanz

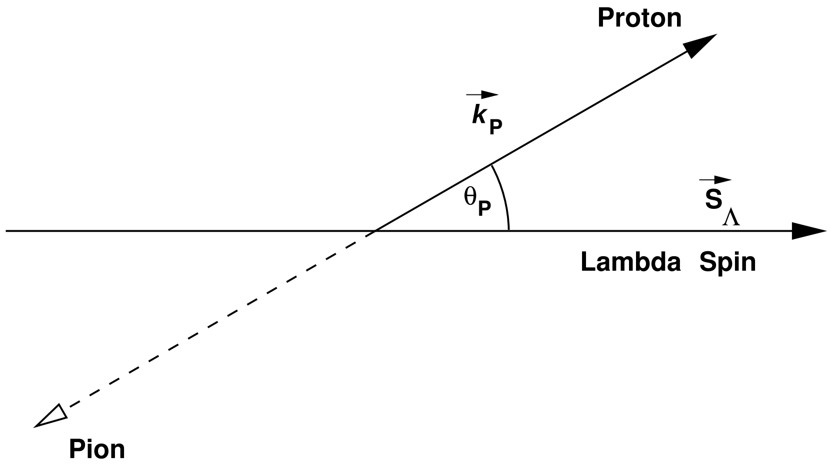

Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Λ^0 Zerfalls im Ruhesystem.

$\alpha\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_\mathrm{P}\right)$ eines Detektors für die Zerfallsprodukte aus Gl. (4.1), so ergibt sich für die zeitabhängigen, differentiellen Zählraten:

$$\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_\mathrm{P}\, dt} = \mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma^\Lambda(\varepsilon, \lambda)}{d\varepsilon d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_\mathrm{P}\right) \cdot (1 + \beta P_\Lambda \cos\theta_\mathrm{P}) \; , \tag{4.4}$$

wobei hier und im folgenden ε für einen beliebigen Satz unabhängiger kinematischer Variablen des Positrons und λ für die kinematischen Variablen des Lambdas stehen. $\vec{k}_\mathrm{P}$ ist der Impulseinheitsvektor des Protons .

4.2. Longitudinale Λ^0–Polarisation

Der semi–inklusive Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Lepton–Hadron Streuung ist nach Gl. (2.36):

$$\frac{d^3\sigma\left(\vec{l}\,\vec{H} \to l'\,\vec{h}\;X\right)}{dxdydz} = \frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{0\mathrm{L}}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{L}0}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{LL}}}{dxdydz} \, . \tag{4.5}$$

Die Λ^0 Polarisation ist die Asymmetrie in den Zählraten bzw. Wirkungsquerschnitten der Λ^0 s mit unterschiedlicher Spinrichtung ($\rightarrow$ und $\leftarrow$).

$$P_\Lambda = \frac{\frac{d^3\sigma\left(\vec{l}\vec{H}\to l'\vec{h}X\right)}{dxdydz} - \frac{d^3\sigma\left(\vec{l}\vec{H}\to l'\overleftarrow{h}X\right)}{dxdydz}}{\frac{d^3\sigma\left(\vec{l}\vec{H}\to l'\vec{h}X\right)}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma\left(\vec{l}\vec{H}\to l'\overleftarrow{h}X\right)}{dxdydz}} \tag{4.6}$$

$$= \frac{\frac{d^3}{dxdydz}\cdot\left(\overrightarrow{\sigma_{00}} - \overleftarrow{\sigma_{00}} + \overrightarrow{\sigma_{0\mathrm{L}}} - \overleftarrow{\sigma_{0\mathrm{L}}} + \overrightarrow{\sigma_{\mathrm{L}0}} - \overleftarrow{\sigma_{\mathrm{L}0}} + \overrightarrow{\sigma_{\mathrm{LL}}} - \overleftarrow{\sigma_{\mathrm{LL}}}\right)}{\frac{d^3}{dxdydz}\cdot\left(\overrightarrow{\sigma_{00}} + \overleftarrow{\sigma_{00}} + \overrightarrow{\sigma_{0\mathrm{L}}} + \overleftarrow{\sigma_{0\mathrm{L}}} + \overrightarrow{\sigma_{\mathrm{L}0}} + \overleftarrow{\sigma_{\mathrm{L}0}} + \overrightarrow{\sigma_{\mathrm{LL}}} + \overleftarrow{\sigma_{\mathrm{LL}}}\right)} . \tag{4.7}$$

Die Pfeile deuten dabei die Spinorientierung des erzeugten Λs an.
Mit

$$\overrightarrow{\sigma_{00}} = \overleftarrow{\sigma_{00}} , \tag{4.8}$$
$$\overrightarrow{\sigma_{\mathrm{LL}}} = \overleftarrow{\sigma_{\mathrm{LL}}} , \tag{4.9}$$
$$\overrightarrow{\sigma_{0\mathrm{L}}} = -\overleftarrow{\sigma_{0\mathrm{L}}} , \tag{4.10}$$
$$\overrightarrow{\sigma_{\mathrm{L}0}} = -\overleftarrow{\sigma_{\mathrm{L}0}} , \tag{4.11}$$

und den Beziehungen (2.38), (2.39), (2.40) und (2.41) folgt:

$$P_\Lambda = \frac{\frac{d^3\sigma_{0\mathrm{L}}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{L}0}}{dxdydz}}{\frac{d^3\sigma_{00}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_{\mathrm{LL}}}{dxdydz}} \tag{4.12}$$

$$= \frac{\lambda_{\mathrm{Tar}}\left(\frac{y^2}{2}+1-y\right)\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2\Delta q(x)\Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right] + \lambda_{\mathrm{Str}}y\left(1-\frac{y}{2}\right)\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x)\Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right]}{\left(\frac{y^2}{2}+1-y\right)\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x)D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right] + y\left(1-\frac{y}{2}\right)\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2\lambda_{\mathrm{Tar}}\lambda_{\mathrm{Str}}\Delta q(x)D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right]} . \tag{4.13}$$

Ersetzten der Helizitäten λ_{Tar} und λ_{Str} durch die Target– bzw. Strahlpolarisation $-P_{\mathrm{Tar}}$ bzw. P_{Str} liefert die Λ^0 Polarisation für longitudinale Strahl– und Targetpolarisation in führender Ordnung [MT:96, COMPASS:96]:

$$P_\Lambda = \frac{-P_{\mathrm{Tar}}\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2\Delta q(x)\Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right] + P_{\mathrm{Str}}D(y)\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x)\Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right]}{\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x)D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right] - P_{\mathrm{Tar}}P_{\mathrm{Str}}D(y)\sum_{\mathrm{q}}\left[e_{\mathrm{q}}^2\Delta q(x)D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\right]} . \tag{4.14}$$

4.3. Polarisationstransfer

Die Polarisation des Λ hängt, wie aus Gl. (4.14) zu ersehen, erwartungsgemäß von speziellen Parametern des Experiments, der Strahlpolarisation P_{Str}, dem Strahldepolarisationsfaktor $D(y)$ und der Targetpolarisation P_{Tar} ab. Um einen Vergleich von Daten zu ermöglichen, die in einem Experiment unter verschiedenen Bedingungen oder in verschiedenen, unabhängigen Experimenten gewonnen wurden, werden von den experimentellen Randbedingungen unabhängige Polarisationstransferkoeffizienten $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$, $\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}$ und $\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}$ eingeführt:

$$\hat{Q}_{\mathrm{Str}} = \frac{G_F^{\mathrm{h}}}{F_1^{\mathrm{h}}} = \frac{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) \Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) \right]}{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) \right]}, \tag{4.15}$$

$$\hat{Q}_{\mathrm{Tar}} = \frac{G_g^{\mathrm{h}}}{F_1^{\mathrm{h}}} = \frac{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x) \Delta D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) \right]}{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) \right]}, \tag{4.16}$$

$$\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} = \frac{g_1^{\mathrm{h}}}{F_1^{\mathrm{h}}} = \frac{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 \Delta q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) \right]}{\sum_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z) \right]}. \tag{4.17}$$

Das jeweils zweite Gleichheitszeichen gilt nur im Bereich des Quark–Parton Modells.

Damit läßt sich Gl. (4.14) etwas übersichtlicher darstellen als:

$$P_{\Lambda} = \frac{P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}} - P_{\mathrm{Tar}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Tar}}}{1 - P_{\mathrm{Tar}} P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}}. \tag{4.18}$$

4.3.1. Daten mit unpolarisiertem Target

Für den Fall der Streuung eines longitudinal polarisierten Positronenstrahls an einem unpolarisierten Target ($P_{\mathrm{Tar}} = 0$) vereinfacht sich Gl. (4.18) zu:

$$P_{\Lambda} = P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}. \tag{4.19}$$

Für die differentiellen Zählraten ergibt sich damit aus Gl. (4.4):

$$\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\rm P} dt} = \mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma_{00}\,(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\rm P}\right) \cdot \left(1 + \beta P_{\rm Str} D(y) \hat{Q}_{\rm Str} \cos\theta_{\rm P}\right)\,. \tag{4.20}$$

Wählt man nun den zu analysierenden Datensatz so, daß das Integral über die luminositätsgewichtete Strahlpolarisation verschwindet,

$$\|P_{\rm Str}\| = \frac{1}{L}\int \mathcal{L}(t) P_{\rm Str}(t) dt = 0\,, \tag{4.21}$$

so hebt sich die unbekannte Akzeptanzfunktion $\alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\rm P}\right)$ heraus und für den Spintransfer des Strahls ergibt sich (vergl. Anhang (A.1)):

$$\hat{Q}_{\rm Str} = \frac{\sum\limits_{\rm i=1}^{N_\Lambda} P_{\rm Str,i}\cos\theta_{\rm P,i}}{\beta\|P^2_{\rm Str}\| \sum\limits_{\rm i=1}^{N_\Lambda} D(y_{\rm i})\cos^2\theta_{\rm P,i}}\,. \tag{4.22}$$

4.3.2. Daten mit polarisiertem Target

Für den Fall longitudinaler Polarisation sowohl des Positronenstrahls als auch des Targets ergeben sich die differentiellen Zählraten analog zu Gl. (4.20), allerdings mit P_Λ aus Gl. (4.18):

$$\begin{aligned}\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\rm P} dt} &= \mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma^\Lambda\,(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\rm P}\right) \times \\ &\times \left(1 + \beta \cdot \frac{P_{\rm Str} D(y)\cdot \hat{Q}_{\rm Str} - P_{\rm Tar}\cdot\hat{Q}_{\rm Tar}}{1 - P_{\rm Tar}P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar}}\cos\theta_{\rm P}\right)\,. \end{aligned}\tag{4.23}$$

Einsetzen von Beziehung (2.56) und kürzen von $\left(1 - P_{\rm Tar}P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar}\right)$ ergibt:

$$\begin{aligned}\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\rm P} dt} &= \mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma_{00}\,(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\rm P}\right) \times \\ \times &\left(1 - P_{\rm Tar}P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar} - P_{\rm Tar}\beta\cos\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Tar} + P_{\rm Str}D(y)\beta\cos\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Str}\right)\,. \end{aligned}\tag{4.24}$$

Wählt man nun den Datensatz analog zu Gl. (4.21) so, daß

$$\|P_{\mathrm{Str}}\| \equiv \|P_{\mathrm{Tar}}\| \equiv \|P_{\mathrm{Str}}P_{\mathrm{Tar}}\| \equiv 0 \tag{4.25}$$

erfüllt ist, läßt sich ein Gleichungssystem

$$\mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} \hat{Q}_{\mathrm{Str}} \\ \hat{Q}_{\mathrm{Tar}} \\ \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \{P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} \\ \{P_{\mathrm{Tar}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} \\ \{P_{\mathrm{Str}}(t)\cdot P_{\mathrm{Tar}}(t)\} \end{pmatrix} \tag{4.26}$$

mit der Matrix

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \|P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\,\{D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\} & 0 & -\|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\,\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} \\ 0 & -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\|\beta\,\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\} & -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\,\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} \\ \|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\,\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} & -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\beta\,\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\} & -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\,\{D(y)\} \end{bmatrix} \tag{4.27}$$

für $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$, $\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}$ und $\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}$ aufstellen.
$\{...\}$ steht dabei für die Summe über die Λ^0–Ereignisse, normiert auf die Gesamtanzahl der Λ^0 (vergl. Gl. (A.11)). Die Lösungen sind im Anhang in den Gleichungen (A.42), (A.43) und (A.44) angegeben.

5. Datenselektion

5.1. Allgemeine Datenqualität

Stabilität und Reproduzierbarkeit der experimentellen Bedingungen sind Grundvoraussetzungen für wissenschaftliche Messungen. Um dies bei einem so komplexen Detektor– und Datennahmesystem wie HERMES (vgl. Kap. 3) auf Datennahmeperioden von mehreren Jahren zu gewährleisten, ist eine umfassende Kontrolle und Überwachung aller relevanten experimentellen Parameter, Detektor– und Softwarekomponenten nötig.
Dies geschieht bei HERMES auf der Zeitskala von etwa 10 Sekunden, die auch die kleinste Einheit der Datennahme, die sogennannten Bursts, darstellt. Die Daten aller Detektorkomponenten werden außerdem nachträglich auf ihre Stabilität kontrolliert.
Damit lassen sich im nachhinein für die Analyse Zeiten verminderter Datenqualiät, verursacht z. B. durch kurzzeitige Hochspannungsausfälle (*engl.* **H**igh–**V**oltage Trip, HV-Trip) oder ähnliches, herausschneiden.
Der erste Schritt in der Datenselektion besteht zunächst darin, auf Basis der Experimentlogbücher nur die für die Analyse interessanten Perioden herauszusuchen und damit Zeiten mit offensichtlichen Problemen in einer Hardware– oder Softwarekomponente des Experiments, aber auch Phasen spezieller Messungen, wie Test–, Alignment– und Kalibrationsmessungen auszuschließen.
Für Analysen unterschiedlicher Zielsetzungen (z. B. inklusive oder semi–inklusive Analyse) bzw. verschiedener Datensätze (z. B. unterschiedliche Targets) sind jeweils andere Parameter wichtig, weshalb im folgenden zwischen Daten mit unpolarisiertem und polarisiertem Target unterschieden wird.

5.1.1. Daten mit unpolarisiertem Target

Targetstabilität

Für die Datennahme mit unpolarisiertem Target ist es lediglich notwendig, sicherzustellen, wirklich unpolarisiertes Gas im Target zu haben und die Information über den Gastyp H, D, ^{3}He oder N bereitzustellen.

Strahlbedingungen und Polarisationsmessung

Um Ereignisse mit sehr hohen oder sehr niedrigen Werten für die Strahlpolarisation P_{Str} auszuschließen, wird zunächst verlangt :

$$0.35 \ < |P_{\mathrm{Str}}| < \ 0.65 \ \ . \tag{5.1}$$

Die untere Grenze verhindert, daß Daten mit kleinem Gewicht in die Analyse eingehen, die obere dient dazu, unrealistische Werte auszuschließen, bei denen offensichtlich irgend ein Fehler vorliegt.

Bei sehr niedrigem Positronenstrahlstrom sind die Zählraten im Detektor klein und damit die statistischen Fehler in diesen Meßzeiten hoch. Um keine Daten mit solch großen statistischen Fehlern zu analysieren, erfolgt ein Schnitt auf den Strahlstrom:

$$8\,\mathrm{mA} \ < \mathrm{Strahlstrom} < \ 50\,\mathrm{mA} \ \ . \tag{5.2}$$

Effizienz der Spurrekonstruktion

Um gleichbleibende Effizienz der Spurkammern zu gewährleisten, wurden alle Zeitperioden herausgeschnitten, in welchen aufgrund einer überschreitung der Strombegrenzung der Spannungsversorgungen, z. B. ausgelöst durch einen plötzlichen starken Anstieg der Zählraten, einzelne Ebene oder Teilebenen kurzzeitig ausfielen und anschließend wieder auf ihren Spannungsnennwert gebracht wurden.

Teilchenidentifikation

Zunächst werden für alle PID–Detektoren, analog zu den Spurdetektoren, ebenfalls alle Daten mit HV–Trips entfernt . Zusätzlich wird die Stabilität in einer nachträglichen Analyse untersucht, und Zeiten mit signifikanten Schwankungen, z. B. in den Verstärkungen der verwendeten Photomultiplier, werden verworfen.

Datennahmesystem

Trotz der extrem hohen Zuverlässigkeit der HERMES–DAQ gibt es gelegentlich Zeiten, in denen es zu Problemen mit der zeitlichen Synchronisation der verschiedenen Datenströme kommt. Diese müssen ebenso verworfen werden, wie Zeiten, in denen wesentlich mehr Trigger vom Detektor ausgelöst werden, als die Datennahme verarbeiten kann, also die Totzeitkorrektur,

$$T_{\text{Totkor}} = 1 - (T_{\text{Trigger,akzeptiert}}/T_{\text{Trigger,generiert}}) \tag{5.3}$$

zu groß wird. übersteigt der Korrekturfaktor 50 %, wird der entsprechende Teil der Daten für die Analyse ignoriert.
Ferner wird jeweils der erste Burst eines Runs aufgrund der Initialisierung einiger Detektoren in dieser Phase und der letzte Burst einer HERA-Füllung von der Analyse ausgeschlossen. Letztere, da einige Burst–Informationen erst im darauffolgenden Burst gespeichert werden und somit für den letzten nicht zur Verfügung stehen.

5.1.2. Daten mit polarisiertem Target

Der wesentliche Unterschied zu den oben genannten Datenqualitätskriterien liegt in deutlich höheren und komplexeren Ansprüchen an das Target, sowie einigen daraus folgenden Zusatzbedingungen an den HERA-Positronenstrahl und das Datennahmesystem.

Targetstabilität und –polarisation

Im Fall der Messung mit polarisiertem Target wird die Spinrichtung des Wasserstofftargets etwa einmal pro Minute neu gewählt. Dies geschieht zufällig, um systematische Effekte auszuschließen. Aufgrund dieser Neuausrichtung des Targetspins gibt es zwischen dem vorherigen und dem nächsten Spinzustand jeweils eine kurze Zeitspanne, in der die Targetpolarisation unbestimmt ist. Da dies auch innerhalb eines Bursts auftritt, wird es notwendig, Bursts nochmals in drei mögliche Phasen zu unterteilen und diese zu markieren:

1. Der Spinzustand ist unverändert,
2. der Spinzustand ist während des Umschaltvorgangs unbestimmt,
3. das Target ist stabil im neuen Spinzustand.

Phase 2 wird zusätzlich zu allen in Kap. 5.1.1 erwähnten Schnitten verworfen.

Die Stabilität des Targets wird durch eine Untersuchung der Daten aller Targetkomponenten, z. B. Polarimeter und Target–Gas–Analysator, gewährleistet. Zeitperioden, in denen nicht alle Komponenten einwandfrei arbeiteten, finden keine Verwendung in der Analyse.

Die vom BRP gemessene Targetpolarisation $P_{\rm BRP}$ muß noch aufgrund von Depolarisations– und Spinrelaxationseffekten und einem von der ASQ selbst eingebrachten Anteil an undissoziierten Molekülen korrigiert werden. Die von den Positronen des Strahls gesehene Targetpolarisation $P_{\rm Tar}$ ergibt sich damit zu [Hen:98, HERMES:98b]:

$$P_{\rm Tar} = P_{\rm BRP} \cdot \alpha_0 \left(\alpha_{\rm R} + (1 - \alpha_{\rm R}) \, \beta \right) \; . \tag{5.4}$$

α_0 ist hier der Dissoziationsgrad des Atomstrahls aus der ASQ, einschließlich des Restgases im Vakuum, $(1 - \alpha_{\rm R})$ ist der Bruchteil der Atome, welche aufgrund von Rekombination in molekularer Form vorliegen, und $\beta = \frac{P_{\rm mol}}{P_{\rm atom}}$ ist das Verhältnis der Polarisation von Protonen in Molekülen $(P_{\rm mol})$ zur Polarisation der Protonen im atomaren Wasserstoff $(P_{\rm atom})$. Um $\alpha_{\rm R}$ zu erhalten, muß der vom TGA gemessene Wert $\alpha_{\rm R}^{\rm TGA}$ noch auf geometrische Effekte korrigiert werden, da die zur Messung verwendete Stichprobe aus dem Zentrum der Speicherzelle stammt. Diese Korrektur ist nur für eine Bereich von $0.7 \leq \alpha_{\rm R}^{\rm TGA} \leq 1.0$ möglich.
Für die Daten aus dem Jahr 1996 ist Gl. (5.4) wegen niedrigeren Werten von $\alpha_{\rm R}^{\rm TGA}$ nicht anwendbar, aber aus dem Vergleich der Werte der Asymmetrie $A_{||}$ der Positronzählraten bei antiparalleler und paralleler Stellung von Strahl– und Targetspin für 1996 und 1997 läßt sich ein mittlerer Korrekturfaktor bestimmen, so daß für die Daten 1996 gilt :

$$P_{\rm Tar} = 0.92 \cdot P_{\rm BRP} \; . \tag{5.5}$$

Für die Datenqualität erfolgt dann ein Schnitt von :

$$0.65 < |P_{\rm Tar}| \leq 1.0 \quad . \tag{5.6}$$

5.2. Ereignisauswahl

Insgesamt wurden vier unterschiedliche Datengruppen untersucht :

1. semi–inklusive Λ^0–Ereignisse mit unpolarisiertem Target,
2. inklusive Λ^0–Ereignisse mit unpolarisiertem Target,
3. semi–inklusive Λ^0–Ereignisse mit polarisiertem Target,
4. inklusive Λ^0–Ereignisse mit polarisiertem Target,

wobei stets mit longitudinal polarisiertem Strahl verschiedener Orientierung gemessen wurde. Inklusiv bedeutet hier, daß kein Positron detektiert wurde.
Neben den bereits erwähnten Schnitten zur Gewährleistung der Datenqualität, sind für die Ereignisselektion der semi–inklusiv und der inklusiv detektierten Hadronen, und für die Normierung des polarisierten und des unpolarisierten Datensamples jeweils unterschiedliche Kriterien notwendig, die im folgenden erläutert werden.
Alle Analysen wurden außer mit Λ^0s zur Kontrolle zusätzlich auch mit K_s^0s durchgeführt.

5.2.1. Spurrekonstruktion

Das HERMES–Spurerkennungssystem liefert zwei unterschiedliche Arten von Spuren: Volle Spuren, die komplett innerhalb der Spektrometerakzeptanz verlaufen und aufgrund von Signalen in den Frontkammern und den beide hinteren Driftkammerpaaren rekonstruiert wurden und sogenannte kurze Spuren. Diese stammen von Teilchen mit niedrigerem Impuls, die im Feld des Spektrometermagneten aus der Akzeptanz herausgelenkt werden und mit Hilfe der Frontkammern und der im Magneten installierten Proportionalkammern detektiert werden können. Zwar ist bei letzteren die Impulsbestimmung ungenauer, aber zur Rekonstruktion zerfallender Teilchen über die Berechnung ihrer invarianten Masse ist sie ausreichend, falls die Spur des zweiten Tochterteilchens komplett vermessen wurde. Da die beim Λ^0–Zerfall enstehenden Pionen oft in einem Energiebereich sind, in dem sie aufgrund des Magnetfeldes nicht den hinteren Teil des Detektors erreichen konnte unter Verwendung der kurzen Spuren die Statistik für diese Analyse um etwa 40 % verbessert werden.

5.2.2. Teilchenidentifikation

Nach der Spurrekonstruktion ist zunächst eine Separation von Leptonen und Hadronen nötig. Da die Wechselwirkungen der Teilchen mit den in Kap. 3.3.2 beschriebenen Detektoren statistischen Charakter haben, und außerdem Detektorauflösungen und –effizienzen berücksichtigt werden müssen, läßt sich aus den Signalen eines einzelnen Detektors, bzw. dem Fehlen eines Signals noch keine exakte Bestimmung der Teilchenart erzielen. Vielmehr werden für jeden Detektor D Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{T}}(x)$ angegeben, daß eine bestimmte Teilchenart T ein Signal der Höhe x liefert [Kai:97b, KMV:97]. Diese Wahrscheinlichkeitsfunktionen werden mit Hilfe an Echtdaten angepaßter Modelle berechnet. Im weiteren wird nur zwischen Positronen p und Hadronen h unterschieden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein gemessenes Signal x von einem Positron p erzeugt wurde, ergibt sich zu:

$$\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}(x) = \frac{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}(x)}{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}(x) + \mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{h}}(x)} . \tag{5.7}$$

Es gilt :

$$\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{h}}(x) = 1 - \mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}(x) . \tag{5.8}$$

Wahrscheinlichkeitsprodukte aus den Einzelwahrscheinlichkeiten verschiedener Detektoren liefert dann die Kenngröße $\mathrm{PID_D}$ für die Teilchenidentifikation:

$$\mathrm{PID_D} = \log_{10} \prod_{\mathrm{D}} \frac{\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}}{\mathcal{P}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{h}}} = \log_{10} \prod_{\mathrm{D}} \frac{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{p}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{D}}^{\mathrm{h}}} , \tag{5.9}$$

wobei für das Produkt über die Beiträge der jeweils verwendeten Detektoren D multipliziert wird. In dieser Analyse wurden die Informationen aller vorhandenen Teilchenidentifikationsdetektoren benutzt:

$$\mathrm{PID_5} = \log_{10} \frac{\mathcal{L}_{\mathrm{Cer}}^{\mathrm{p}} \mathcal{L}_{\mathrm{Pre}}^{\mathrm{p}} \mathcal{L}_{\mathrm{Cal}}^{\mathrm{p}} \prod_{i=1}^{6} \mathcal{L}_{\mathrm{TRD_i}}^{\mathrm{p}}}{\mathcal{L}_{\mathrm{Cer}}^{\mathrm{h}} \mathcal{L}_{\mathrm{Pre}}^{\mathrm{h}} \mathcal{L}_{\mathrm{Cal}}^{\mathrm{h}} \prod_{i=1}^{6} \mathcal{L}_{\mathrm{TRD_i}}^{\mathrm{h}}} . \tag{5.10}$$

Dabei werden die sechs Ebenen des TRD als unabhängige Detektoren betrachtet. Der Index 5 hat historische Gründe.
Für die Positronidentifikation wird gefordert:

$$\mathrm{PID_5}\,(\mathrm{Positron}) > 2.0 . \tag{5.11}$$

Für die Hadronidentifikation reicht ein weicherer Schnitt von

$$\mathrm{PID_5}\,(\mathrm{Hadron}) < 0.0 \tag{5.12}$$

aus, da Ereignisse mit irrtümlich als Hadron identifizierten Leptonen beim späteren Schnitt auf die invariante Λ^0–Masse herausfallen, wohingegen im Positronsample eine Hadronkontamination zu einer falschen Ereigniskinematik führen würde. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung für $\mathrm{PID_5}$ sowie die verwendeten Schnitte.

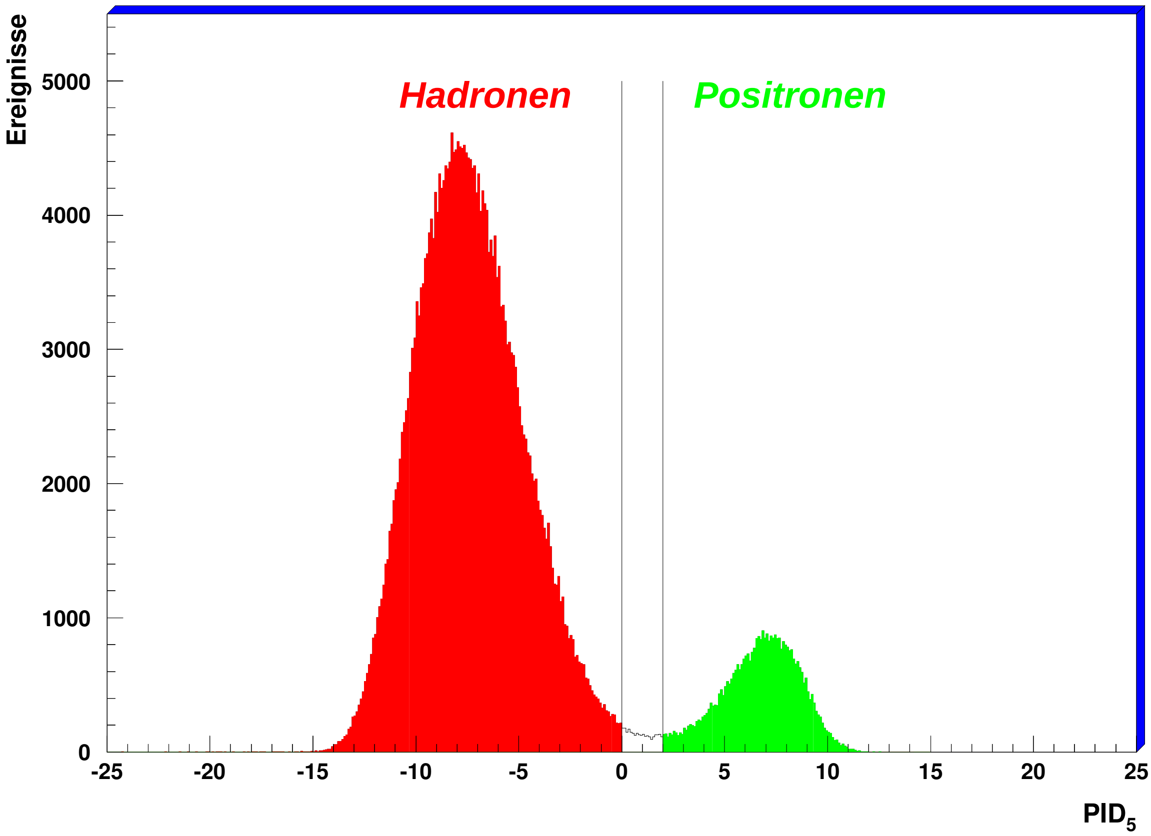

Abbildung 5.1.: Gezeigt ist die Verteilung der Teilchenidentifikationsgröße PID_5 und die Schnitte zur Lepton–Hadron Separation. Im wesentlichen stammen die Werte $\mathrm{PID}_5 > 0$ von Leptonen, die für $\mathrm{PID}_5 < 0$ von Hadronen.

5.2.3. Strahl– und Targetpolarisation

Um trotz statistischer Fluktuationen der Einzelmessungen und kleinerer Lücken in der Strahlpolarisationsmessung, verursacht durch notwendige Kalibrationsmessungen, mit zu vernachlässigenden statistischen Fehlern stabile Polarisationswerte zu erhalten, werden die Polarisationsmessungen mit Splinefunktionen gewichtet gefittet.

5.2.4. Normierung

Wie im Anhang in A.1 und A.2 gezeigt, muß für das verwendete Analyseverfahren sichergestellt werden, daß im Fall des unpolarisierten Targets das Integral über die luminositätsgewichtete Strahlpolarisation (siehe Gleichung 4.21 bzw.A.13) und im Fall des polarisierten Targets die Integrale über die luminositätsgewichtete Strahl– und Targetpolarisation, sowie das Produkt aus beiden (Gleichung 4.25 bzw.A.30) verschwindet. Diese Form der Normierung gewährleiste nach Gl. (A.15) bzw. Gl. (A.32), daß keine Akzeptanzeffekte auftreten. Die Integration wird in der Analyse durch die Summation über die Bursts ersetzt, die nach einzelnen Ereignissen die kleinste verfügbare Dateneinheit bilden. Als Gewichtung kann jede, zur HERMES–Luminosität proportionale Größe benutzt werden. Für semi–inklusive und inklusive Daten je einer Polarisationsart wurde jeweils die gleiche Methode zur Normierung verwendet.

Daten mit unpolarisiertem Target

Hier wird als Luminosität die Anzahl der detektierten Positronen aus tiefinelastischen Streuereignissen benutzt. Dazu erfolgen Schnitte auf die Positron–Kinematik und Spurgeometrie. $Q^2 > 0.8$ GeV^2 und $W^2 > 3.24$ GeV^2 gewährleisten ein tiefinelastisches Streuereignis, $y < 0.85$ verwirft Ereignisse, für die große Strahlungskorrekturen nötig wären, und ein zusätzlicher Schnitt auf die Energiedeposition $\mathrm{E}_{\mathrm{Cal}} > 4.0$ GeV des gestreuten Positrons im Kalorimeter verhindert Ereignisse im Bereich der Triggerschwelle. Der Einfluß der Schnitte auf die Positronkinematik ist aus Abb. (6.2) zu entnehmen. Desweiteren wird verlangt, daß der Positronvertex (V^1) innerhalb der Targetzelle liegt. Die Strahlpolarisation, gemessen über einen Burst, wird dann mit der Anzahl der Positronen pro Burst gewichtet aufaddiert, bis die Bedingung in Gl. (4.21) näherungsweise erfüllt ist. Es werden Werte von $\|P_{\mathrm{Str}}\| \approx \mathcal{O}\left(10^{-7}\right)$ erreicht . Abbildung 5.2 zeigt die Verteilung der gewichteten Polarisation.

Daten mit polarisiertem Target

Im Gegensatz zum unpolarisierten Fall werden hier die Bhabha–Zählraten des Luminositätsmonitors verwendet, da die tiefinelastischen Streuraten von der relativen Polarisation von Strahl und Target abhängen. Abgesehen davon erfolgt dann die Summation über die luminositätsgewichteten Polarisationen wieder pro Burst. Der verwendete Algorithmus minimiert ebenfalls wie im ersten Fall $\|P_{\mathrm{Str}}\|$

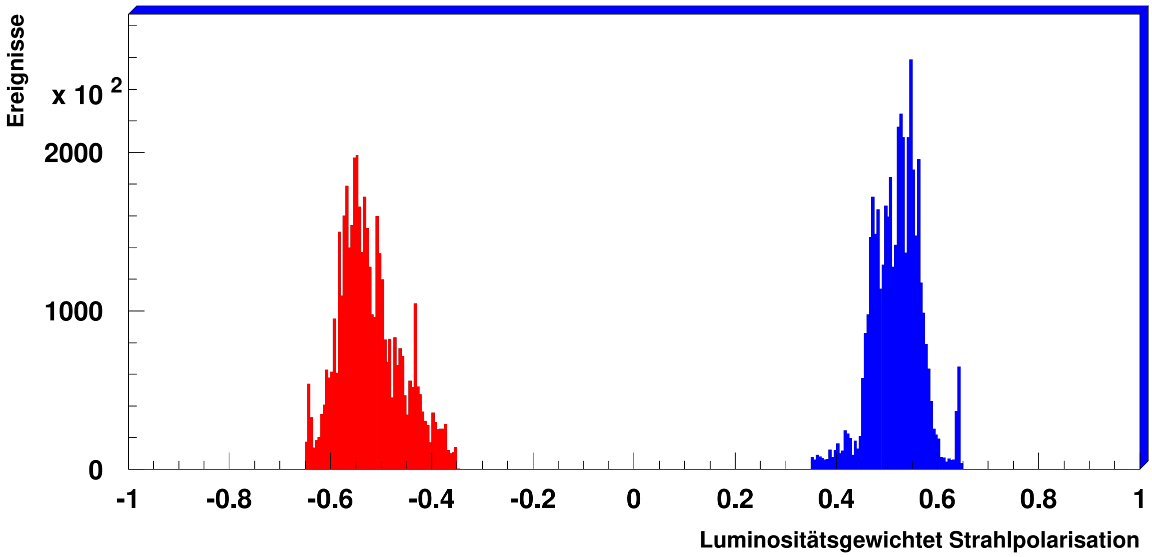

Abbildung 5.2.: Luminositätsgewichtete Strahlpolarisation der Daten mit unpolarisiertem Target.

zur gleichen Größenordnung $\mathcal{O}\left(10^{-7}\right)$.
$\|P_{\text{Tar}}\| \approx \mathcal{O}\left(10^{-5}\right)$ und $\|P_{\text{Str}}P_{\text{Tar}}\| \approx \mathcal{O}\left(10^{-5}\right)$ ergeben sich dann automatisch, da das Vorzeichen der Targetpolarisation auf einer Zeitskala von Sekunden wechselt, während das der Strahlpolarisation nur innerhalb von Monaten geändert wurde. Die Abbildungen 5.3 zeigen jeweils die Verteilungen der gewichteten Polarisationen.

5.2.5. Λ^0 Selektion

Die nach den in Kap. 5.2.4 und Kap. 5.2.4 beschriebenen Schnitten und Auswahlkriterien erhaltenen Datensätze bilden die Grundlage für die Selektion der Ereignisse, die ein Λ^0 enthalten.
Um ein Λ^0 aus dem Zerfall aus Gl (4.1) rekonstruieren zu können, sind zwei, von den PID Detektoren des Spektrometers als entgegengesetzt geladene Hadronen identifizierte Spuren nötig. Für alle semi–inklusiven Daten wird dazu noch eine Positronspur verlangt, die den Schnitten in 5.2.4 genügt.
Der starke Untergrund von π^+ im Datensatz positiv geladener Hadronen wird dadurch unterdrückt, daß der Čerenkov–Zähler für die positiven Spuren kein Signal (Čer(h$^+$)< 0.3) geben darf.

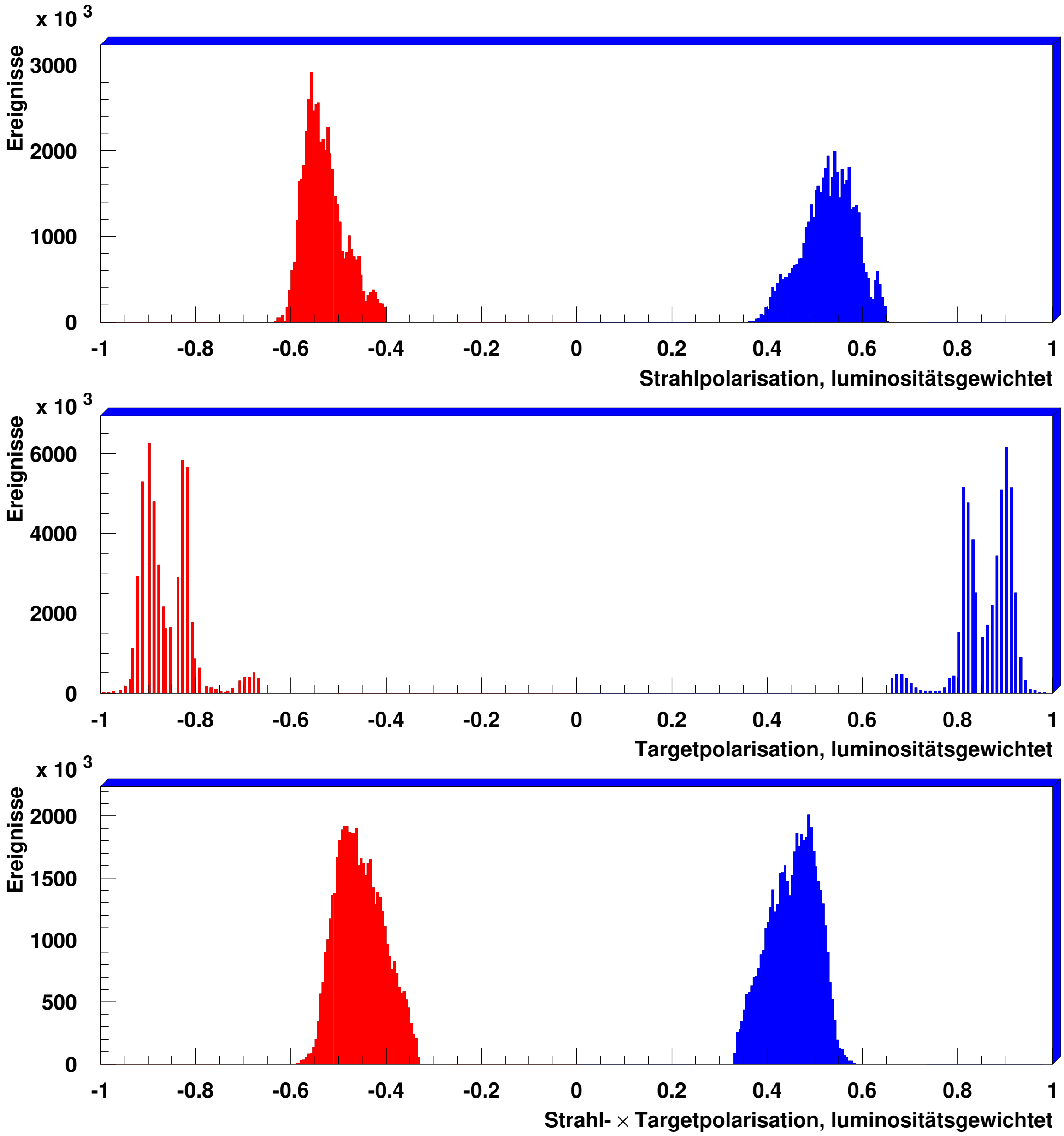

Abbildung 5.3.: Von oben nach unten sind für Daten mit polarisiertem Target gezeigt: Strahlpolarisation, Targetpolarisation und das Produkt aus Strahl- und Targetpolarisation. Alle Verteilungen sind luminositätsgewichtet.

Die beiden Hadronspuren müssen einen zweiten Vertex (Sekundärvertex) bilden, das heißt, sie müssen sich auf mindestens 1.5 cm (D(h^+,h^-)) annähern. Dieser Sekundärvertex (V2) muß dann vom Primärvertex (V1) mindestens 10 cm entfernt sein (D(V1,V2)). Damit wird ein Großteil der Ereignisse, die nicht aus einem Zerfall stammen, verworfen.
Im semi–inklusiven Fall wird als Primärvertex der Positronvertex verwendet, im inklusiven wird der Punkt der dichtesten Annäherung der rekonstruierten Λ^0–Spur an die Strahlachse benutzt. Natürlich muß dieser innerhalb der Targetzelle liegen.

Um zu gewährleisten, daß die beiden Hadronspuren aus einem Zerfall stammen, wird verlangt, daß der Kosinus des Winkels zwischen Λ^0–Impulsrichtung, berechnet aus den beiden Hadronimpulsen, und der Λ^0–Bewegungsrichtung, berechnet aus der Vektordifferenz von Sekundär– und Positronvertex, größer als 0.9995 ist.
Für die inklusiven Daten steht dieser Kollinearitätsschnitt leider nicht zur Verfügung, da Primär– und Sekundärvertex nicht unabhängig ermittelt werden können.

Ein Schnitt auf den reduzierten Longitudinalimpuls $x_{\mathrm{Feynman}} \simeq 2p_{||}/W > 0$ stellt sicher, daß die rekonstruierten Λ^0 aus der Stromfragmentation kommen. Dabei ist $p_{||}$ die longitudinale Komponente des Λ^0–Impulses bezüglich des virtuellen Photons im Photon–Nukleon Schwerpunktsystem.
Dieser Schnitt wird im inklusiven Fall modifiziert, da hier ja keine Informationen über das Photon und W vorhanden sind. Anstelle von x_{Feynman} wird $p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}$ verwendet. $p_{||}^{\mathrm{cm}}$ ist die z–Komponente des Λ^0 Impulses im Schwerpunktsystem Strahl–Target und $p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}$ ist der in diese Richtung maximal übertragbare Impuls. Abbildung 5.4 zeigt für den semi–inklusiven Fall $p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}$ aufgetragen gegen x_{Feynman}. Wie zu sehen ist, beinhaltet ein Schnitt $p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} > 0$ den Schnitt $x_{\mathrm{Feynman}} > 0$.

Da die Energie E_π des π–Mesons aus dem dem Λ^0–Zerfall im gesamten kinematisch zugänglichen Bereich des Experiments stets kleiner ist als die Energie E_{p} des Protons, unterdrückt der Schnitt :

$$0.5 < \frac{E_{\mathrm{p}} - E_\pi}{E_{\mathrm{p}} + E_\pi} \tag{5.13}$$

eine großen Teil des Untergrunds in dem Bereich, in welchem die rekonstruierte

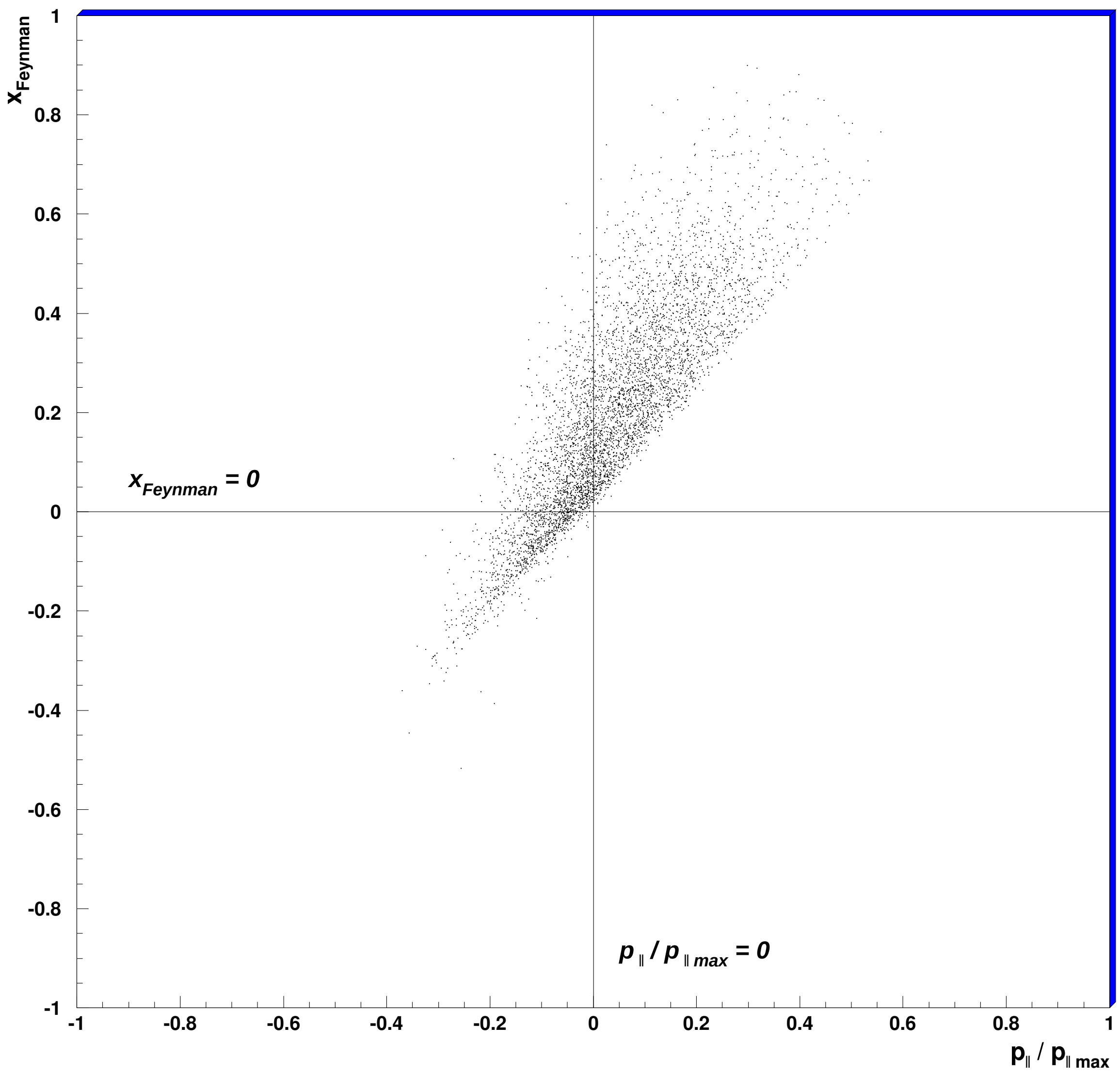

Abbildung 5.4.: Verteilung der Ereignisse in x_{Feynman} und $p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}$. Die eingezeichneten Linien zeigen, daß der Schnitt auf $p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} = 0$ den auf $x_{\mathrm{Feynman}} = 0$ enthält.

invariante Masse

$$M\,(p\pi) = \sqrt{(E_{\mathrm{p}} + E_{\pi}) - (\vec{p}_{\mathrm{p}} + \vec{p}_{\pi})} \tag{5.14}$$

über der Masse des Λ^0s liegt. In Tabelle 5.1 sind die verwendeten Schnitte zusammengefaßt. Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen die Spektren der rekonstruierten

Tabelle 5.1.: *Übersicht über die angewandten Schnitte .*

semi–inklusiv					inklusiv				
0.8	$<$	Q^2					—		
3.24	$<$	W^2					—		
		x					—		
		y	$<$	0.85			—		
0.0	$<$	x_{Feynman}			0.0	$<$	$p_{\|\|}^{\mathrm{cm}}/p_{\|\|\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}$		
4.0 GeV	$<$	$\mathrm{E}_{\mathrm{Cal}}$					—		
-20 cm	$<$	V_z^1	$<$	20 cm	-20 cm	$<$	V_z^1	$<$	20 cm
		$\mathrm{D(h^+,h^-)}$	$<$	1.5 cm			$\mathrm{D(h^+,h^-)}$	$<$	1.5 cm
10 cm	$<$	D(V1,V2)			10 cm	$<$	D(V1,V2)		
		Kollinearität	$<$	0.9995			—		
		$\check{\mathrm{C}}\mathrm{er(h^+)}$	$<$	0.3			$\check{\mathrm{C}}\mathrm{er(h^+)}$	$<$	0.3
0.5	$<$	$\frac{E_{\mathrm{p}}-E_\pi}{E_{\mathrm{p}}+E_\pi}$			0.5	$<$	$\frac{E_{\mathrm{p}}-E_\pi}{E_{\mathrm{p}}+E_\pi}$		

Λ^0–Massen nach Anwendung oben diskutierter Schnitte für die semi–inklusiven und inklusiven Daten, jeweils mit unpolarisiertem (links) und polarisiertem Target (rechts).

Es ist ein sehr sauberes Signal über geringem Untergrund zu beobachten. Obwohl das Signal im inklusiven Fall wesentlich stärker ist, führt das Fehlen des Kollinearitätsschnittes zu stärkerem Untergrund.

Der in die Analyse eingehende Bereich des Signals ist dunkel, die zur Untergrundsubtraktion verwendete Bereiche sind etwas heller schattiert gekennzeichnet.

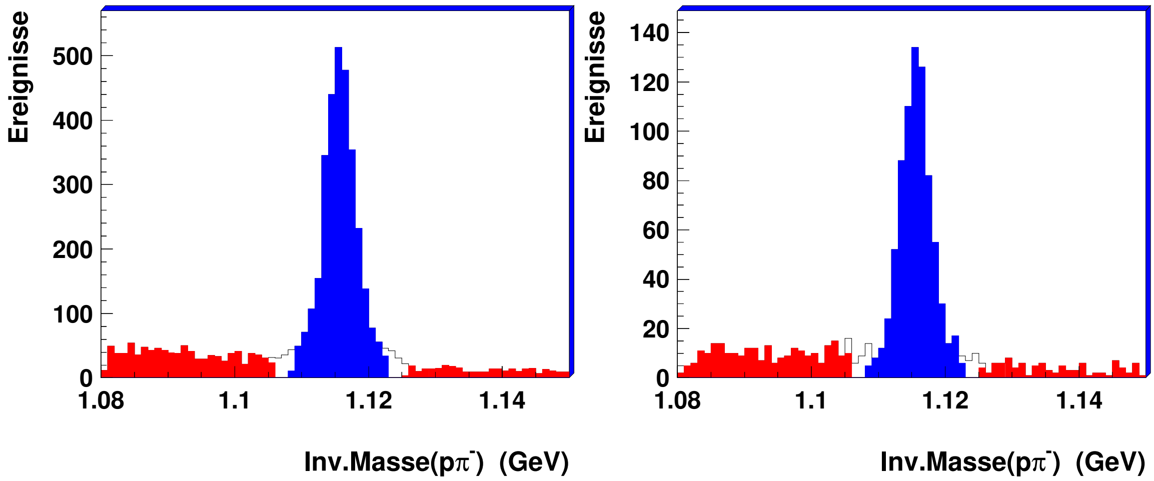

Abbildung 5.5.: Semi–inklusive rekonstrierte Λ^0 Massen für unpolarisiertes (links) und polarisiertes Target (rechts). Eingezeichnet sind sowohl die dem Schnitt aus Gl. (5.15) genügenden Ereignisse als auch die für die Untergrundsubtraktion verwendeten Bereiche in Gl. (6.2).

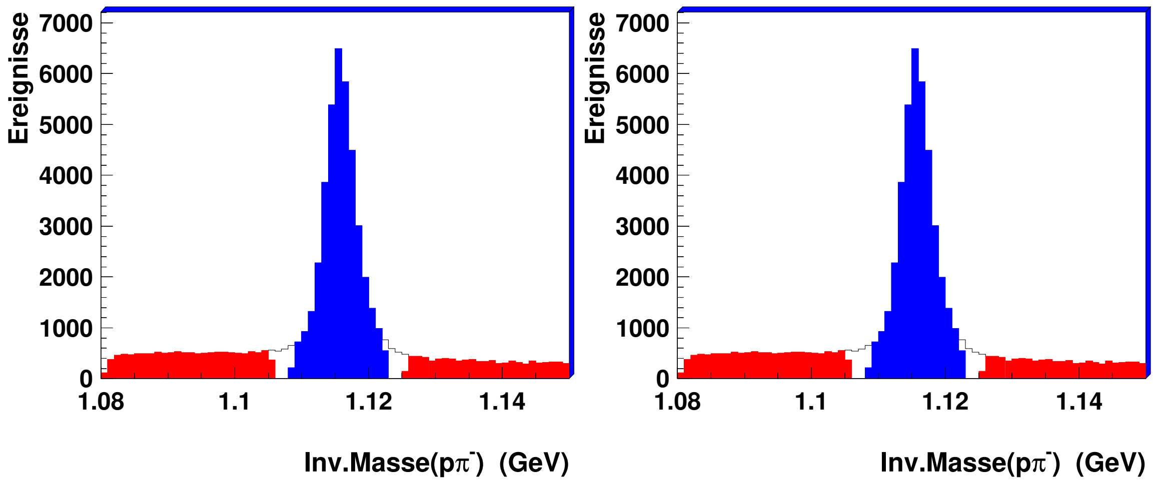

Abbildung 5.6.: Inklusiv rekonstrierte Λ^0 Massen für unpolarisiertes (links) und polarisiertes Target (rechts). Eingezeichnet sind sowohl die dem Schnitt aus Gl. (5.15) genügenden Ereignisse als auch die für die Untergrundsubtraktion verwendeten Bereiche Gl. (6.2).

Für jede der vier oben beschrieben Ereignissorten erfolgt jeweils ein Schnitt auf die rekonstruierte invariante Λ^0–Masse $M_{\rm rek}^{\Lambda^0}$,

$$|M_{\rm rek}^{\Lambda} - M_{\rm PDG}^{\Lambda}| < \ 0.007 \text{GeV} \ , \tag{5.15}$$

um nur Ereignisse zu analysieren, die in der überwiegenden Mehrzahl auch wirklich von Λ^0s stammen. Dabei wird für die Λ^0–Masse der gerundete Wert $M_{\rm PDG}^{\Lambda} \simeq 1.1157 \text{GeV}$ verwendet [1] .

[1] Der aktuelle Wert der Particle Data Group für die Λ^0–Masse liegt bei $M_{\rm PDG}^{\Lambda} = 1115.683 \pm 0.006$ MeV [Par:98]

6. Resultate

6.1. Anzahl rekonstruierter Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ und K_s^0 Teilchen

Im untersuchten Datenahmezeitraum 1996 bis 1997 verblieben nach Datenselektion und Normierung 9.05×10^6 tiefinelastische Streuereignisse mit unpolarisiertem und 2.37×10^6 mit polarisiertem Target. Die Statistik im polarisierten Fall ist trotz längerer Meßperioden aufgrund der etwa einer Größenordnung kleineren Targetdichte geringer. Tabelle 6.1 gibt einen überblick über die Anzahl der rekonstruierten Λ^0–, $\bar{\Lambda}^0$– und K_s–Teilchen für die verschiedenen Datensätze.

Tabelle 6.1.: *Anzahl der rekonstruierten* Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ *und* K_s^0

.

	Unpolarisiertes Target		Polarisiertes Target	
	$\mathrm{N}_{\mathrm{semi-inklusiv}}$	$\mathrm{N}_{\mathrm{inklusiv}}$	$\mathrm{N}_{\mathrm{semi-inklusiv}}$	$\mathrm{N}_{\mathrm{inklusiv}}$
Λ^0	2413 ± 56	21851 ± 177	550 ± 26	20318 ± 169
$\bar{\Lambda}^0$	440 ± 26	8558 ± 121	129 ± 13	5816 ± 108
K_s^0	9137 ± 111	80948 ± 357	2093 ± 52	62650 ± 354

Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis liegt für die semi–inklusiven Ereignisse zwischen 9 und 10, für die inklusiven zwischen 4 und 5. Das Verhältnis inklusiver zu semi–inklusiven Ereignissen ist wegen unterschiedlicher Skalierungsfaktoren in der Verarbeitung der inklusiven Triggerraten für die Datennahme mit polarisiertem und unpolarisiertem Target nicht konstant.

6.2. Kinematik der Ereignisse

6.2.1. Semi–inklusive Daten

Die Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2, x, y und z und deren Mittelwerte sind in Abb. 6.1 gezeigt. Die Lage der Ereignisse in der kinematischen Ebene

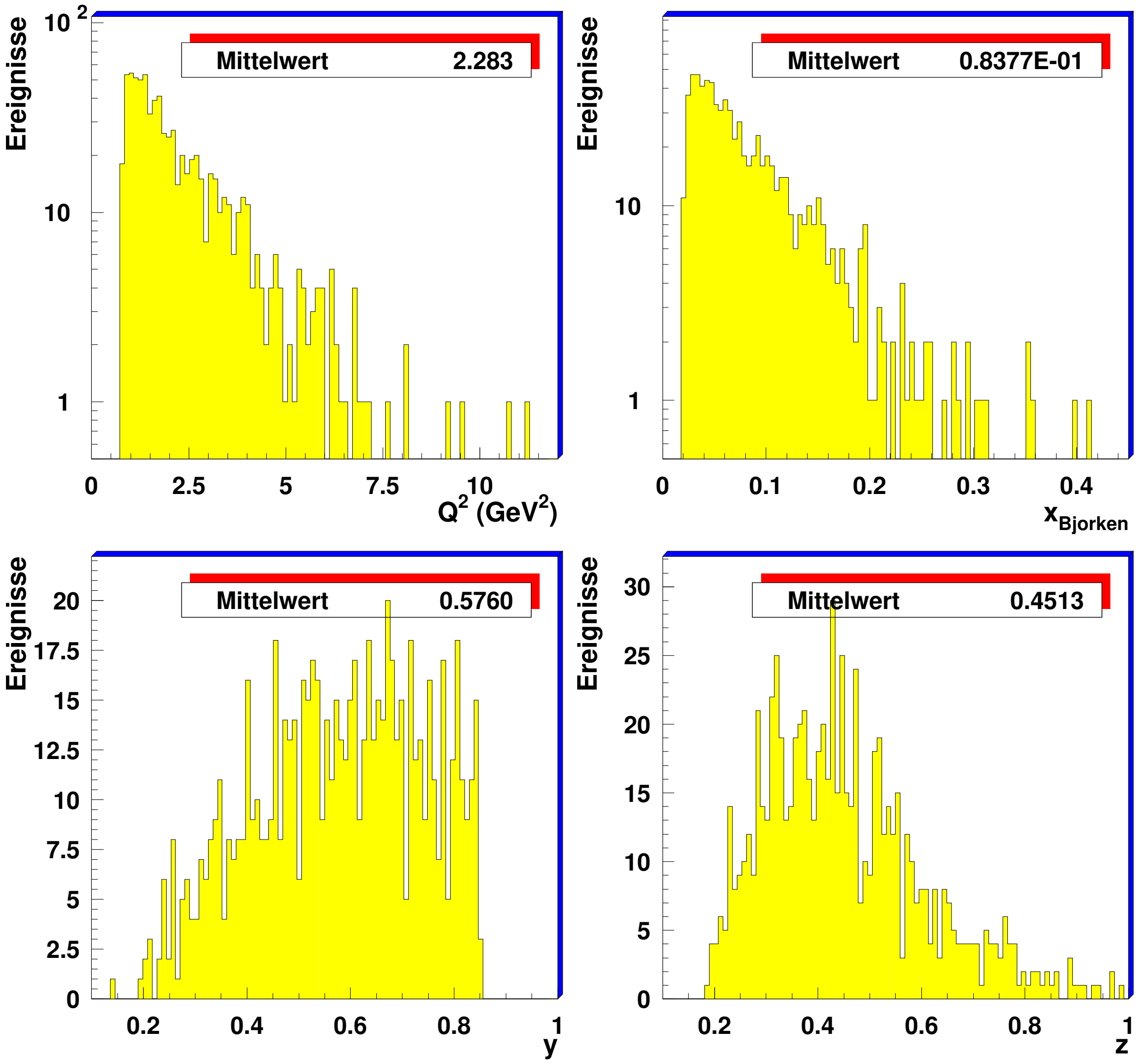

Abbildung 6.1.: Q^2, x, y und z Verteilungen für die alle semi–inklusiven Daten. Angegeben ist jeweils auch der Mittelwert.

in den Variablen x und Q^2 und die Eingrenzung durch die in Kap. 5 diskutierten Schnitte sind Abbildung 6.2 zu entnehmen.

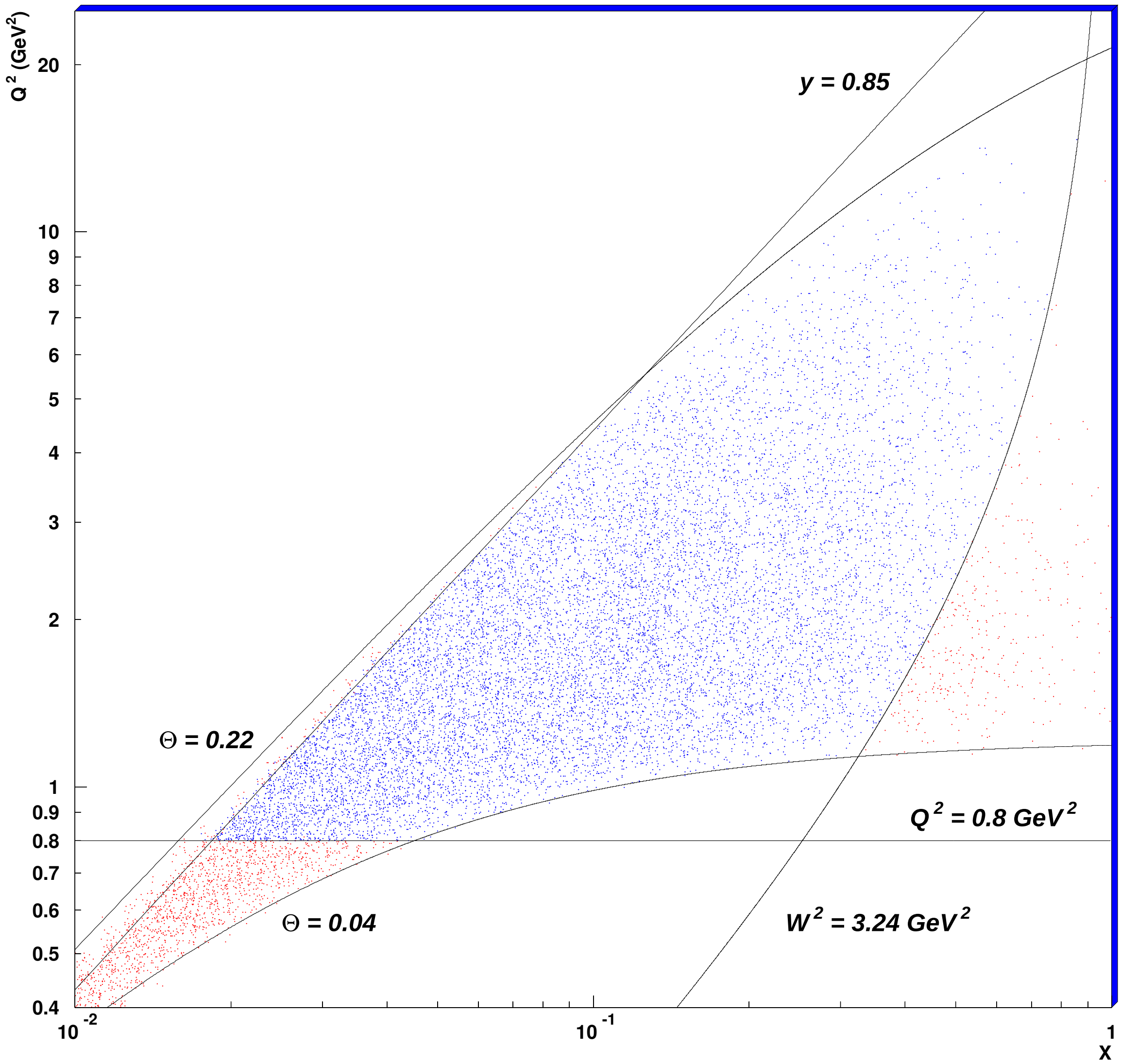

Abbildung 6.2.: Kinematische Ebene des HERMES–Experiments in den Variablen x und Q^2.

6.2.2. Inklusive Daten

Da für die inklusiven Daten keine kinematische Information über das gestreute Positron vorhanden ist, wurde für diese Daten die Leptonkinematik mit Hilfe von Monte–Carlo Ereignissen [1] simuliert.

In Abbildung 6.3 sind die erhaltenen Verteilungen für Q^2, x, y und z sowie die Mittelwerte gezeigt.
Aus der y–Verteilung wurde ein mittlerer Photon–Depolarisationsfaktor $D(y)$ berechnet:

$$D\left(y_{\mathrm{MC}}\right) = 0.84 \pm 0.09\,. \tag{6.1}$$

Damit konnte der Spintransfer auch für die inklusiven Daten bezüglich der Polarisation des Photons $P_\gamma = P_{\mathrm{Str}} D(y)$ berechnet werden.

Abbildung 6.4 zeigt die Kinematik der Monte–Carlo generierten Streuereignisse in den Variablen x und Q^2. Es wurden nur solche Ereignisse verwendet, bei denen die Bahn des gestreuten Positrons außerhalb der Detektorakzeptanz verläuft.

Daß etwa 16 % der Ereignisse dennoch über der Linie von $\Theta = 0.04$ mrad liegen, wird durch den größeren Ablenkwinkel Θ_x in horizontaler Richtung verursacht, wodurch der Gesamtstreuwinkel Θ mehr als 0.04 mrad beträgt. In Abbildung 6.5 ist die Winkelverteilung der Spuren gezeigt. Die eingezeichneten Rechtecke stellen die Winkelakzeptanz des Spektrometers dar, wobei die kleineren die Akzeptanz für Teilchen aus dem Zentrum der Targetzelle und die größeren die Akzeptanz für Teilchen aus Zerfällen innerhalb der Strecke vom Beginn der Targetzelle bis kurz vor den ersten Spurdetektor zeigen. Zu sehen sind die Leptonspuren außerhalb der Detektorakzeptanz, wovon die meisten dicht um das Strahlrohr verlaufen und die rekonstruierten Spuren der Pionen und Protonen aus dem Λ–Zerfall.

[1] Verwendet wurden dafür Pythia und Jetset [Sj 95] zur Generation von Photoproduktionsereignissen mit einem vertikalen Leptonstreuwinkel $\Theta_y < 40$ mrad und der Bedingung, daß p und π aus dem Λ–Zerfall im Detektor rekonstruiert wurden.

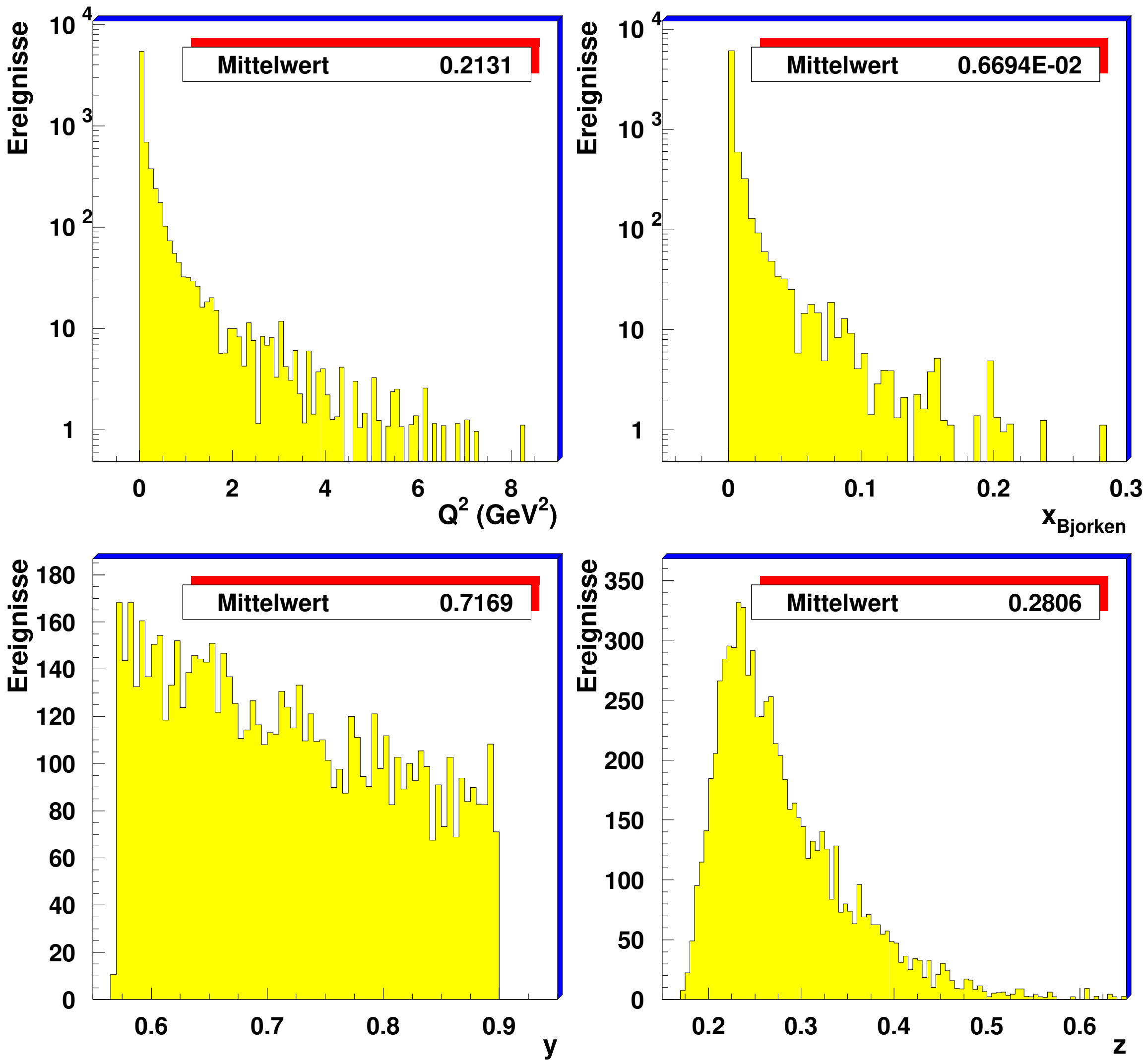

Abbildung 6.3.: Monte–Carlo generierte Q^2, x, y und z Verteilungen für die inklusiven Datensätze. Angegeben ist jeweils auch der Mittelwert.

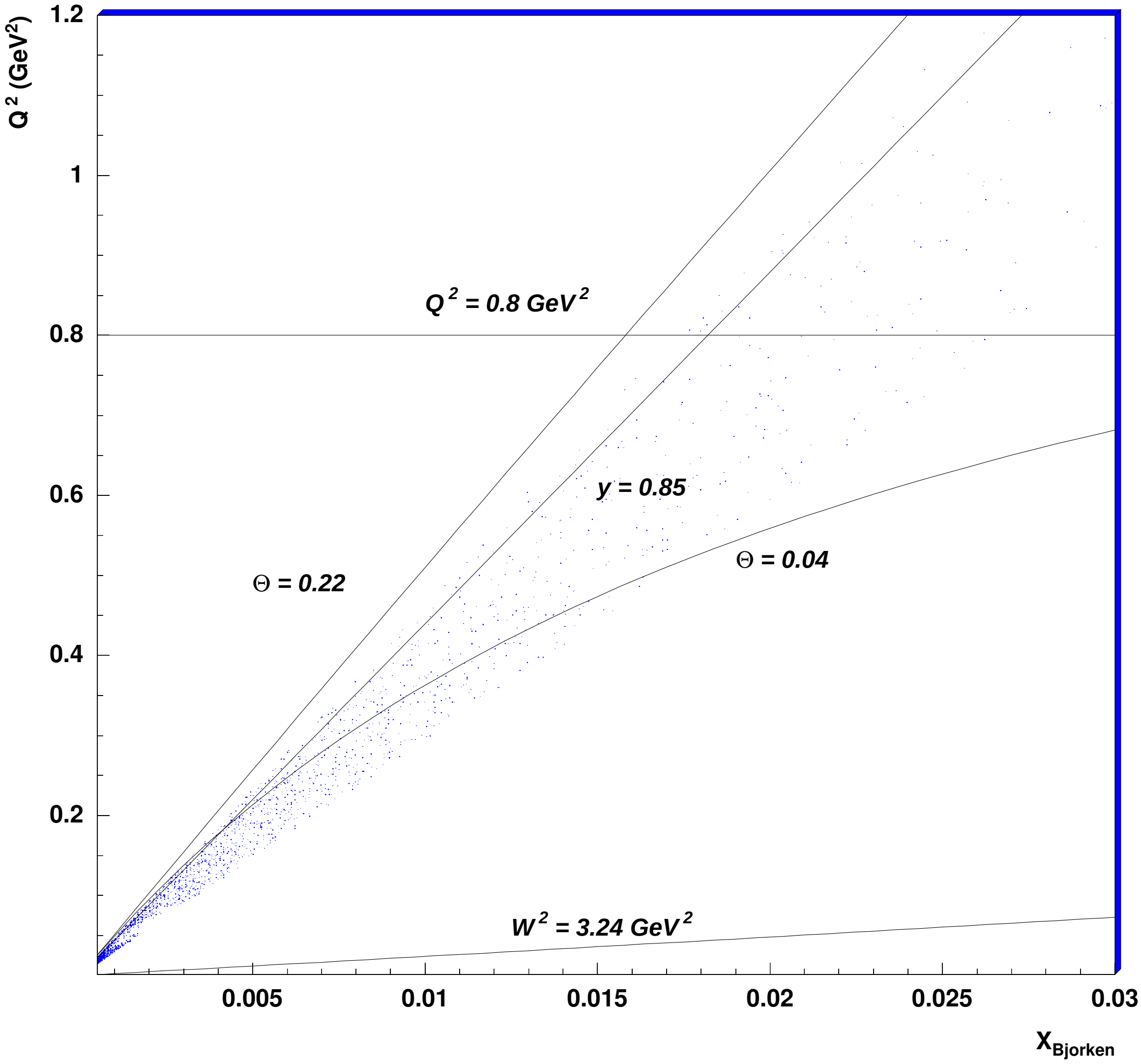

Abbildung 6.4.: Kinematik Monte–Carlo generierter quasireeller Streuereignisse in den Variablen x und Q^2. Eingezeichnet sind auch wie in Abbildung 6.2 die kinematischen Schnitte der Analyse.

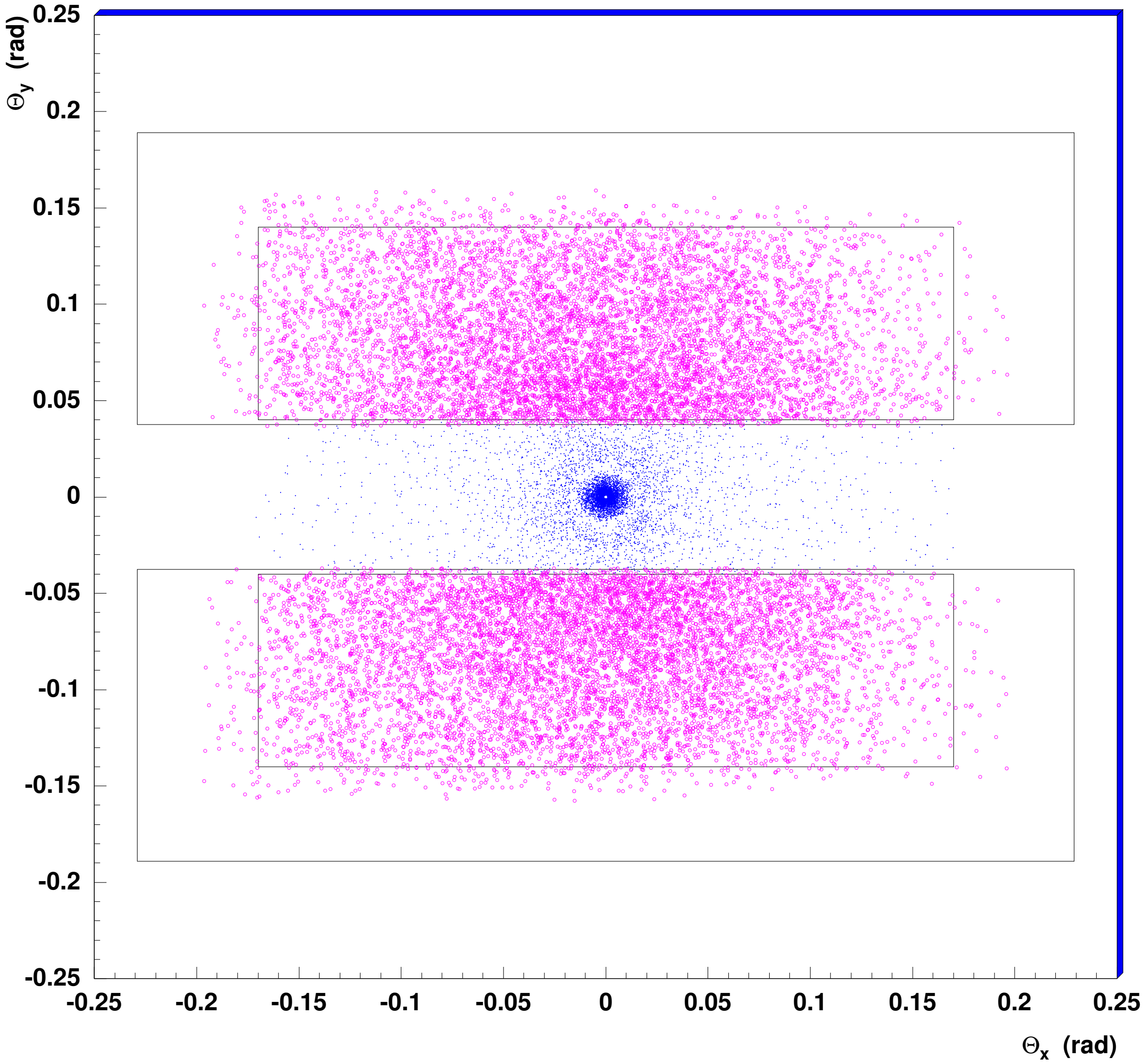

Abbildung 6.5.: Winkelverteilung inklusiver Ereignisse. (Mont–Carlo Simulation) Während die Spuren der gestreuten Positronen außerhalb der Akzeptanz hauptsächlich im Strahlrohr verlaufen, können Pionen und Protonen aus dem Λ Zerfall im Detektor nachgewiesen werden. Eingezeichnet sind die Winkelakzeptanzen für Teilchen aus der Targetzelle (innere Rechtecke) und für Teilchen aus Zerfällen (äußere Rechtecke).

6.3. Polarisationstransfer

6.3.1. Berechnung und Untergrundsubtraktion

Der Einfluß des nach Anwendung aller in Kap. 5 diskutierten Schnitte noch verbleibenden Untergrundes wird mit Hilfe von Ereignissen im Bereich

$$0.01\,\mathrm{GeV}\ < |M^{\Lambda}_{\mathrm{rek}} - 1.1157\,\mathrm{GeV}| <\ 0.035\,\mathrm{GeV} \tag{6.2}$$

eliminiert.
Der verwendete Bereich für die Untergrundsubtraktion ist jeweils in den Abbildungen 5.5 und 5.6 gekennzeichnet.

Für die beide Datenmengen nach den Schnitten aus Gl. (5.15) und Gl. (6.2) werden dann getrennt die Spintransferkoeffizienten nach Gl. (4.22), bzw. Gl. (A.42), Gl. (A.43) und Gl. (A.44), jeweils für den semi–inklusiven und den inklusiven Fall berechnet, wobei im letzteren der aus Monte-Carlo Rechnungen gewonnene mittlere Depolarisationsfaktor $D\,(y_{\mathrm{MC}})$ verwendet wurde.

Die in die Gleichungen (4.22), (A.42), (A.43) und (A.44) eingehenden Summationen $\|...\|$ erfolgen über alle Ereignisse in den nach Gl. (5.2.4) bzw. Gl. (5.2.4) erhaltenen Bursts.
Der nach dem Schnitt (5.15) in der Menge der Λ–Kandidaten enthaltene Anteil an Untergrundereignissen wird unter der Annahme, daß sich die Anzahl der „Nicht–Λ“ Ereignisse über den gesamten betrachteten Bereich der rekonstruierten invarianten Masse linear verhält bestimmt zu :

$$N^{\mathrm{Untergrund}} = \frac{N^{\mathrm{au\ss erhalb}} \cdot 2 \cdot 0.007}{2 \cdot (0.035 - 0.01)}\,, \tag{6.3}$$

wobei $N^{\mathrm{au\ss erhalb}}$ die Ereignisanzahl im Bereich 6.2 ist.
Damit ergeben sich dann die untergrundkorrigierten Werte für Gl. (4.22), Gl. (A.42), Gl. (A.43) und Gl. (A.44) nach der Formel :

$$\hat{Q} = \frac{\left(N^{\mathrm{innerhalb}} \cdot \hat{Q}^{\mathrm{innerhalb}} - N^{\mathrm{Untergrund}} \cdot \hat{Q}^{\mathrm{au\ss erhalb}}\right)}{N^{\mathrm{innerhalb}} - N^{\mathrm{Untergrund}}}\,. \tag{6.4}$$

$N^{\mathrm{innerhalb}}$ ist dabei die Anzahl der Ereignisse im Bereich 5.15 und $\hat{Q}^{\mathrm{innerhalb}}$ bezeichnet die daraus berechneten Werte für die Spintransferkoeffizienten. Analog dazu steht $\hat{Q}^{\mathrm{au\ss erhalb}}$ für die entsprechenden Werte im Bereich 6.2.

6.3.2. Ergebnisse

Das Ergebnis für $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$, $\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}$ und $\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}$ für die rekonstruierten Λ^0–Teilchen nach Anwendung von Gl. (6.4) ist in Abbildung 6.6 in Abhängigkeit der mittleren normierten Λ^0–Energie z gezeigt. Die Information über die Kinematik der inklusiven Ereignisse stammt aus den Monte–Carlo Simulationen.

Die erhaltenen Werte sind im Rahmen der eingezeichnteten statistischen Fehler und den weiter unten diskutierten systematischen Unsicherheiten gut mit Null verträglich.

Abbildung 6.7 zeigt die Λ^0–Daten, aufgetragen gegen den normierten Λ^0–Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem Strahl–Target. Die semi–inklusiven Daten wurden dabei in zwei Datensätze mit etwa gleicher Statistik unterteilt:

$$0.0 \; < \; p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \leq 0.5\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \simeq 0.140 \quad \mathrm{und} \tag{6.5}$$

$$0.5\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \; < \; p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}\,, \tag{6.6}$$

die inklusiven Daten in drei Datensätze:

$$0.0 \; < \; p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \leq 0.3\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \simeq 0.084\,, \tag{6.7}$$

$$0.3\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \; < \; p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \leq 0.8\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \simeq 0.224 \quad \mathrm{und} \tag{6.8}$$

$$0.8\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}} \; < \; p_{||}^{\mathrm{cm}}/p_{||\,\mathrm{max}}^{\mathrm{cm}}\,. \tag{6.9}$$

Auch hier ist jeder der Spintransferkoeffizienten im Rahmen der erreichten Genauigkeit mit Null verträglich, unabhängig vom Λ^0–Longitudinalimpuls.

In den Tabellen 6.2 und 6.3 sind die Ergebnisse für alle untersuchten Teilchen und Rekonstruktionsmethoden zusammengefaßt.

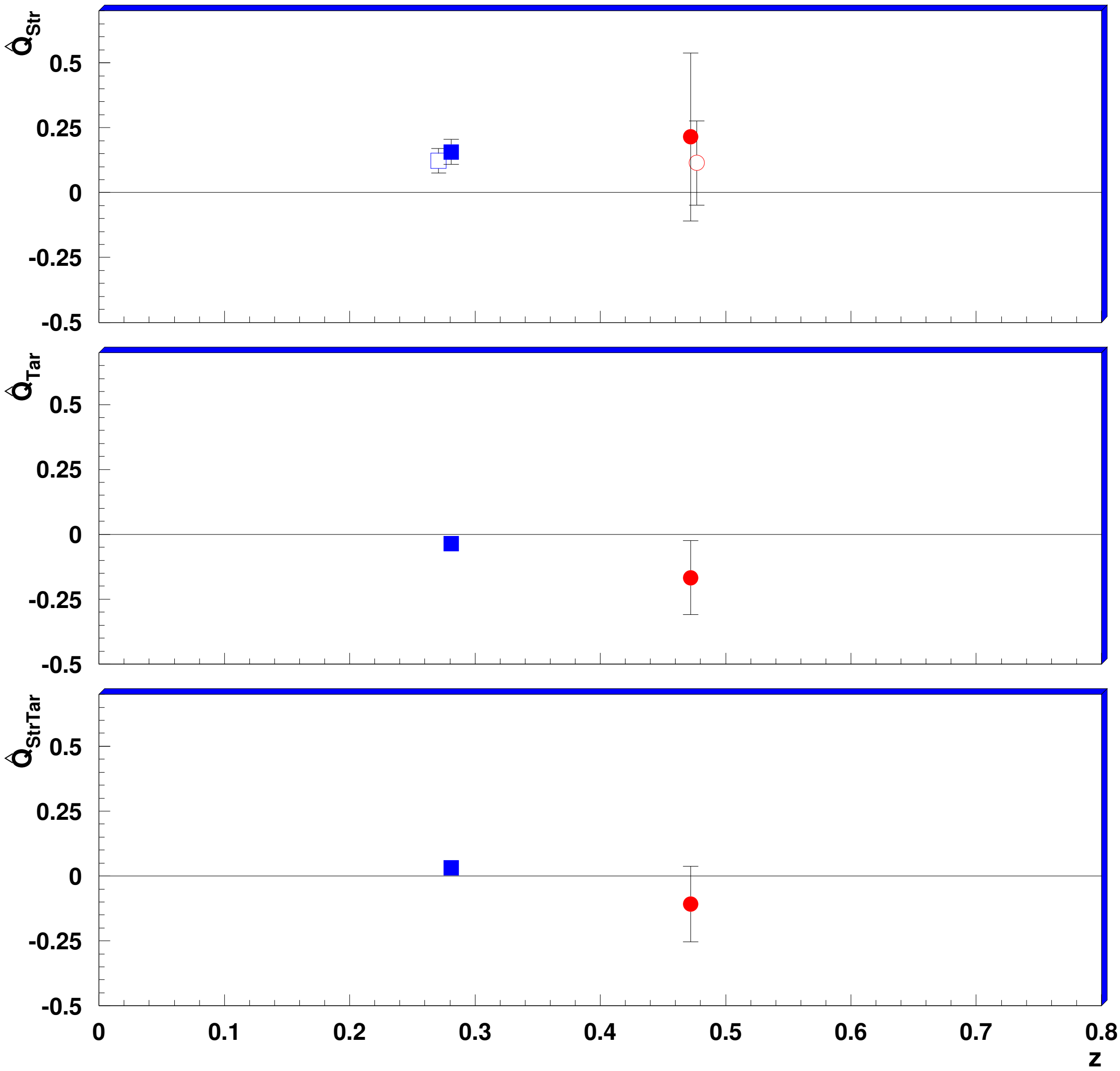

Abbildung 6.6.: Λ^0–Polarisationstransfer in Abhängigkeit vom mittleren $z = E_{\Lambda^0}/\nu$. Gezeigt sind die Werte für semiinklusive (Kreise) und inklusive (Quadrate) Ereignisse. Die Kinematik der inklusiven Ereignisse stammt aus Monte–Carlo Simulationen. Die offenen Symbole im obersten Bild sind die Werte aus der Analyse der Daten mit unpolarisiertem Target. Für sie wurde der inklusive Datenpunkt der übersichtlichkeit wegen etwas zu kleineren z versetzt. Eingezeichnet sind nur statistische Fehler.

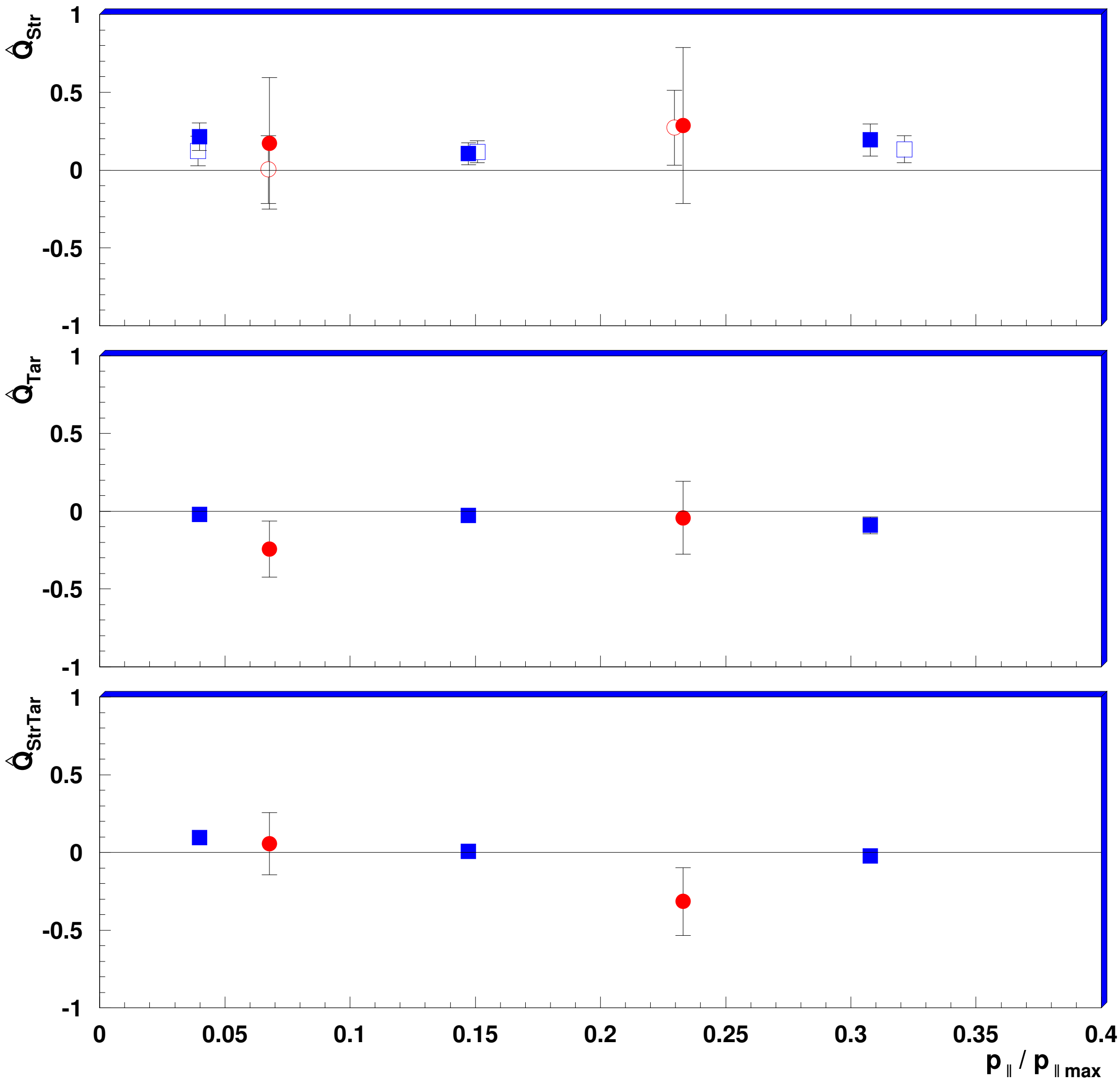

Abbildung 6.7.: Λ^0–Polarisationstransfer in Abhängigkeit des mittleren normierten Λ^0–Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem. Gezeigt sind die Werte für semiinklusive (Kreise) und inklusive (Quadrate) Ereignisse. Die offenen Symbole im oberen Bild sind die Werte aus der Analyse der Daten mit unpolarisiertem Target.

Tabelle 6.2.: Ergebnisse für unpolarisiertes Target. Die Information über die Kinematik der inklusiven Ereignisse stammt aus Monte–Carlo Simulationen.

		$\langle Q^2 \rangle$	$\langle x \rangle$	$\langle y \rangle$	$\langle z \rangle$	N_h	$\hat{Q}_\mathrm{Str}$
Λ^0 alle Spuren	semi	2.32	0.080	0.596	0.477	2413 ± 56	0.114 ± 0.162
	inkl	0.21	0.007	0.717	0.281	21851 ± 177	0.122 ± 0.047
Λ^0 volle Spuren	semi	2.33	0.080	0.604	0.492	1617 ± 45	0.027 ± 0.191
	inkl	0.22	0.007	0.725	0.302	14956 ± 140	0.039 ± 0.056
Λ^0 kurze Spur $-$	semi	2.29	0.082	0.582	0.448	796 ± 33	0.306 ± 0.304
	inkl	0.21	0.007	0.710	0.264	6895 ± 107	0.292 ± 0.089
$\bar{\Lambda}^0$ alle Spuren	semi	2.22	0.067	0.668	0.396	440 ± 26	0.418 ± 0.352
	inkl	0.15	0.004	0.736	0.331	8558 ± 121	-0.054 ± 0.099
$\bar{\Lambda}^0$ volle Spuren	semi	2.25	0.067	0.670	0.420	314 ± 21	0.726 ± 0.386
	inkl	0.15	0.004	0.736	0.357	6061 ± 94	-0.011 ± 0.108
$\bar{\Lambda}^0$ kurze Spur $+$	semi	2.16	0.067	0.663	0.352	127 ± 16	-0.502 ± 0.782
	inkl	0.16	0.004	0.737	0.298	2497 ± 77	-0.156 ± 0.213
K^0_s alle Sp.	semi	2.22	0.076	0.609	0.418	9137 ± 111	-0.077 ± 0.088
	inkl	0.16	0.005	0.715	0.275	80948 ± 357	0.034 ± 0.026
K^0_s volle Sp.	semi	2.24	0.075	0.617	0.435	7422 ± 97	-0.087 ± 0.107
	inkl	0.16	0.005	0.715	0.281	67125 ± 312	0.019 ± 0.032
K^0_s kurze Sp. $+$	semi	2.10	0.074	0.591	0.356	816 ± 37	-0.188 ± 0.243
	inkl	0.16	0.004	0.717	0.232	6507 ± 120	-0.039 ± 0.081
K^0_s kurze Sp. $-$	semi	2.19	0.080	0.577	0.358	860 ± 40	0.002 ± 0.251
	inkl	0.16	0.004	0.717	0.232	7163 ± 122	0.149 ± 0.075

Tabelle 6.3.: Ergebnisse für polarisiertes Target. Die Information über die Kinematik der inklusiven Ereignisse stammt aus Monte–Carlo Simulationen.

		$\langle Q^2\rangle$	$\langle x\rangle$	$\langle y\rangle$	$\langle z\rangle$	N_h	$\hat{Q}_\mathrm{Str}$	$\hat{Q}_\mathrm{Tar}$	$\hat{Q}_\mathrm{StrTar}$
Λ^0 alle Spuren	semi	2.30	0.078	0.607	0.472	550 ± 26	0.215 ± 0.323	-0.167 ± 0.142	-0.108 ± 0.145
	inkl	0.21	0.007	0.717	0.281	20318 ± 169	0.157 ± 0.049	-0.035 ± 0.025	0.032 ± 0.022
Λ^0 volle Spuren	semi	2.33	0.078	0.616	0.486	383 ± 21	0.412 ± 0.375	-0.225 ± 0.167	-0.074 ± 0.169
	inkl	0.22	0.007	0.725	0.302	13412 ± 132	0.154 ± 0.057	-0.004 ± 0.029	0.013 ± 0.026
Λ^0 kurze Spur $-$	semi	2.23	0.078	0.589	0.443	167 ± 15	-0.280 ± 0.643	-0.003 ± 0.276	-0.176 ± 0.283
	inkl	0.21	0.007	0.710	0.264	6906 ± 106	0.150 ± 0.091	-0.093 ± 0.047	0.067 ± 0.040
$\bar{\Lambda}^0$ alle Spuren	semi	2.24	0.069	0.659	0.388	129 ± 13	0.517 ± 0.592	-0.064 ± 0.280	0.053 ± 0.293
	inkl	0.15	0.004	0.736	0.331	5816 ± 108	0.057 ± 0.107	-0.015 ± 0.055	0.000 ± 0.048
$\bar{\Lambda}^0$ volle Spuren	semi	2.17	0.064	0.685	0.403	80 ± 10	0.930 ± 0.686	-0.048 ± 0.324	0.033 ± 0.344
	inkl	0.15	0.004	0.736	0.357	3816 ± 80	0.111 ± 0.115	-0.035 ± 0.059	-0.001 ± 0.055
$\bar{\Lambda}^0$ kurze Spur $+$	semi	2.33	0.076	0.621	0.368	49 ± 9	-0.439 ± 1.0	-0.091 ± 0.530	0.090 ± 0.538
	inkl	0.16	0.004	0.737	0.298	2000 ± 73	-0.082 ± 0.225	0.039 ± 0.116	-0.002 ± 0.095
K^0_s alle Sp.	semi	2.15	0.072	0.614	0.407	2094 ± 52	-0.093 ± 0.174	0.084 ± 0.078	0.067 ± 0.076
	inkl	0.16	0.005	0.715	0.275	62650 ± 355	-0.110 ± 0.036	0.019 ± 0.019	0.018 ± 0.015
K^0_s volle Sp.	semi	2.13	0.071	0.621	0.424	1670 ± 45	-0.237 ± 0.216	-0.073 ± 0.099	0.061 ± 0.081
	inkl	0.16	0.005	0.715	0.281	51329 ± 310	-0.090 ± 0.046	0.019 ± 0.024	0.019 ± 0.016
K^0_s kurze Sp. $+$	semi	2.24	0.077	0.603	0.356	179 ± 17	0.315 ± 0.500	0.494 ± 0.234	-0.064 ± 0.313
	inkl	0.16	0.004	0.717	0.232	5412 ± 122	-0.043 ± 0.104	0.115 ± 0.054	-0.038 ± 0.059
K^0_s kurze Sp. $-$	semi	2.14	0.077	0.582	0.356	239 ± 20	0.022 ± 0.440	0.225 ± 0.189	0.240 ± 0.273
	inkl	0.16	0.004	0.717	0.232	5815 ± 120	-0.298 ± 0.096	-0.059 ± 0.050	0.046 ± 0.054

6.3.3. Systematische Studien

Neben Λ^0–Hyperonen wurden auch $\bar{\Lambda}^0$–Hyperonen und K^0_s–Mesonen rekonstruiert. Abbildung 6.8 zeigt die berechneten invarianten Massen beider Teilchen für semi–inklusive Ereignisse. Sowohl der verwendet Signalbereich als auch die Ereignisse zur Untergrundsubtraktion sind eingezeichnet.

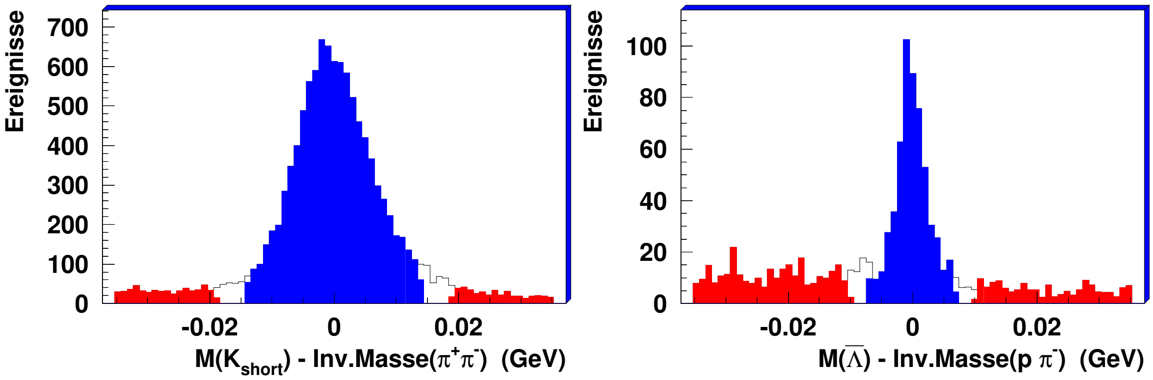

Abbildung 6.8.: Das linke Bild zeigt die semi–inklusiv rekonstrierte K^0_s–Masse, das rechte die $\bar{\Lambda}^0$–Masse für unpolarisiertes und polarisiertes Target zusammen. Der verwendete Signalbereich und die Bereiche zur Untergrundsubtraktion sind jeweils gekennzeichnet.

Die Ergebnisse für die einzelnen Teilchenarten und verschiedenen Rekonstruktionsmethoden für unpolarisiertes und polarisiertes Target, jeweils semi–inklusiv und inklusiv, zeigen die Abbildungen 6.9, 6.10, 6.11 und 6.12, die Zahlenwerte finden sich in Tab. 6.2 und Tab. 6.3.

Hier und in den folgenden Abbildungen zeigen die Kreise die Werte für alle Daten, die Quadrate für Ereignisse mit zwei vollen Spuren und die Dreiecke die Werte für Ereignisse mit einer kurzen Pionspur. Für das K^0_s gibt es die Möglichkeit, daß entweder das positive (Dreieck nach oben) oder das negative (Dreieck nach unten) Pion jeweils als kurze Spur rekonstruiert wurde. Eingezeichnet sind jeweils nur statistische Fehler.

Die Daten sind innerhalb der Fehlergrenzen untereinander konsistent. Aufgrund der geringen Statistik für $\bar{\Lambda}^0$s sind hier die statistischen Ungenauigkeiten so groß, daß das $\bar{\Lambda}^0$ Datensample im weiteren nicht mehr benutzt wird.
Die Signatur des Zerfalls des K^0_s,

$$K_s \to \pi^+\pi^- \tag{6.10}$$

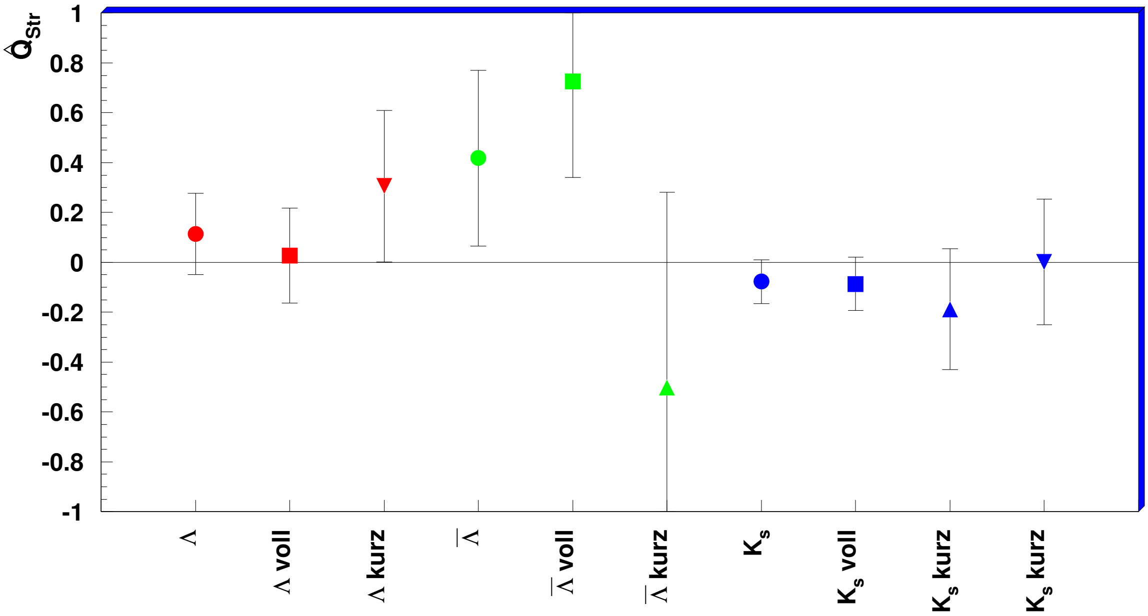

Abbildung 6.9.: Polarisationstransfer bei unpolarisiertem Target und semi–inklusiven Ereignissen für Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ und K_s^0 für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

ist der des Λ^0 Zerfalls ähnlich. Da das K_s^0 zu den pseudoskalaren Mesonen gehört, weist sein Zerfall (6.10) allerdings keine Winkelkorrelation auf, so daß die Spintransferkoeffizienten $\hat{Q}_{\rm Str}$ und $\hat{Q}_{\rm Tar}$ für K_s^0 Null sein müssen. Daß auch die gemessenen Werte sehr gut mit Null verträglich sind, zeigt, daß die verwendetet Methode zumindest für $\pi^+\pi^-$–Paare Akzeptanzeffekte eliminiert und keine falsche Polarisation erzeugt.

Abbildung 6.13 zeigt den Winkel zwischen Kaon– und π^+–Impulsrichtung, oben für lange Spuren, unten für Ereignisse mit einer kurzen π^-– bzw. π^+–Spur. Wie erwartet, ist die Winkelverteilung für die langen Spuren symmetrisch. Daß sie nicht isotrop ist, wird durch die Akzeptanzfunktion des Spektrometers bedingt. Die Verteilung für die kurzen Spuren ist, nach Ladungen getrennt, nicht symmetrisch, da die Bedingung, z. B. eine kurze negative Spur zu haben, nur Ereignisse mit ganz bestimmter Kinematik zuläßt, was zu einer asymmetrischen Verteilung der Spuren führt. Nimmt man die Ereignisse mit positiven kurzen Spuren hinzu, ergibt sich wieder eine um Null symmetrische Verteilung. Allerding sieht man an der unterschiedlichen Form im Vergleich zum Fall der vollen Spuren deutlich, daß sich die Akzeptanzfunktionen für die beide Fälle ganz erheblich unterschei-

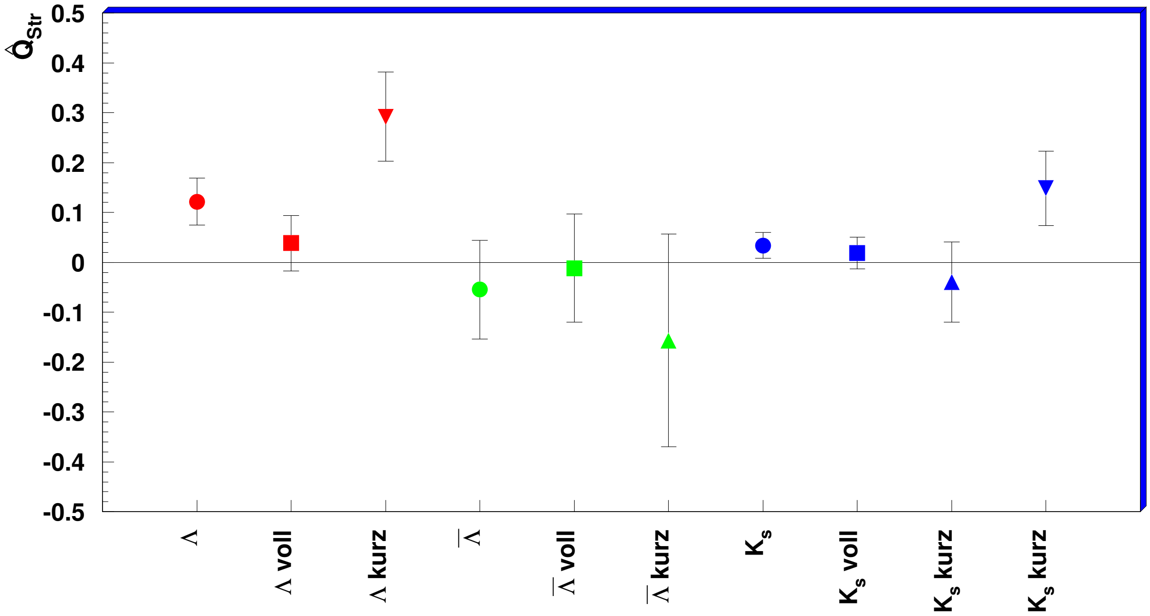

Abbildung 6.10.: Polarisationstransfer bei unpolarisiertem Target und inklusiven Ereignissen für Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$und K^0_s für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

den. Die bei etwa $\cos(\theta) \sim 0.90$ liegenden Signale in der Verteilung der kurzen Spuren stammt von der Λ^0 Kontamination des K^0_s–Datensatzes.

Im Gegensatz zur Winkelverteilung der π^+ aus dem K^0_s–Zerfall weist die Verteilung der Protonen aus dem Λ–Zerfall eine starke, detektorakzeptanzabhängige Asymmetrie auf. Abbildung 6.14 zeigt den Winkel zwischen Proton– und Λ–Impulsrichtung im Λ–Schwerpunktsystem, oben für lange Spuren, unten für die kurzen.

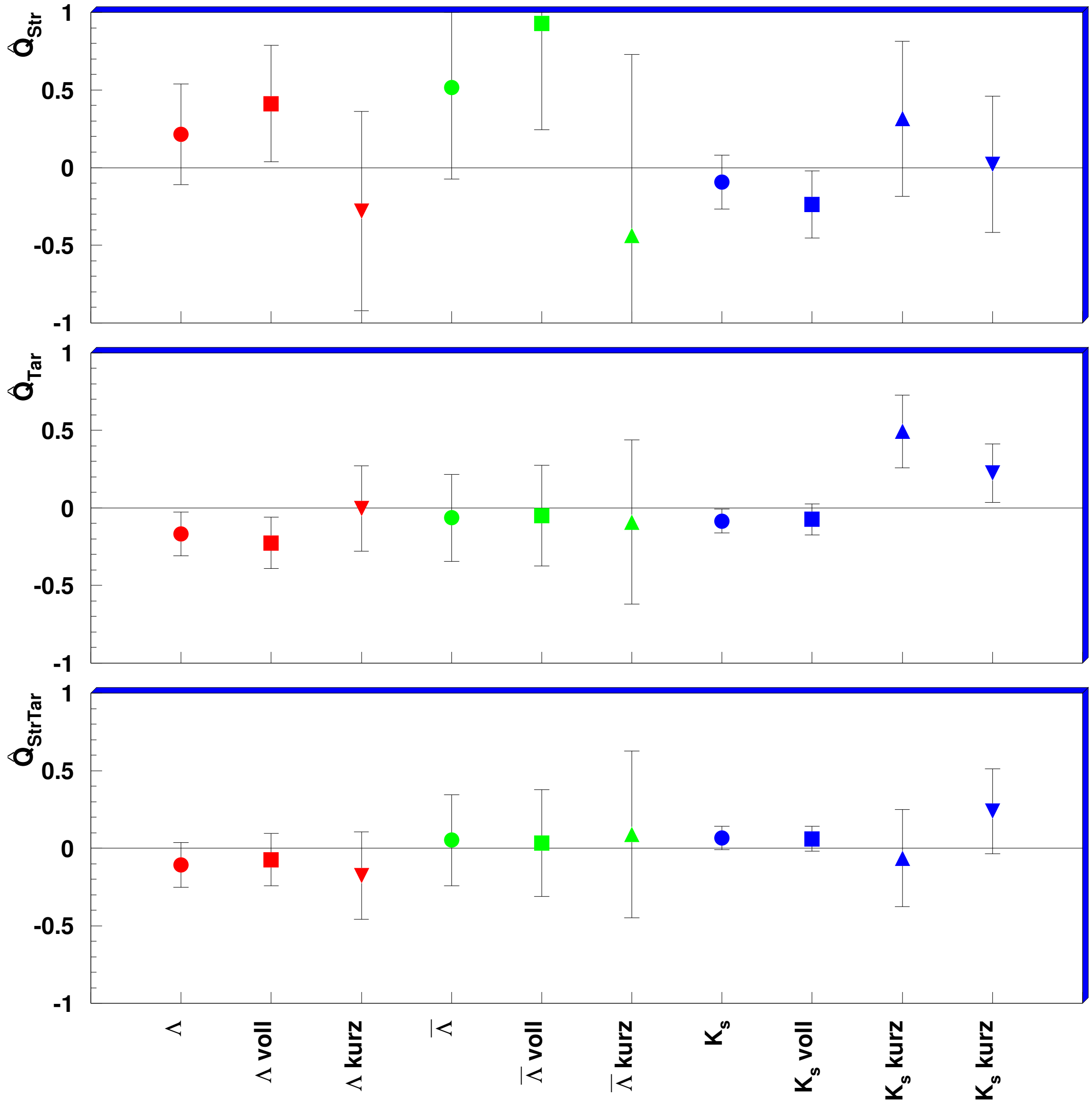

Abbildung 6.11.: Polarisationstransfer bei polarisiertem Target und semi–inklusiven Ereignissen für Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ und K_s^0 für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

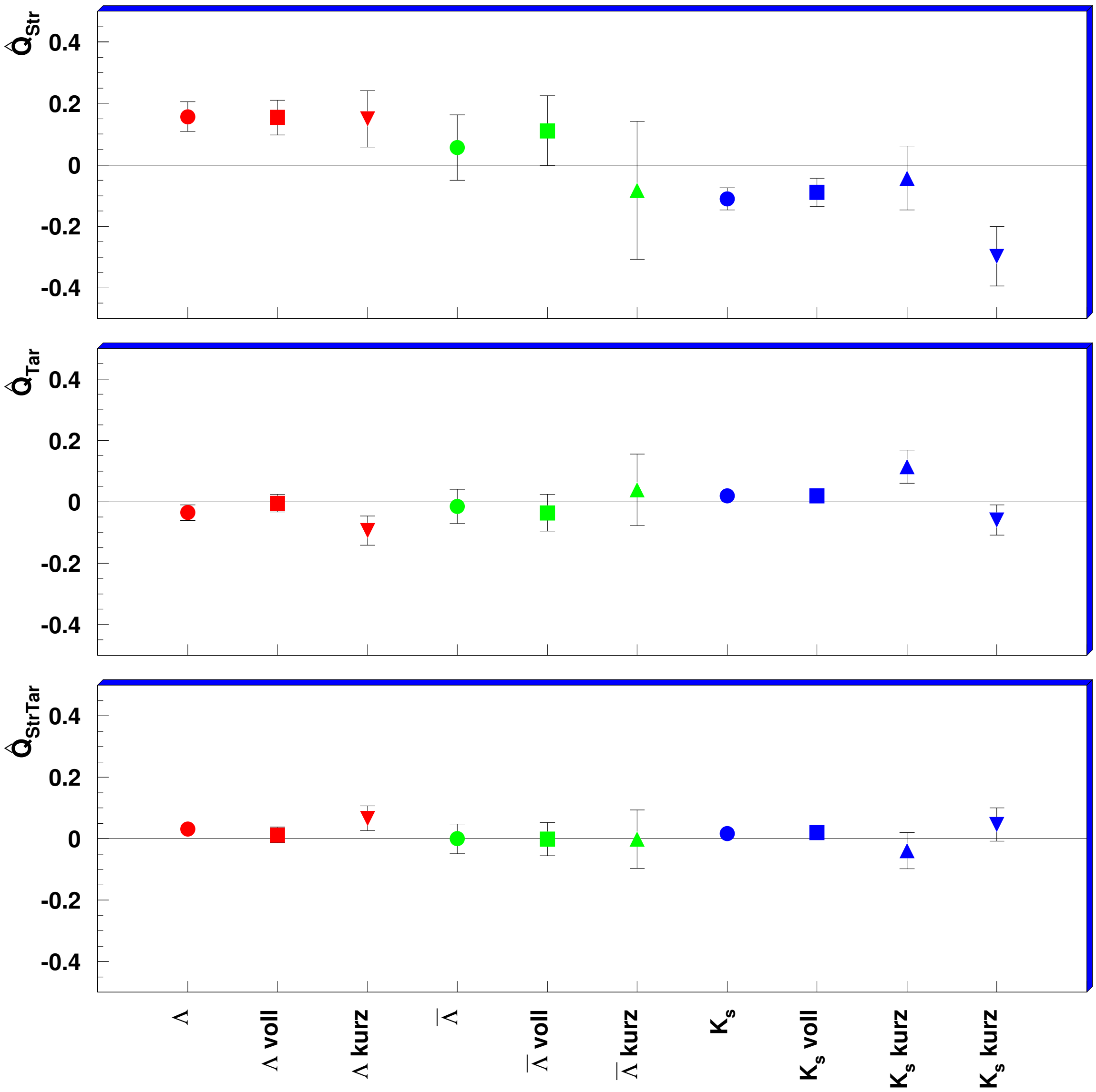

Abbildung 6.12.: Polarisationstransfer bei polarisiertem Target und inklusiven Ereignissen für Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ und K_s^0 für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

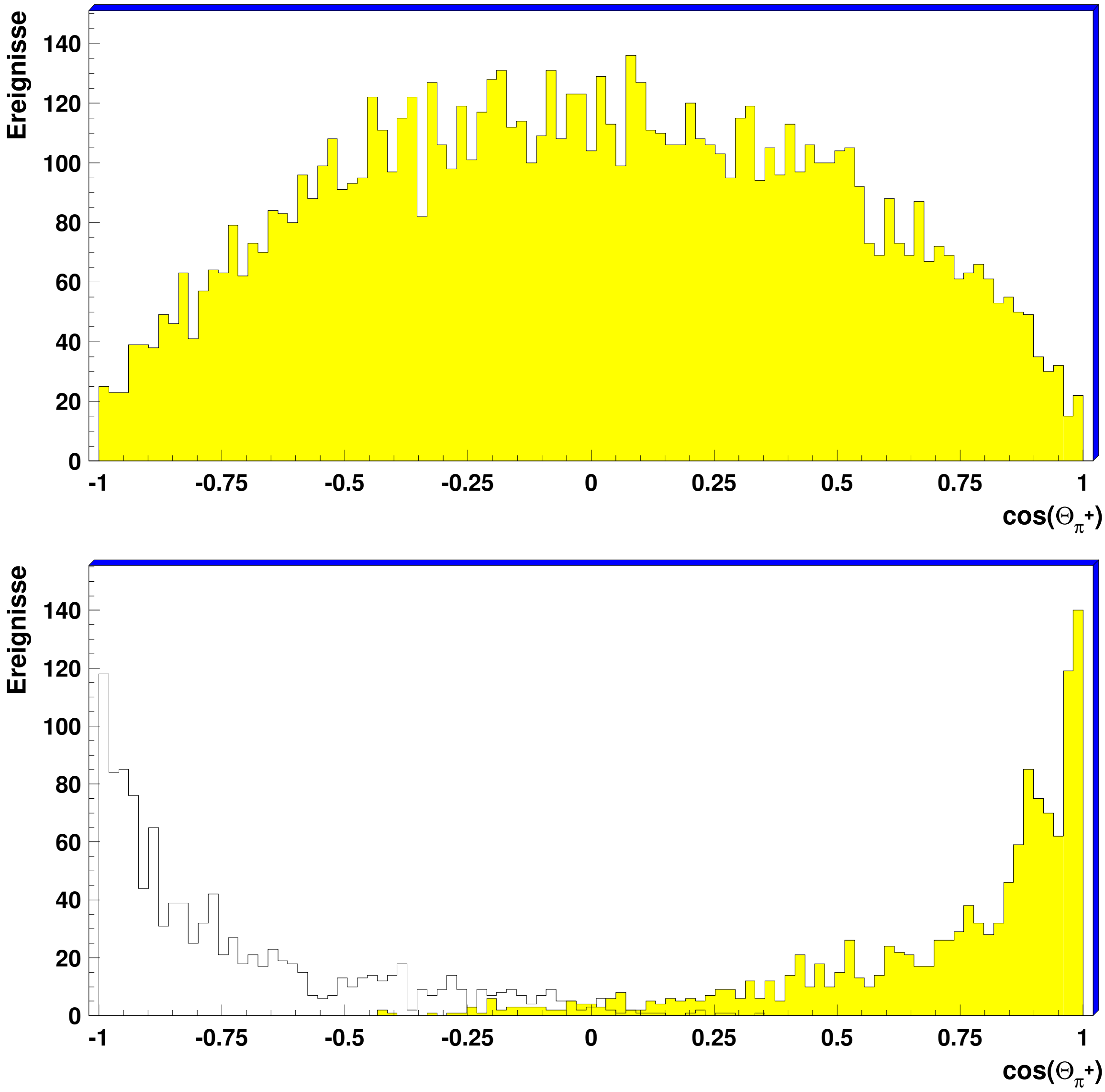

Abbildung 6.13.: Verteilungen des Winkels zwischen Kaon– und π^+ Impulsrichtung $\cos\theta_{\pi^+}$ im K_s^0–Schwerpunktsystem. Gezeigt sind die Werte für semi–inklusive Ereignisse, oben für volle, unten für kurze Spuren, wobei hier zwischen kurzer π^- (grau) und kurzer π^+ Spur (weiß) unterschieden wurde. Die Verteilungen sind, wie aufgrund des symmetrischen Zerfalls zu erwarten, symmetrisch, aber durch die Detektorakzeptanz nicht isotrop.

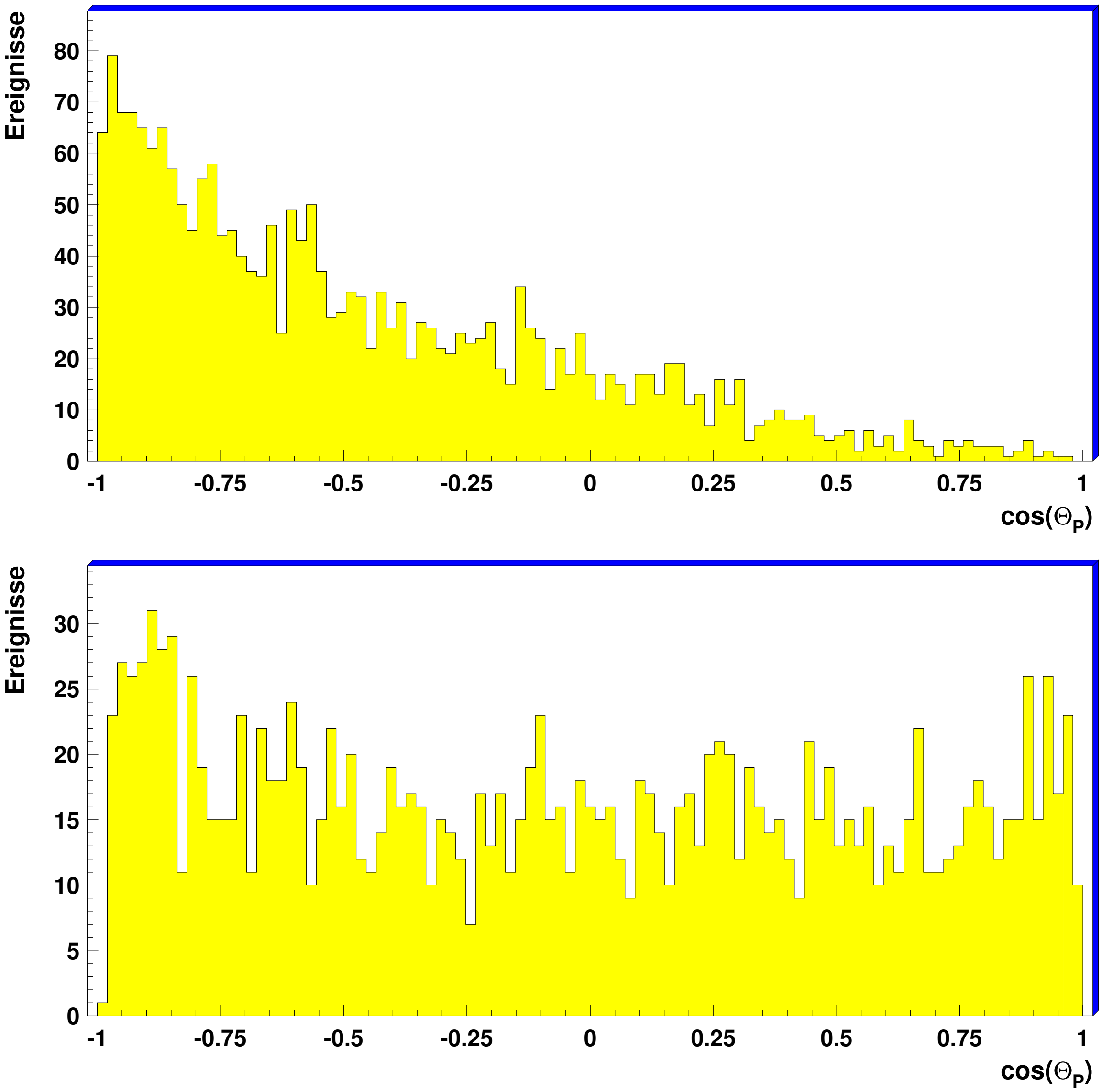

Abbildung 6.14.: Verteilungen des Winkels zwischen Λ– und Proton–Impulsrichtung $\cos\theta_{\mathrm{P}}$ im Λ–Schwerpunktsystem. Gezeigt sind die Werte für semi–inklusive Ereignisse, oben für volle, unten für kurze Spuren. Die starke Asymmetrie in der Verteilung für die vollen Spuren wird durch die Detektorakzeptanz verursacht.

$\mathrm{K_s^0}$–Kontamination

Trotz des Schnittes auf das Čerenkov–Zählersignal machen $\mathrm{K_s^0}$–Teilchen noch einen Teil des Untergrundes im Λ^0–Datensatz aus. Abbildung 6.15 zeigt die Auswirkung des Čerenkov–Schnittes. Aufgetragen ist in den oberen Darstellungen die invariante Masse unter den Annahmen, daß ein Proton und ein π^- rekonstruiert wurden, gegen die invariante Masse für ein $\pi^+\pi^-$–Paar. Links, ohne Schnitt auf das Čerenkov–Signal, ist neben dem horizontalem Band der Λ^0s ein deutliches vertikales Band der $\mathrm{K_s^0}$s zu sehen. Nach dem Čerenkov–Schnitt nehmen die $\mathrm{K_s^0}$s deutlich ab. Die beiden unteren Teilbilder zeigen die $\pi^+\pi^-$–Massenspektren vor (links) und nach (rechts) dem Schnitt für den Bereich (5.15) der Λ^0–Masse . Wie zu sehen ist, ist im Gegensatz zu vorher nach dem Schnitt kein $\mathrm{K_s^0}$–Signal bei 0.49 GeV mehr erkennbar, das größer als die statistischen Fluktuationen in der Verteilung wäre.

Den Einfluß der $\mathrm{K_s^0}$–Kontamination auf die Winkelverteilung $\cos(\theta_\mathrm{P})$ im Λ^0–Sample zeigt Abbildung 6.16. Gezeigt ist oben die invariante Masse aus Proton und π^- gegen $\cos\theta_\mathrm{P}$. Das von oben links nach unten rechts verlaufende Band sind die $\mathrm{K_s^0}$. Wie in Abb. 6.15 wird der Beitrag nach dem Čerenkov–Schnitt deutlich geringer.

Nach dem eingezeichneten Schnitt (5.15) auf die Λ–Masse liegt der Beitrag der $\mathrm{K_s^0}$ zur Winkelverteilung, wie im unteren Bild zu sehen, im Bereich von

$$0.1 < \cos\theta_\mathrm{P} < 0.4\,, \tag{6.11}$$

weshalb auf einen direkten Schnitt auf die $\mathrm{K_s^0}$–Masse verzichtet wurde. Dieser würde im Bereich (6.11) auch alle Λ entfernen und so die Winkelverteilung noch stärker verzerren. Die Untergrundsubtraktion (6.4) eliminiert den Einfluß der $\mathrm{K_s^0}$ nicht korrekt, da er sich (vom Λ–System aus gesehen) über den betrachteten Bereich des Spektrums der rekonstruierten invarianten Masse nicht linear verhält. Da nach dem Čerenkov–Schnitt, wie in Abb. 6.15 unten links zu sehen, nur noch sehr wenige $\mathrm{K_s^0}$ vorhanden sind und, wie in Abb. 6.16 gezeigt, kein Einfluß auf die Winkelverteilung festzustellen ist, wurde auf eine weitere Korrektur verzichtet.

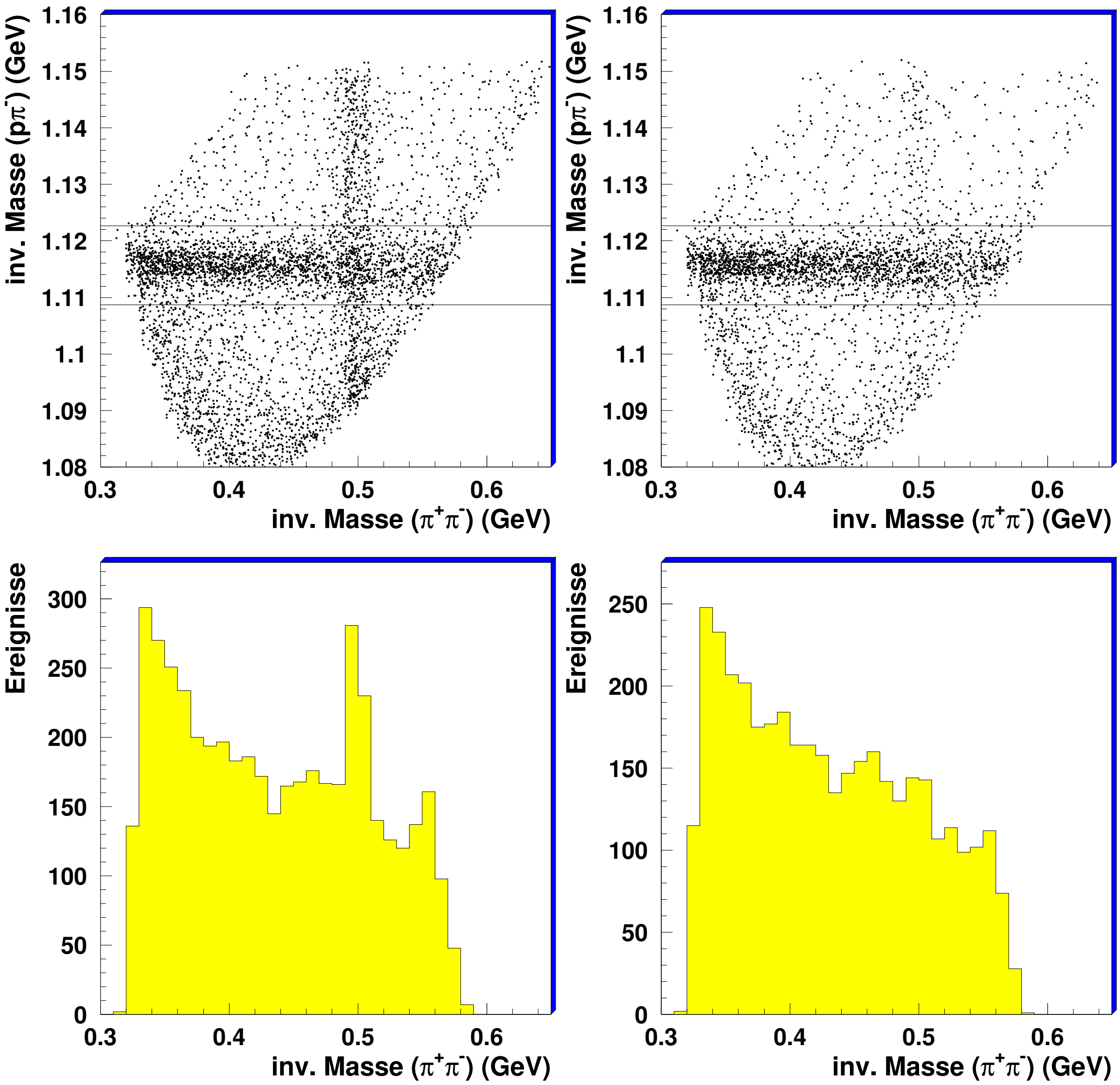

Abbildung 6.15.: Gezeigt ist die K_s^0–Kontamination vor (links) und nach (rechts) dem Čerenkov–Schnitt. Im oberen Teil sind die invarianten Massen für die Zerfallshypothesen $\Lambda \rightarrow p\,\pi^-$ und $\mathrm{K}_\mathrm{s} \rightarrow \pi^+\,\pi^-$ gegeneinander aufgetragen. Das vertikale Band der K_s^0s wird durch den Schnitt deutlich ausgedünnt. Unten sind die Projektionen für die K_s^0–Hypothese aus dem oben eingezeichneten Bereich der Λ–Masse dargestellt. Nach dem Schnitt auf das Čerenkov–Signal verschwindet das K_s^0–Signal bei 0.49 GeV fast völlig. Verwendet wurden hier nur die semi–inklusiven Daten.

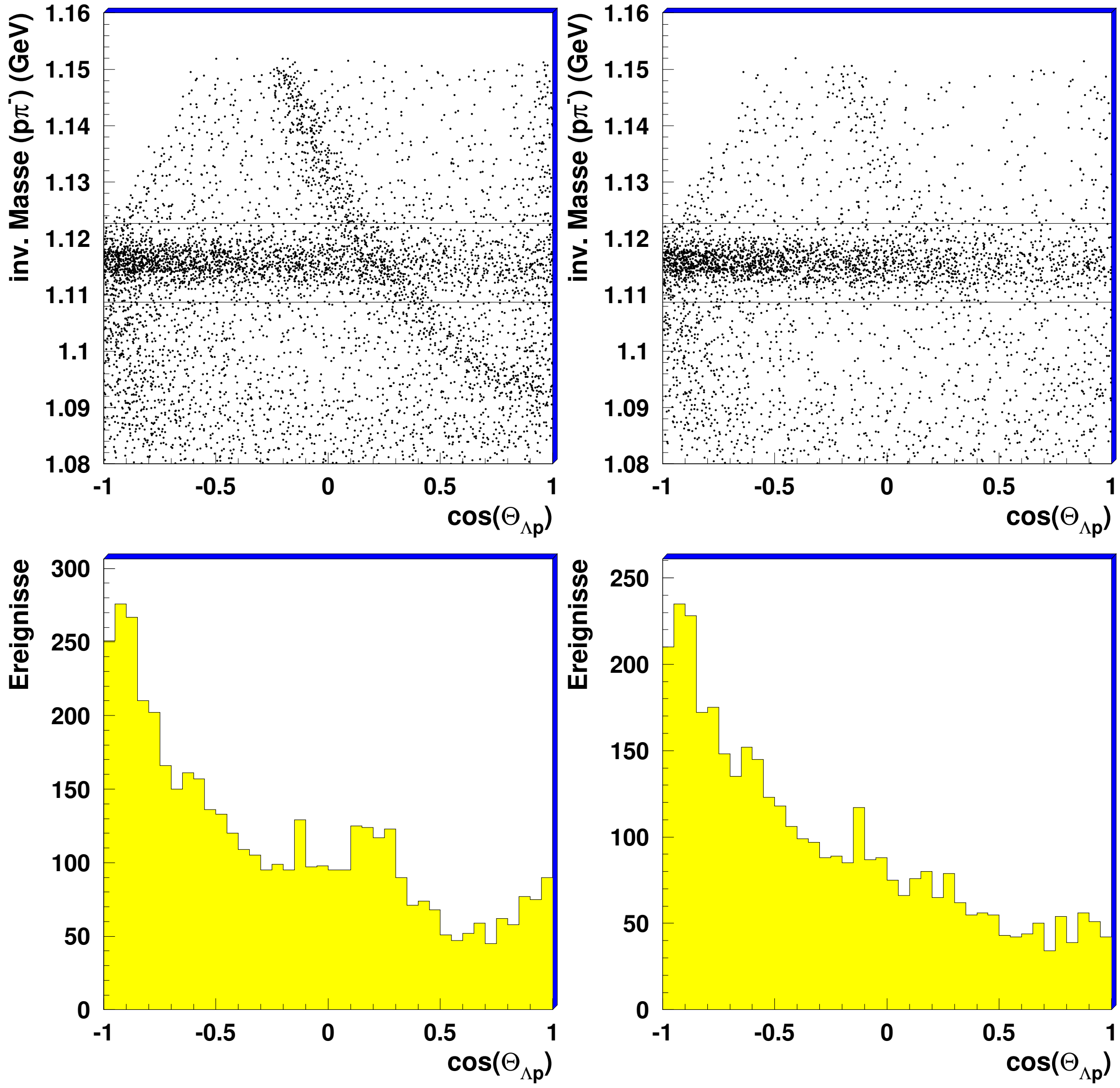

Abbildung 6.16.: Gezeigt ist der Einfluß der K_s^0–Kontamination auf $\cos(\theta_P)$. Oben ist die invariante Masse aus Proton und π^- gegen $\cos\theta_P$ rechts vor, links nach dem Čerenkov–Schnitt aufgetragen. Im von oben links nach unten rechts verlaufenden Band ist die K_s^0–Kontamination zu sehen. Unten ist $\cos\theta_P$ für den Bereich der Λ–Masse dargestellt. Nach dem Schnitt auf das Čerenkov–Signal (rechts) verschwindet die Kontamination durch das K_s^0–Signal im Bereich $0.1 < \cos\theta_P < 0.4$ fast völlig. Verwendet wurden hier nur die semi–inklusiven Daten.

6.3.4. Systematische Fehler

Zum systematischen Fehler der extrahierten Spintransferkoeffizenten tragen die systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung von Strahl– und Targetpolarisation, eventuelle Unterschiede in apparativen Größen, wie Detektorakzeptanz oder –effizienz, zwischen den Datennahmeperioden 1996 und 1997, sowie die Detektorauflösung bei. Die beiden letzteren wirken sich vor allem auf die Fehler bei der Normierung und die Unsicherheit in der Bestimmung von $\cos\theta_{\mathrm{P}}$ aus.

Daten mit unpolarisiertem Target

Zahlreiche Studien zur Auswirkung der oben genannten systematischen Unsicherheiten haben gezeigt, daß für den semi–inklusiven, unpolarisierten Datensatz die Strahlpolarisation mit einem relativen Fehler von 3.3 % nur etwa 0.003 und die Detektorauflösung etwa 0.005 zum absoluten systematischen Fehler von $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ beitragen. Für die Detektorauflösung wurde der Fehler mit Hilfe der Differenz zwischen generierten und rekonstruierten Werten in den $\cos\theta_{\mathrm{P}}$–Verteilungen von Monte–Carlo Ereignissen bestimmt. Die Breite der Differenzverteilung beträgt 0.03.

Dominiert wird der gesamte systematische Fehler vom Unterschied zwischen den Detektoreffizienzen für Hadronen 1996 und 1997. Der Beitrag wurde aus dem statistischen Fehler der Normierung bestimmt, wobei anstelle der Anzahl tiefinelastischer Positronen Ereignisse mit einem Positron und zwei gegensätzlich geladenen Hadronen verwendet wurden. Daraus ergibt sich eine Anteil von etwa 0.02 zum Fehler auf $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$. Der gesamte systematische Fehler zu $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ aus den semi–inklusiven, unpolarisierten Daten wurde damit zu 0.03 bestimmt [M.S:99].
Daß dieser Fehler auch dem Unterschied in $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ für die verschiedenen Normierungsmethoden auf Positronen bzw. Hadron–Paare entspricht, gibt einen starken Hinweis, daß keine weiteren großen Beiträge zum systematischen Fehler aus der Normierung existieren, die nicht berücksichtigt wurden.
Den inklusiven unpolarisierten Daten liegt die gleiche Normierung, und damit der gleiche Satz an Bursts zugrunde. Deshalb folgt auch hier ein absoluter systematischer Fehler auf $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ von 0.03.

Eine etwas konservative Abschätzung des Einflusses möglicher änderungen im Detektor zwischen 1996 und 1997 liefert der Unterschied in $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ für alle Hadron–Paare, die nicht aus Λ^0–Zerfällen stammen. Das innerhalb von 0.5 % mit Null verträgliche Ergebnis ergibt eine obere Grenze von 0.05 für den Fehler auf $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ durch den Einfluß von Detektoreffekten aufgrund von änderungen zwischen 1996 und 1997. Zudem haben Monte–Carlo Studien gezeigt, daß bekannte änderungen am Spektrometer zwischen den beiden Datennahmeperioden keinerlei Einfluß auf die Bestimmung von $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$ haben [HERMES:99].

Daten mit polarisiertem Target

Für die Daten mit polarisiertem Target wurde angesichts des großen statistischen Fehlers bisher auf eine detaillierte Bestimmung verzichtet. Allerdings kann der systematische Fehler auch hier nicht wesentlich über dem der unpolarisierten Daten liegen, da alle Untersuchungen des unpolarisierten Datensatzes gezeigt haben, daß der Einfluß von Unterschieden im Detektor zwischen 1996 und 1997 maximal 0.05 zum systematischen Fehler beiträgt und der systematische Fehler aufgrund der Strahlpolarisation etwa eine Größenordnung kleiner und damit vernachlässigbar ist. Da die Datennahme mit polarisiertem Target im gleichen Zeitraum und unter vergleichbaren Bedingungen erfolgte, ist die einzige zusätzliche Quelle für systematische Fehler die Targetpolarisation. Ihr relativer Fehler, gemittelt über 1996 und 1997 beträgt etwa 4.7 % . Damit ist er etwa von der gleichen Größenordnung wie der Beitrag der Strahlpolarisation und gegenüber dem Fehler aus der konservativen Annahme über die Kenntnis der Detektoreigenschaften ebenfalls zu vernachlässigen.

6.4. Transversale Λ^0–Polarisation

Neben der bisher diskutierten longitudinalen Λ^0–Polarisation, wird bei HERMES auch nach einer möglichen transversalen Λ^0–Polarisation, wie sie z. B. auch bei Λ^0s aus Hadron–Hadron Kollisionen auftritt gesucht. Nach dem gegenwärtigen Stand der Analyse scheint sich dabei ein von Null verschiedener, positiver Wert zu ergeben, im Gegensatz zur negativen transversalen Polarisation aus hadronischen Reaktionen. Hier besteht allerdings noch Bedarf an systematischen Studien und weiteren Analysen. Abbildung 6.17 zeigt das vorläufige Ergebnis der Arbeitsgruppe vom Petersburg Nuclear Physics Institute für die Polarisation inklusiv nachgewiesener Λ^0– und $\bar{\Lambda}^0$–Teilchen transversal zur Produktionsebene in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T [S.B:99]:

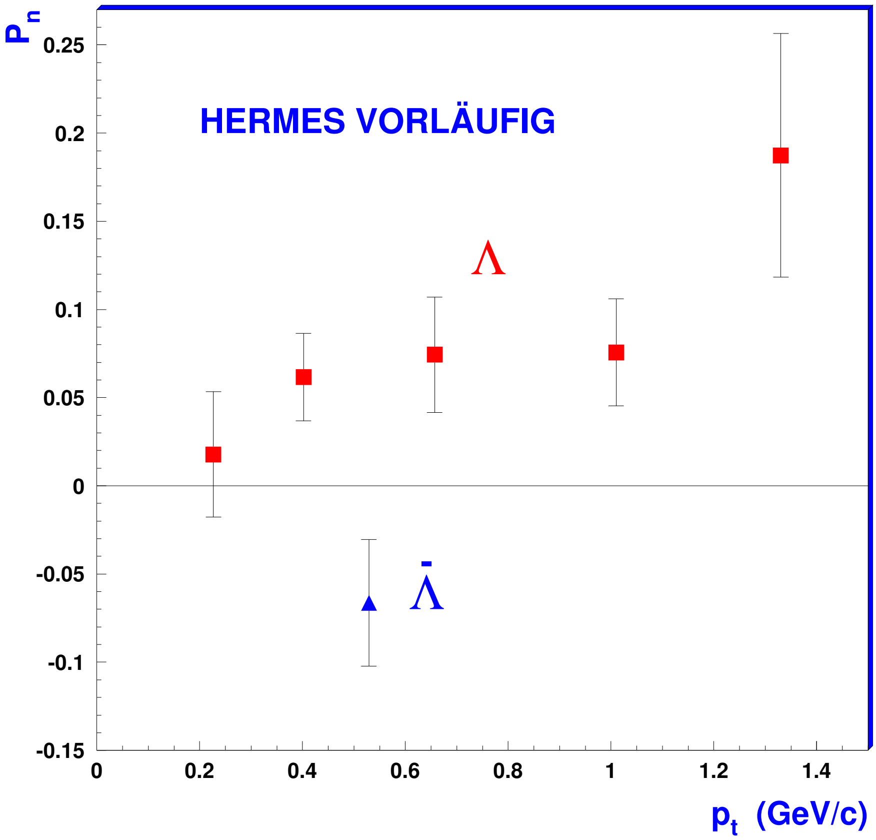

Abbildung 6.17.: Vorläufiges Ergebnis für die Λ^0– und $\bar{\Lambda}^0$–Polarisation transversal zur Produktionsebene in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T

7. Diskussion

7.1. Vergleich mit anderen Daten und theoretischen Modellen

7.1.1. Polarisierte Λ^0–Fragmentation

Wie in Kap. 1 bereits angeschnitten, existieren bisher keine ausreichenden Daten über die polarisierten Fragmentationsfunktionen $\Delta D_{\mathrm{q}}^{\Lambda^0}(z)$ des Λ^0-Hyperons. Neben Messungen transversaler Λ^0–Polarisation in Hadron–Hadron Streuung, über die nur schwer ein Zugang zur polarisierten Quarkfragmentation möglich ist, stammen die einzigen vorhandenen Daten über Polarisation in der Fragmentation in Λ^0–Hyperonen von den e^+e^-–Streuexperimente ALEPH [ALEPH:96] und OPAL [OPAL:98] am LEP bei der Z^0–Resonanz. Wie bereits in Kapitel 1.1.2 erwähnt, beobachten beide Experimente eine mittlere Polarisation von etwa -0.33 für Λ^0s aus Z^0–Zerfällen (vergl. Abb. 1.1 und Abb. 1.2). Damit scheint die Annahme einer Erhaltung der Spinvorzugsrichtung im Fragmentationsprozeß gesichert. Da in der e^+e^-–Streuung die u, d und s–Quarks etwa gleichhäufig erzeugt werden, sind mit diesen Messungen jedoch nur schwer die Beiträge der einzelnen Quarkflavor zur Polarisation, und damit zur Spinstruktur des Λ^0 zu bestimmen.
Obwohl der gemessene Wert mit der Annahme des einfachen Quark–Partonmodells, daß das s–Quark den gesamten Spin des Λ^0trägt, übereinstimmt, haben deFlorian, Stratmann und Vogelsang in [dFSV:98] gezeigt, daß die Daten auch mit anderen Modellannahmen für die polarisierten Fragmentationsfunktionen in Einklang sind.
Die Messung von Λ^0–Polarisation in der polarisierte Lepton–Nukleon Streuung bietet jedoch die Möglichkeit, zwischen verschiedenen Modellen zu unterscheiden, da hier die Streuung am u–Quark dominiert. Bei Erhaltung des Spins in der Fragmentation läßt sich somit von einer gemessenen Λ^0–Polarisation auf den Beitrag des u–Quarks zum Λ^0–Spin schließen. Abbildung 7.1 zeigt die Ergebnisse der

vorliegenden Arbeit für

$$\hat{Q}_{\mathrm{Str}} = \frac{\sum\limits_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) \Delta D_{\mathrm{q}}^{\Lambda^0}(z) \right]}{\sum\limits_{\mathrm{q}} \left[e_{\mathrm{q}}^2 q(x) D_{\mathrm{q}}^{\Lambda^0}(z) \right]} \approx \frac{\Delta D_{\mathrm{u}}^{\Lambda^0}(z)}{D_{\mathrm{u}}^{\Lambda^0}(z)} \tag{7.1}$$

im Vergleich zu den drei in [dFSV:98] entwickelten Modellen.

Szenario 1 stellt dabei das einfache Quark–Parton Modell, Szenario 2 das in Kap. 1 diskutierte Modell nach Burkardt und Jaffe [BJ:93, Jaf:96] mit negativen Beiträgen von u– und d–Quark zum Λ^0–Spin und Szenario 3 ein Modell mit gleichen Beiträgen aller leichten Quarkflavors zum Λ^0–Spin dar. Es sei angemerkt, daß in [dFSV:98] das extreme Szenario 3 das kleinste χ^2 für den Fit der LEP–Daten liefert.
In [BLT:99] haben Boros, Londergan und Thomas ein Modell für die Spinstruktur des Λ^0 und die polarisierten Fragmentationsfunktionen auf Basis von SU(3)– und SU(6)–Symmetriebrechung aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung entwickelt, welches ebenfalls die LEP–Daten gut beschreibt und eine mit z ansteigende positive Λ^0–Polarisation vorhersagt.

7.1.2. Σ^0–Kontamination

Da die Fragmentationsfunktionen $D_{\mathrm{q}}^{\Lambda^0}(z)$ und $\Delta D_{\mathrm{q}}^{\Lambda^0}(z)$ nur alle starken Kanäle mit Λ^0 im Endzustand beschreiben, besteht bei allen Messungen das Problem einer Kontamination von Λ^0–Teilchen aus dem Σ^0–Zerfall

$$\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \gamma\,. \tag{7.2}$$

Theoretisch können diese Λ^0zwar bei Nachweis des γ identifiziert werden, allerdings ist dies bei HERMES nicht möglich. MonteCarlo–Simulationen [1] zeigen, daß etwa 20% der Λ^0aus solchen Σ^0–Zerfällen stammen. Aufgrund der wenig präzisen Kenntnis selbst der unpolarisierten Λ^0-Fragmentationsfunktionen werden die Λ^0–Multiplizitäten bei HERMES allerdings etwa um einen Faktor 2 unterschätzt, so daß auch für den Σ^0–Anteil eine nicht unerhebliche Unsicherheit bleibt. Der Effekt der Σ^0–Zerfälle auf die Λ^0–Polarisation hängt zudem wiederum vom Modell

[1] Benutzt wurden dabei an die HERMES–Hadronmultiplizitäten, speziell die $\mathrm{K}_{\mathrm{s}}^0$–Multiplizitäten, angepaßte LUND–Fragmentationsparameter.

für die Σ^0–Polarisation ab. Geht man von u–Quark Dominanz und dem einfachen Quark–Parton Modell mit

$$\begin{aligned}
\Delta u_{\Sigma^0} &= \frac{2}{3}\,, && (7.3)\\
\Delta d_{\Sigma^0} &= \frac{2}{3} \quad \text{und} && (7.4)\\
\Delta s_{\Sigma^0} &= -\frac{1}{3} && (7.5)
\end{aligned}$$

und der Annahme, daß das s–Quark vom Zerfall (7.2) unbeeinflußt wird (Zuschauer–Quark) aus, folgt für die Polarisation P_{Λ^0} für Λ^0s aus dem Zerfall von Σ^0s mit der Polarisation P_{Σ^0} direkt:

$$P_{\Lambda^0} = -\frac{1}{3} P_{\Sigma^0}\,, \tag{7.6}$$

und es ergibt sich mit einem 20 %igem Anteil an Λ^0s aus Σ^0–Zerfällen ein Beitrag zur Spintransfer von etwa -0.04. Die Verwendung von SU$(3)_f$–Symmetrie und den Nukleondaten für g_1 liefert für die polarisierten Quarkverteilungen des Σ^0, analog zu denen des Λ^0 im Modell von Burkardt und Jaffe :

$$\begin{aligned}
\Delta u_{\Sigma^0} &= 0.33 \pm 0.04\,, && (7.7)\\
\Delta d_{\Sigma^0} &= 0.33 \pm 0.04 \quad \text{und} && (7.8)\\
\Delta s_{\Sigma^0} &= -0.46 \pm 0.04\,. && (7.9)
\end{aligned}$$

Somit ist zu erwarten, daß eine Korrektur auf die Ereignisse aus solchen Zerfällen dem Wert für den Λ^0–Spintransfer und damit für die polarisierten Fragmentationsfunktionen weiter ins Positive verschiebt. Eine ausführlichere Diskussion findet sich in [Sch:99]. Die Modellkurven in Abb. 7.1 berücksichtigen keine Ereignisse aus $\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \gamma$!

Auch in einer neueren Arbeit von Ashery und Lipkin [AL:99] wird, sowohl im Rahmen des Quark–Parton Modells als auch für ein SU$(3)_f$ Modell, ein positiver Beitrag aus dem Zerfall (7.2) zur Λ^0–Polarisation erwartet, der mit x_{Feynman} ansteigt.

7.2. Resumeé

Da, wie in Abb. 7.1 zu sehen, die statistische Präzision der vorliegenden semi–inklusiven HERMES–Daten noch unzureichend ist, und sich die Ergebnisse aus

den inklusiv rekonstruierten Λ^0s aufgrund des kleinen mittleren Q^2 von $Q^2 \approx 0.2$ wie in Kap. 2 erwähnt, einer Interpretation im Rahmen des einfachen Quark–Parton Modells als Fragmentationsfunktionen bzw. Quarkverteilungen entziehen, kann zur Zeit noch keines der Modelle aus [dFSV:98] ausgeschlossen werden.
Gezeigt werden konnte allerdings, daß HERMES in der Lage ist, mit Hilfe polarisierter tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung mit zunehmender Statistik einen erheblichen Beitrag zum Verständnis von Polarisationseffekten in der Fragmentation zu leisten, um so mehr, als der weitere Ausbau des Detektors die Akzeptanz für Λ^0 beträchtlich erhöht und eine besser Identifikation mit deutlich weniger Untergrund erlaubt.

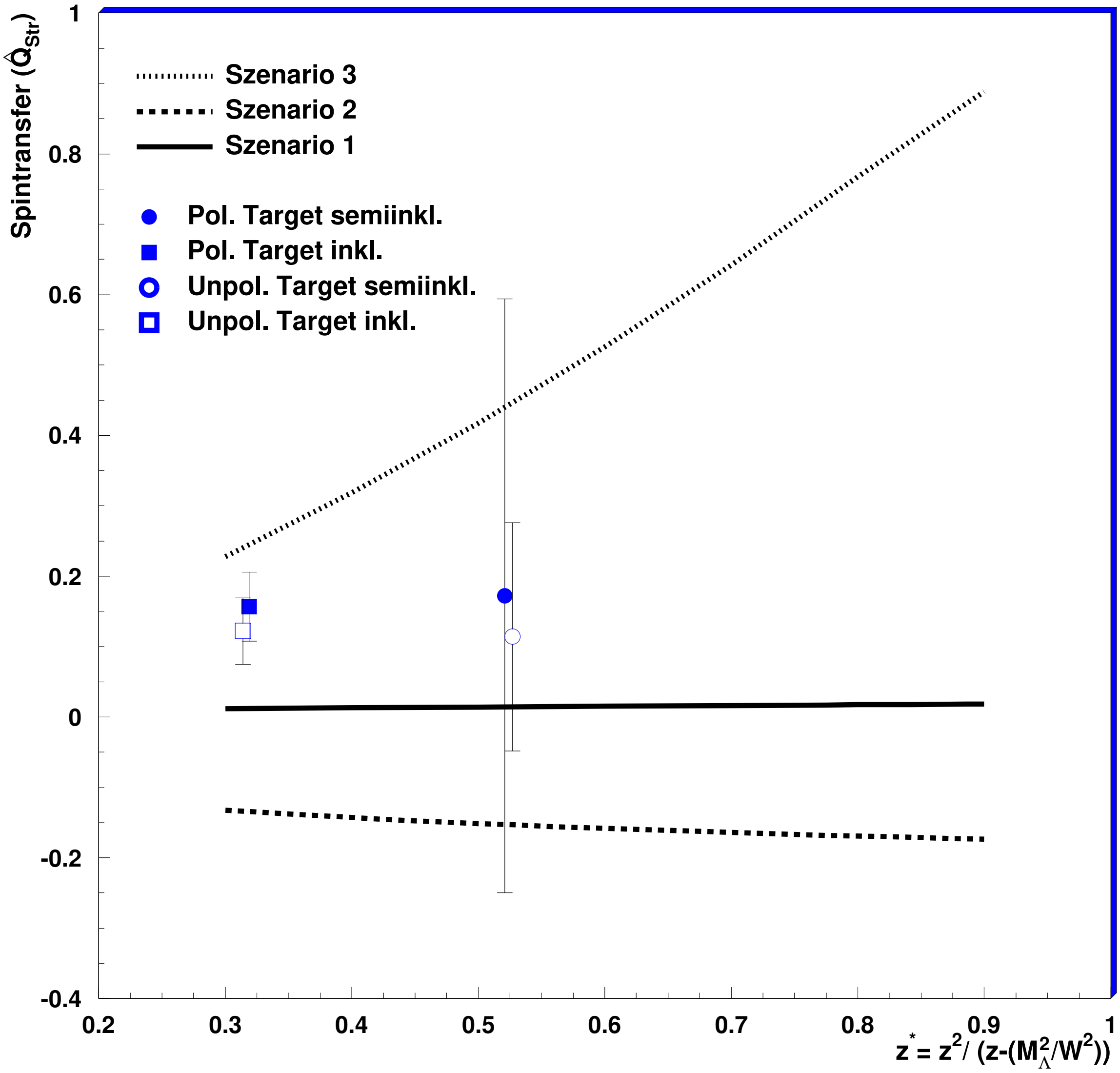

Abbildung 7.1.: Λ^0–Spintransfer im Vergleich zu theoretischen Modellen aus QCD–Analysen nach [dFSV:98]. Gezeigt ist in Abhängigkeit von $z' = E_h/(E_p(1-x))$ in Szenario 1 das einfache Quark–Parton Modell , in Szenario 2 die Erwartungen nach dem Modell von Burkardt und Jaffe [BJ:93, Jaf:96] mit negativen Beiträgen von u– und d–Quark zum Λ^0–Spin (vergl. Gl. (1.20)) und in Szenario 3 die Vorhersage eines Modells in welchem alle leichten Quarkflavors gleich zum Λ^0–Spin beitragen. Die Kinematik der inklusiven Ereignisse stammt aus Monte–Carlo Simulationen. Eingezeichnet sind nur statistische Fehler.

8. Ausblick

Seit August 1998 verfügt das HERMES–Spektrometer anstelle des Schwellen–Čerenkov–Detektors über einen ringförmig abbildenden Čerenkovzähler (*engl.* **R**ing **I**maging **Ch**erenkov, RICH) mit zwei Radiatormaterialien, SiO_2–Aerogel und C_4F_{10}–Gas. Mit Hilfe des RICH ist es nun möglich, Pionen, Protonen und Kaon über den gesamten kinematischen Bereich des Experimentes zu identifizieren. Damit können Λ^0 und $\bar{\Lambda}^0$ bei weniger scharfen Schnitten in den Datensatz besser identifiziert werden, wodurch sich ihre Nachweisrate und damit die Statistik erhöht. Außerdem kann die K_s–Kontamination praktisch komplett unterdrückt werden. Neben der hier vorgestellten Fragestellung wird die verbesserte Teilchenidentifikation auch die Möglichkeit der Untersuchung von $\bar{\Lambda}^0$–Produktionsasymmetrien und damit Zugriff auf die polarisierte Seequarkverteilung im Nukleon bieten.

Siliziumstreifenzähler („Λ^0–Räder"), die zur Zeit hinter der HERMES–Targetzelle radialsymmetrisch um das Strahlrohr montiert werden, erlauben es, Pionen mit so niedrigem Longitudinalimpuls, daß sie die Spurkammern des Spektrometers nicht erreichen, nachzuweisen. Damit können nicht nur vier– bis fünfmal mehr Λ^0–Ereignisse mit kurzen Spuren rekonstruiert werden, auch der Bereich der Targetfragmentation ($x_{\mathrm{Feynman}} < 0$) wird dadurch mit guter Statistik zugänglich.

Abbildung 8.1 zeigt die erwarteten Λ^0–Raten aus Monte–Carlo Simulationen nach Inbetriebnahme der Λ^0–Räder im Vergleich zu den Raten mit dem bisherigen Spektrometer. Neben der generell wesentlich besseren Statistik ist die deutliche Erweiterung des zugänglichen x_{Feynman} Bereichs zu negativen Werten zu sehen.

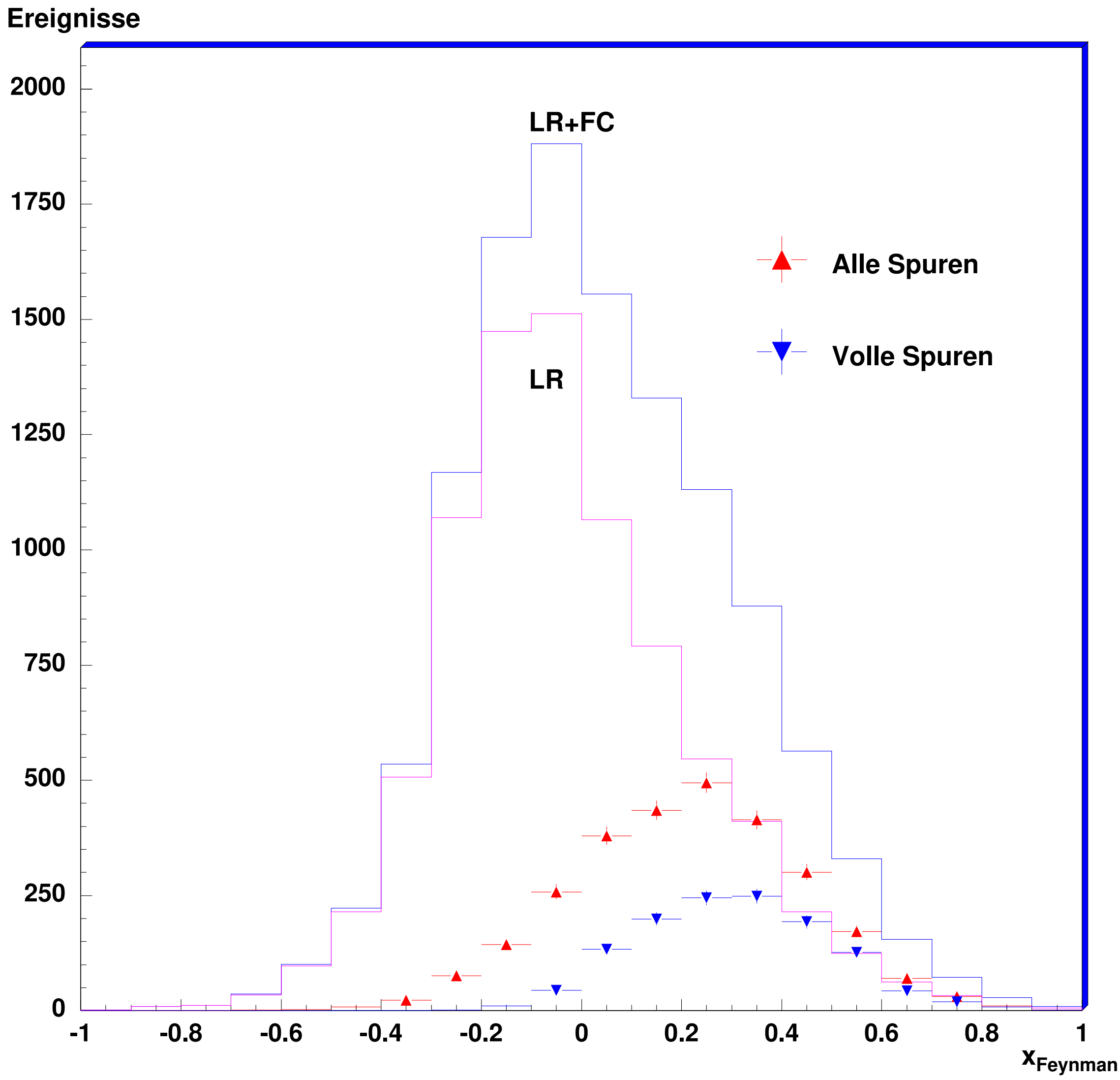

Abbildung 8.1.: Erwartete Λ^0–Raten für Λ^0–Räder in Abhängigkeit von x_{Feynman}. Gezeigt ist ein Monte–Carlo Vergleich der x_{Feynman}–Verteilungen mit dem bisherigen Spektrometer (Dreiecke) und den erwarteten Verteilungen nach Einbau der Λ^0–Räder (Histogramme), einmal für die Rekonstruktion der kurzen Spuren nur durch die Λ^0–Räder (LR), einmal unter zusätzlicher Verwendung der Frontkammern (LR+FC).

9. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Spintransfer auf Λ^0–Hyperonen in der Stromfragmentation in semi–inklusiver tiefinelastischer Streuung mit longitudinal polarisierten Positronen sowohl an unpolarisierten als auch longitudinal polarisierten Nukleonen untersucht. Verwendet wurden dazu die Daten des HERMES–Experiments am DESY in Hamburg aus den Jahren 1996 und 1997 im Bereich von $0.8 < Q^2$, $0.02 < x < 0.5$ und $0.2 \leq z$. Zur Vermeidung von akzeptanzbedingten Asymmetrien wurden Datensätze mit jeweils entgegengesetzter Polarisation von Strahl bzw. Target so kombiniert, daß die Summe über alle luminositätsgewichteten Polarisationen verschwindet. Das Ergebnis für den, von der Streuung an u–Quarks im Nukleon dominierten Spintransfer $\frac{\sum_q \left[e_q^2 q(x) \Delta D_q^{\Lambda^0}(z)\right]}{\sum_q \left[e_q^2 q(x) D_q^{\Lambda^0}(z)\right]} \approx \frac{\Delta D_u^{\Lambda^0}(z)}{D_u^{\Lambda^0}(z)}$ ist mit Null und damit mit der Erwartung aus dem einfachen Quark–Parton Modell verträglich. Allerdings können aufgrund der beschränkten Statistik andere Modelle nicht signifikant ausgeschlossen werden.
Die ebenfalls in der vorliegenden Arbeit analysierten Ereignisse, bei welchen kein Positron in Koinzidenz zu den Λ^0–Zerfallsprodukten im HERMES–Detektor nachgewiesen wurde, weisen zwar eine wesentlich höhere Statistik auf, aber aufgrund des kleinen mittleren Q^2 von 0.21 ist ihre Interpretation im Rahmen des einfachen Quark–Parton Modells zumindest fraglich. Für den Spintransfer des Leptonstrahls auf das auslaufende Λ^0–Hyperon ergab sich für diesen Datensatz $0.122 \pm 0.047 \pm 0.05$.
Gezeigt werden konnte allerdings, daß HERMES in der Lage ist, mit Hilfe polarisierter tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung mit zunehmender Statistik wesentlich zum Verständnis von Polarisationseffekten in der Fragmentation und zur Bestimmung des Beitrags einzelner Quarkflavor zur Spinstruktur des Λ^0 beizutragen.

A. Berechnung der Polarisationstransferkoeffizienten

A.1. Daten mit unpolarisiertem Target

Für den Fall der Streuung eines longitudinal polarisierten Positronenstrahls an einem unpolarisierten Target ($P_{\mathrm{Tar}} = 0$) ergibt sich die Λ^0–Polarisation aus Gl. (4.18) zu:

$$P_\Lambda \quad = \quad P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}} \,. \tag{A.1}$$

und für die differentiellen Zählraten folgt damit aus Gl. (4.4):

$$\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\mathrm{P}} dt} \quad = \quad \mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma_{00}\left(\varepsilon,\lambda\right)}{d\varepsilon d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\mathrm{P}}\right) \cdot \left(1 + \beta P_{\mathrm{Str}} D(y) \hat{Q}_{\mathrm{Str}} \cos\theta_{\mathrm{P}}\right) \,. \tag{A.2}$$

$$\frac{d\sigma^\Lambda\left(\varepsilon,\lambda\right)}{d\varepsilon d\lambda} = \frac{d\sigma_{00}\left(\varepsilon,\lambda\right)}{d\varepsilon d\lambda} \tag{A.3}$$

folgt hierbei direkt aus Gl. (2.56) mit $P_{\mathrm{Tar}} = 0$.

Die Integration liefert:

$$N_\Lambda = N_\Lambda^0 \cdot \left(1 + ||P_{\mathrm{Str}}|| \beta \left\langle D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}} \right\rangle\right) \tag{A.4}$$

mit

$$N_\Lambda^0 = \int \mathcal{L}(t) dt \int \frac{d\sigma_{00}\left(\varepsilon,\lambda\right)}{d\varepsilon d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\mathrm{P}}\right) d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\mathrm{P}} \tag{A.5}$$

und den Definitionen:

$$||P_{\mathrm{Str}}|| \quad = \quad \frac{1}{L} \int \mathcal{L}(t) P_{\mathrm{Str}}(t) dt \,, \tag{A.6}$$

$$\left\langle D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}} \right\rangle \quad = \quad \frac{L}{N_\Lambda^0} \int \frac{d\sigma_{00}\left(\varepsilon,\lambda\right)}{d\varepsilon d\lambda} \alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\mathrm{P}}\right) D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}} d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\mathrm{P}} \,, \tag{A.7}$$

$$L \quad = \quad \int \mathcal{L}(t) dt \,. \tag{A.8}$$

Damit ergibt sich eine normierte Wahrscheinlichkeitsfunktion für den Nachweis eines Λ^0 zu:

$$\frac{d\omega(t)}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\mathrm{P}} dt} = \frac{1}{N_\Lambda} \cdot \frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\mathrm{P}} dt} \tag{A.9}$$

$$= \frac{\mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma_{00}(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon\, d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right) \cdot \left(1 + \beta P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right)}{N_\Lambda^0 \cdot \left(1 + \|P_{\mathrm{Str}}\| \cdot \beta \left\langle D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle\right)}, \tag{A.10}$$

Das Integral über $d\omega(t)$ kann benutzt werden, um über beliebige experimentell gemessene, von Zeit und Kinematik abhängige Größen $X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right)$ zu mitteln.
Für diese Mittelung wird im weiteren folgende abkürzende Schreibweise benutzt:

$$\left\{X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right)\right\} = \int d\omega(t) X = \frac{1}{N_\Lambda} \sum_{\mathrm{i}=1}^{N_\Lambda} X_{\mathrm{i}}\,, \tag{A.11}$$

wobei X_{i} der Wert von X für das i–te Λ ist.

Betrachtet man für $X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right)$ eine Größe, bei der sich die gesamte Zeitabhängigkeit in einem Faktor abseparieren läßt, also z. B. :

$$\begin{aligned} X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right) &= P_{\mathrm{Str}}(t) \cdot F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right) \\ &= P_{\mathrm{Str}}(t) \cdot \cos\theta_{\mathrm{P}}\,, \end{aligned}$$

so ergibt sich aus Gl. (A.10) mit den Beziehungen (A.6), (A.7) und (A.11):

$$\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} = \frac{\|P_{\mathrm{Str}}\| \left\langle\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\rangle + \|P_{\mathrm{Str}}^2\| \beta \left\langle D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle}{1 + \|P_{\mathrm{Str}}\| \beta \left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle}\,. \tag{A.12}$$

Wählt man nun den zu analysierenden Datensatz so, daß das Integral über die luminositätsgewichtete Strahlpolarisation verschwindet,

$$\|P_{\mathrm{Str}}\| = \frac{1}{L} \int \mathcal{L}(t) P_{\mathrm{Str}}(t) dt = 0\,, \tag{A.13}$$

so folgt für eine jede Größe $X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right) = F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)$, die nur von der Kinematik, aber nicht von der Zeit abhängt:

$$\left\{F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)\right\} = \frac{\left\langle F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)\right\rangle + \|P_{\mathrm{Str}}\| \beta \left\langle F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right) D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle}{1 + \|P_{\mathrm{Str}}\| \beta \left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle} \tag{A.14}$$

$$= \left\langle F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)\right\rangle\,. \tag{A.15}$$

Damit kann bei Erfüllung von Gl. (A.13) für alle zeitunabhängigen Größen das Integral $\langle \ldots \rangle$ aus Definition (A.7), welches die unbekannte Akzeptanzfunktion enthält, durch die Summe $\{\ldots\}$ über alle Λ^0–Ereignisse aus Gl. (A.11) ersetzt werden. Insbesondere folgt aus Gl. (A.12):

$$\begin{aligned} \{P_{\rm Str}(t)\cos\theta_{\rm P}\} &= \|P^2_{\rm Str}\|\beta\left\langle D(y)\cos^2\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Str}\right\rangle && \text{(A.16)}\\ &= \|P^2_{\rm Str}\|\beta\left\{D(y)\cos^2\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Str}\right\} && \text{(A.17)}\\ &= \beta\hat{Q}_{\rm Str}\|P^2_{\rm Str}\|\left\{D(y)\cos^2\theta_{\rm P}\right\} && \text{(A.18)}\end{aligned}$$

bzw.

$$\frac{1}{N_\Lambda}\sum_{\rm i=1}^{N_\Lambda}P_{\rm Str,i}\cos\theta_{\rm P,i} = \beta\hat{Q}_{\rm Str}\|P^2_{\rm Str}\|\frac{1}{N_\Lambda}\sum_{\rm i=1}^{N_\Lambda}D(y_{\rm i})\cos^2\theta_{\rm P,i}\ , \qquad \text{(A.19)}$$

womit sich schließlich Gl. (4.22) ergibt:

$$\hat{Q}_{\rm Str} = \frac{\sum\limits_{\rm i=1}^{N_\Lambda}P_{\rm Str,i}\cos\theta_{\rm P,i}}{\beta\|P^2_{\rm Str}\|\sum\limits_{\rm i=1}^{N_\Lambda}D(y_{\rm i})\cos^2\theta_{\rm P,i}}\ . \qquad \text{(A.20)}$$

A.2. Daten mit polarisiertem Target

Für den Fall longitudinaler Polarisation sowohl des Positronenstrahls als auch des Targets ergeben sich die differentiellen Zählraten analog zu Gl. (A.2), allerdings mit P_Λ aus Gl. (4.18):

$$\begin{aligned}\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\rm P}dt} &= \mathcal{L}(t)\cdot\frac{d\sigma^\Lambda(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon d\lambda}\cdot\alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\rm P}\right)\times\\ &\quad\times\left(1+\beta\cdot\frac{P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm Str}-P_{\rm Tar}\cdot\hat{Q}_{\rm Tar}}{1-P_{\rm Tar}P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar}}\cos\theta_{\rm P}\right)\ . && \text{(A.21)}\end{aligned}$$

Einsetzen von Beziehung (2.56) und kürzen von $\left(1-P_{\rm Tar}P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar}\right)$ ergibt:

$$\begin{aligned}\frac{dN_\Lambda}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\rm P}dt} &= \mathcal{L}(t)\cdot\frac{d\sigma_{00}(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon d\lambda}\cdot\alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\rm P}\right)\times\\ \times\ &\left(1-P_{\rm Tar}P_{\rm Str}D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar}-P_{\rm Tar}\beta\cos\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Tar}+P_{\rm Str}D(y)\beta\cos\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Str}\right)\ .\end{aligned} \qquad \text{(A.22)}$$

Integration über $d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\rm P}dt$ liefert mit den Definitionen aus den Gleichungen (A.5), (A.6) und (A.7)

$$\begin{aligned}N_\Lambda &= N^0_\Lambda\cdot\Big(1-\|P_{\rm Str}P_{\rm Tar}\|\left\langle D(y)\cdot\hat{Q}_{\rm StrTar}\right\rangle\\ &\qquad+\|P_{\rm Str}\|\cdot\beta\left\langle D(y)\cos\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Str}\right\rangle\\ &\qquad-\|P_{\rm Tar}\|\cdot\beta\left\langle\cos\theta_{\rm P}\cdot\hat{Q}_{\rm Tar}\right\rangle\Big)\ . && \text{(A.23)}\end{aligned}$$

Für die analog zu Gl. (A.9) definierte Wahrscheinlichkeitsfunktion, ein Lambda zu detektieren, erhält man anstelle von Gl. (A.10):

$$\frac{d\omega(t)}{d\varepsilon d\lambda d\Omega_{\mathrm{P}} dt} = \frac{\mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma_{00}(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon\, d\lambda} \cdot \alpha\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)}{N_{\Lambda}^{0}} \times$$
$$\times \frac{\left(1 - P_{\mathrm{Tar}} P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} - P_{\mathrm{Tar}} \beta \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Tar}} + P_{\mathrm{Str}} \beta D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right)}{\left(1 - \|P_{\mathrm{Str}} P_{\mathrm{Tar}}\| \left\langle D(y) \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle + \|P_{\mathrm{Str}}\| \beta \left\langle D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle - \|P_{\mathrm{Tar}}\| \beta \left\langle \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle\right)} \tag{A.24}$$

$$= \frac{\mathcal{L}(t) \cdot \frac{d\sigma_{00}(\varepsilon,\lambda)}{d\varepsilon\, d\lambda} \alpha\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)}{N_{\Lambda}^{0}} \times$$
$$\times \frac{\left(1 - P_{\mathrm{Tar}} P_{\mathrm{Str}} D(y) \cdot \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} - P_{\mathrm{Tar}} \beta \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Tar}} + P_{\mathrm{Str}} \beta D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right)}{(1 - \mathcal{A})} . \tag{A.25}$$

Wobei folgende Abkürzung definiert wurde:

$$\mathcal{A} = \left(\|P_{\mathrm{Str}} P_{\mathrm{Tar}}\| \left\langle D(y) \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle - \|P_{\mathrm{Str}}\| \beta \left\langle D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle + \|P_{\mathrm{Tar}}\| \beta \left\langle \cos\theta_{\mathrm{P}} \cdot \hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle\right) . \tag{A.26}$$

Wiederum kann $d\omega(t)$ benutzt werden, um über beliebige, von Zeit und Kinematik abhängige Größen $X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right)$ zu mitteln.
Zerlegt man $X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right)$ wieder in einen zeitabhängigen Term $P_k(t)$ und einen Term $F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)$, der nur von den kinematischen Größen abhängt:

$$\left\{X\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}, t\right)\right\} = P_k(t) \cdot F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right) , \tag{A.27}$$

so ergibt sich aus Gl. (A.10) mit den Beziehungen (A.6), (A.7) und (A.11):

$$\left\{P_k(t) \cdot F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)\right\} = \tag{A.28}$$
$$\frac{1}{(1+\mathcal{A})} \cdot \left(\|P_k\| \langle F \rangle - \|P_k P_{\mathrm{Str}} P_{\mathrm{Tar}}\| \left\langle F \cdot D(y) \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle + \right.$$
$$\left. + \|P_k P_{\mathrm{Str}}\| \beta \left\langle F \cdot D(y) \cos\theta_{\mathrm{P}} \hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle - \|P_k P_{\mathrm{Tar}}\| \beta \left\langle F \cdot \cos\theta_{\mathrm{P}} \hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle\right) .$$

Betrachtet man nur die Funktion $F = F\left(\varepsilon, \lambda, \vec{k}_{\mathrm{P}}\right)$ unabhängig von t, folgt:

$$\left\{F\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\mathrm{P}}\right)\right\} = \tag{A.29}$$

$$\frac{1}{(1-\mathcal{A})}\cdot\Big(\langle F\rangle - ||P_{\mathrm{Str}}P_{\mathrm{Tar}}||\left\langle F\cdot D(y)\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle +$$

$$||P_{\mathrm{Str}}||\beta\left\langle F\cdot D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle - ||P_{\mathrm{Tar}}||\beta\left\langle F\cdot\cos\theta_{\mathrm{P}}\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle\Big)\ .$$

Wählt man nun den Datensatz analog zu Gl. (A.13) so, daß

$$||P_{\mathrm{Str}}|| \equiv ||P_{\mathrm{Tar}}|| \equiv ||P_{\mathrm{Str}}P_{\mathrm{Tar}}|| \equiv 0 \tag{A.30}$$

erfüllt ist, so gilt:

$$\mathcal{A} = 0\ , \tag{A.31}$$

und damit läßt sich wieder das Integral $\langle\ldots\rangle$ mit der unbekannten Akzeptanzfunktion durch die Summe $\{\ldots\}$ über alle Λ^0–Ereignisse ersetzen:

$$\left\{F\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\mathrm{P}}\right)\right\} = \langle F\rangle = \frac{1}{N_\Lambda}\sum_{\mathrm{i}=1}^{N_\Lambda} F_{\mathrm{i}}\ . \tag{A.32}$$

Um drei Gleichungen für die gesuchten Größen $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$, $\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}$ und $\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}$ zu erhalten, wird nun über $P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}$, $P_{\mathrm{Tar}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}$ und $P_{\mathrm{Str}}(t)\cdot P_{\mathrm{Tar}}(t)$ gemittelt.

$$\begin{aligned}\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} &= \frac{1}{(1-\mathcal{A})}\times\\ &\times\Big(||P_{\mathrm{Str}}||\langle\cos\theta_{\mathrm{P}}\rangle - ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}^2||\left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle -\\ &-||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\beta\left\langle\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle + ||P_{\mathrm{Str}}^2||\beta\left\langle D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle\Big)\ ,\end{aligned} \tag{A.33}$$

$$\begin{aligned}\{P_{\mathrm{Tar}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} &= \frac{1}{(1-\mathcal{A})}\times\\ &\times\Big(||P_{\mathrm{Tar}}||\langle\cos\theta_{\mathrm{P}}\rangle - ||P_{\mathrm{Tar}}^2\cdot P_{\mathrm{Str}}||\left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle -\\ &-||P_{\mathrm{Tar}}^2||\beta\left\langle\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle + ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\beta\left\langle D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle\Big)\ ,\end{aligned} \tag{A.34}$$

$$\begin{aligned}\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cdot P_{\mathrm{Tar}}(t)\} &= \frac{1}{(1-\mathcal{A})}\times\\ &\times\Big(||P_{\mathrm{Str}}\cdot P_{\mathrm{Tar}}|| - ||P_{\mathrm{Tar}}^2\cdot P_{\mathrm{Str}}^2||\left\langle D(y)\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle -\\ &-||P_{\mathrm{Tar}}^2\cdot P_{\mathrm{Str}}||\beta\left\langle\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle + ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}^2||\beta\left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle\Big)\ ,\end{aligned} \tag{A.35}$$

wobei wieder die Definition aus Gl. (A.11) verwendet wurde.

Mit Gl. (A.30) und Berücksichtigung von Gl. (A.32), die erlaubt $\langle ... \rangle$ durch $\{...\}$ zu ersetzen, vereinfachen sich die Beziehungen (A.33), (A.34) und (A.35) zu:

$$\begin{aligned}
\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} &= \left(-\|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle + \|P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\langle D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle\right)\\
&= \left(-\|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\} + \|P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\{D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\}\right)\\
&= \left(-\|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} + \|P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\{D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right),
\end{aligned} \tag{A.36}$$

$$\begin{aligned}
\{P_{\mathrm{Tar}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} &= \left(-\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle - \|P^2_{\mathrm{Tar}}\|\beta\left\langle \cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle\right)\\
&= \left(-\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\} - \|P^2_{\mathrm{Tar}}\|\beta\left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\}\right)\\
&= \left(-\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} - \|P^2_{\mathrm{Tar}}\|\beta\left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right),
\end{aligned} \tag{A.37}$$

$$\begin{aligned}
\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cdot P_{\mathrm{Tar}}(t)\} &= \left(-\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\left\langle D(y)\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\rangle -\right.\\
&\quad \left. -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\langle\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\rangle + \|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\langle D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\rangle\right)\\
&= \left(-\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\left\{D(y)\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}\right\} -\right.\\
&\quad \left. -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}\right\} + \|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right\}\right)\\
&= \left(-\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\left\{D(y)\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} -\right.\\
&\quad \left. -\|P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Tar}} + \|P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}\|\beta\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\cdot\hat{Q}_{\mathrm{Str}}\right),
\end{aligned} \tag{A.38}$$

und sind somit unabhängig von der Detektorakzeptanzfunktion $\alpha\left(\varepsilon,\lambda,\vec{k}_{\mathrm{P}}\right)$ im Integral $\langle ... \rangle$ aus Definition (A.7).

Damit ist das Gleichungssystem

$$\mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} \hat{Q}_{\mathrm{Str}} \\ \hat{Q}_{\mathrm{Tar}} \\ \hat{Q}_{\mathrm{StrTar}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \{P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} \\ \{P_{\mathrm{Tar}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\} \\ \{P_{\mathrm{Str}}(t)\cdot P_{\mathrm{Tar}}(t)\} \end{pmatrix} \tag{A.39}$$

mit der Matrix

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} ||P^2_{\mathrm{Str}}||\beta\left\{D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\} & 0 & -||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} \\ 0 & -||P^2_{\mathrm{Tar}}||\beta\left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\} & -||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} \\ ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\beta\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} & -||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\beta\left\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} & -||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\right\} \end{bmatrix} \tag{A.40}$$

für $\hat{Q}_{\mathrm{Str}}$, $\hat{Q}_{\mathrm{Tar}}$ und $\hat{Q}_{\mathrm{StrTar}}$ zu lösen.

Als Lösungen für Gl. (A.39) ergeben sich unter Benutzung der Abkürzung:

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= ||P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}||P^2_{\mathrm{Tar}}||\left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\right\} - \\ &\quad ||P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\left\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} - \\ &\quad ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}||P^2_{\mathrm{Tar}}||\left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} \\ &= \frac{1}{N^3_\Lambda}\cdot\Bigg[||P^2_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)||P^2_{\mathrm{Tar}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\right) - \\ &\quad ||P^2_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) - \\ &\quad ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)||P^2_{\mathrm{Tar}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}||\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{A.41}$$

$$
\begin{aligned}
\hat{Q}_{\mathrm{Str}} = \frac{1}{\beta\cdot\mathcal{P}} \quad \cdot \quad & \left[\left(||P^2_{\mathrm{Tar}}||||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}|| \left\{D(y)\right\}\left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\} - \right.\right. \\
& -||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||^2 \left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\left\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\Big) \cdot \left\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} + \\
& + \Big(||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}|| \left\{\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\left\{P_{\mathrm{Tar}}(t)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\} - \\
& \left.\left. -||P^2_{\mathrm{Tar}}|| \left\{\cos^2\theta_{\mathrm{P}}\right\}\left\{P_{\mathrm{Str}}(t)\cdot P_{\mathrm{Tar}}(t)\right\}\right) \cdot ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}|| \left\{D(y)\cos\theta_{\mathrm{P}}\right\}\right] \\
= \frac{1}{\beta\cdot\mathcal{P}} \quad \cdot \quad & \left[\left(||P^2_{\mathrm{Tar}}||||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}|| \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\right) \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) - \right.\right. \\
& \left. -||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||^2 \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)\right) \cdot \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} P_{\mathrm{Str,i}}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) + \\
& + \left(||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}|| \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} P_{\mathrm{Tar,i}}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) - \right. \\
& \left.\left. -||P^2_{\mathrm{Tar}}|| \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} P_{\mathrm{Str,i}}\cdot P_{\mathrm{Tar,i}}\right)\right) \cdot ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}|| \frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)\right] \\
= \frac{1}{\beta\cdot\mathcal{P}}\cdot\frac{1}{N^3_\Lambda} \quad \cdot \quad & \left[\left(||P^2_{\mathrm{Tar}}||||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}|| \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\right) \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) - \right.\right. \\
& \left. -||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}||^2 \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)\right) \cdot \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} P_{\mathrm{Str,i}}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) + \\
& + \left(||P^2_{\mathrm{Tar}}\cdot P_{\mathrm{Str}}|| \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} P_{\mathrm{Tar,i}}\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) - \right. \\
& \left.\left. -||P^2_{\mathrm{Tar}}|| \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right) \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} P_{\mathrm{Str,i}}\cdot P_{\mathrm{Tar,i}}\right)\right) \cdot ||P_{\mathrm{Tar}}\cdot P^2_{\mathrm{Str}}|| \left(\sum_{\mathrm{i}}^{N_\Lambda} D_{\mathrm{i}}(y)\cos_{\mathrm{i}}\theta_{\mathrm{P}}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{A.42}
$$

$$
\begin{aligned}
\hat{Q}_{\text{Tar}} = \frac{1}{\beta\cdot\mathcal{P}} \quad \cdot \quad & \Big[\Big(-\|P_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|^2 \left\{D(y)\cos\theta_{\text{P}}\right\}^2 + \\
& + \|P^2_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|\|P^2_{\text{Str}}\| \left\{D(y)\right\}\left\{D(y)\cos^2\theta_{\text{P}}\right\}\Big)\cdot\left\{P_{\text{Tar}}(t)\cos\theta_{\text{P}}\right\} + \\
& + \big(\|P_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\text{P}}\right\}\left\{P_{\text{Str}}(t)\cos\theta_{\text{P}}\right\} - \\
& - \|P^2_{\text{Str}}\|\left\{D(y)\cos^2\theta_{\text{P}}\right\}\left\{P_{\text{Str}}(t)\cdot P_{\text{Tar}}(t)\right\}\big)\cdot\|P^2_{\text{Tar}}\cdot P_{\text{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\text{P}}\right\}\Big] \\
= \frac{1}{\beta\cdot\mathcal{P}}\cdot\frac{1}{N^3_\Lambda} \quad \cdot \quad & \left[\left(-\|P_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|^2\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)^2 + \right.\right. \\
& + \|P^2_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|\|P^2_{\text{Str}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos^2_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\Bigg)\cdot\frac{1}{N_\Lambda}\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} P_{\text{Tar,i}}\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right) + \\
& + \left(\|P_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} P_{\text{Str,i}}\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right) - \right. \\
& \left.\left. - \|P^2_{\text{Str}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos^2_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} P_{\text{Str,i}}\cdot P_{\text{Tar,i}}\right)\right)\cdot\|P^2_{\text{Tar}}\cdot P_{\text{Str}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{A.43}
$$

$$
\begin{aligned}
\hat{Q}_{\text{StrTar}} = \frac{1}{\mathcal{P}} \quad \cdot \quad & \Big[\|P^2_{\text{Str}}\|\|P^2_{\text{Tar}}\|\left\{D(y)\cos^2\theta_{\text{P}}\right\}\left\{\cos^2\theta_{\text{P}}\right\}\left\{P_{\text{Str}}(t)\cdot P_{\text{Tar}}(t)\right\} + \\
& \|P^2_{\text{Tar}}\|\|P_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|\left\{D(y)\cos\theta_{\text{P}}\right\}\left\{\cos^2\theta_{\text{P}}\right\}\left\{P_{\text{Str}}(t)\cos\theta_{\text{P}}\right\} + \\
& \|P^2_{\text{Str}}\|\|P^2_{\text{Tar}}\cdot P_{\text{Str}}\|\left\{D(y)\cos^2\theta_{\text{P}}\right\}\left\{\cos\theta_{\text{P}}\right\}\left\{P_{\text{Tar}}(t)\cos\theta_{\text{P}}\right\}\Big] \\
= \frac{1}{\mathcal{P}}\cdot\frac{1}{N^3_\Lambda} \quad \cdot \quad & \left[\|P^2_{\text{Str}}\|\|P^2_{\text{Tar}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos^2_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} P_{\text{Str,i}}\cdot P_{\text{Tar,i}}\right) + \right. \\
& \|P^2_{\text{Tar}}\|\|P_{\text{Tar}}\cdot P^2_{\text{Str}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda}\cos^2_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} P_{\text{Str,i}}\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right) + \\
& \left.\|P^2_{\text{Str}}\|\|P^2_{\text{Tar}}\cdot P_{\text{Str}}\|\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} D_{\text{i}}(y)\cos^2_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda}\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\left(\sum_{\text{i}}^{N_\Lambda} P_{\text{Tar,i}}\cos_{\text{i}}\theta_{\text{P}}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{A.44}
$$

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[A+:80] V. Ammosov et al., *Properties of K0 and Lambda Inclusive Production in Charged Current Anti-Neutrino - Nucleon Interactions*, Nucl. Phys. **B162**, 205 (1980).

[A+:83] D. Allasia et al., *Production of Neutral Strange Particles in Anti-Muon- Neutrino d-2 and Muon-Neutrino d-2 Charged Current Interactions*, Nucl. Phys. **B224**, 1 (1983).

[A+:98] A. Andreev et al., *Multiwire proportional chambers in the HERMES experiment.*, HERMES Internal Note 98-012, 1998.

[AL:99] D. Ashery and H. J. Lipkin, *Expected polarization of Lambda particles produced in deep inelastic polarized lepton scattering*, hep-ph/9908355, 1999.

[ALEPH:96] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), *Measurement of Lambda polarization from Z decays*, Phys. Lett. **B374**, 319 (1996).

[B+:82] P. Bosetti et al., *Strange Particle Production in Neutrino and Anti-Neutrino Neon Interactions*, Nucl. Phys. **B209**, 29 (1982).

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

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

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

[B$^+$:95b] S. Bernreuther et al., *Design and Performance of the Large Hermes Drift chambers*, Nucl. Instr. Meth. **A367**, 96 (1995).

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

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

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

[Ber:95] S. Bernreuther, *Das Hermes–Driftkammersystem BC1/2*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.

[BJ:93] M. Burkardt and R. Jaffe, *Polarized $q \to \Lambda$ Fragmentation Functions from $e^+e^- \to \Lambda + X$*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2537 (1993).

[BLT:99] C. Boros, J. T. Londergan and A. W. Thomas, *Structure and production of Lambda baryons*, hep-ph/9908260, 1999.

[C$^+$:78] I. Cohen et al., *Inclusive K0(S) and Lambda Electroproduction*, Phys. Rev. Lett. **40**, 1614 (1978).

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

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

[dFSV:98] D. de Florian, M. Stratmann and W. Vogelsang, *QCD analysis of unpolarized and polarized Lambda baryon production in leading and next-to-leading order*, Phys. Rev. **D57**, 5811 (1998).

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

[E665:94] M. R. Adams et al. (E665 Collaboration), *Production of neutral strange particles in muon - nucleon scattering at 490-GeV*, Z. Phys. **C61**, 539 (1994).

[EKK:96] J. Ellis, D. Khaarzeev and A. Kotzinian, *The Proton Spin Puzzle and Λ Polarization in Deep-Inelastic Scattering*, Z. Phys. **C69**, 467 (1996).

[EMC:84] M. Arneodo et al. (EMC Collaboration), *Quark and Diquark Fragmentation into Neutral Strange Particles as Observed in Muon–Proton Interactions at 280 GeV*, Phys. Lett. **B145**, 156 (1984).

[EMC:87] M. Arneodo et al. (EMC Collaboration), *Strangeness Production in Deep Inelastic Muon Nucleon Scattering at 280 GeV*, Z.Phys. **C34**, 283 (1987).

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

[G$^+$:82] H. Grässler et al., *Inclusive Neutral Strange Particle Production in Neutrino p Interactions*, Nucl. Phys. **B194**, 1 (1982).

[H1:96] S. Aid et al. (H1 Collaboration), *Strangeness production in deep inelastic positron - proton scattering at HERA*, Nucl. Phys. **B480**, 3 (1996).

[H1:97] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), *Photoproduction of K0 and Lambda at HERA and a comparison with deep inelastic scattering*, Z. Phys. **C76**, 213 (1997).

[Hel:92] K. Heller, *Spin Effects at High Energies –A Tool to Investigate the Strong Interaction–*, in *Proc. of the seventh Lake Louise Winter Institute*, Chateau Lake Louise, Canada, 1992.

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

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

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

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

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

[HERMES:99] K. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of longitudinal spin transfer to Λ Hyperons in deep inelastic lepton scattering*, hep-ex/9911017, DESY-99-151 (1999), submitted to Phys. Lett. B.

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

[J$^+$:85] G. Jones et al., Z.Phys. **C28**, 23 (1985).

[Jaf:96] R. L. Jaffe, *Polarized Lambdas in the Current Fragmentation Region*, Phys. Rev. **D54**, R6581 (1996).

[Kai:97a] R. B. Kaiser, *Measurement of the Spin Structure of the Neutron using Polarised Deep Inelastic Scattering*, Dissertation, Simon Fraser University, 1997.

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

[KBvH:98] A. Kotzinian, A. Bravar and D. von Harrach, *Λ and $\bar{\Lambda}$ Polarization in Lepton Induced Process*, Eur. Phys. J. **C2**, 329 (1998).

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

[LM:95] W. Lu and B. Ma, *The Strange Quark Spin of the Proton in Semi-inclusive Lambda Leptoproduction*, Phys. Lett. **B357**, 419 (1995).

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

[M.S:99] M.Sutter, *persönliche Mitteilung*, 1999.

[MT:95] W. Melnitchouk and A. W. Thomas, *Meson Cloud of the Nucleon in Polarized Semi-Inclusive Deep-Inelastic Scattering*, Z. Phys. **A353**, 311 (1995).

[MT:96] P. J. Mulders and R. D. Tangerman, *The complete tree-level result up to order $1/Q$ for polarized deep-inelastic leptoproduction*, Nucl. Phys. **B461**, 197 (1996).

[Nza:95] M. Nzar, *Quark fragmentation functions in a diquark model for proton an Λ hyperon production*, Phys. Rev. **D51**, 32 (1995).

[OPAL:98] K. Ackerstaff et al. (OPAL Collaboration), *Polarization and forward - backward asymmetry of Lambda baryons in hadronic Z0 decays*, Eur. Phys. J. **C2**, 49 (1998).

[Par:98] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998).

[S.B:99] S.Belostotski, *Strange particle production and Lambda polarization*, (1999), Talk at 7th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 99), Zeuthen, Germany, April 19-23, 1999.

[Sch:99] G. Schnell, *Longitudinal Polarization of the Λ in Deep-Inelastic Scattering of Polarized Positrons from Nucleons*, Dissertation, New Mexico State University Las Cruces, New Mexico, 1999.

[Sj 95] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 physics and manual*, LU TP 95-20; CERN TH 7112-93, 1995.

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

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

[WA59:92] S. Willocq et al. (WA59 Collaboration), *Neutral strange particle production in anti-neutrino - neon charged current interactions,* Z. Phys. **C53**, 207 (1992).

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

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

[ZEUS:95] M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), *Neutral strange particle production in deep inelastic scattering at HERA*, Z. Phys. **C68**, 29 (1995).

Danksagung

Auch Einzelaspekte der Datenanalyse aufwendiger Experimente wie HERMES sind nur als Teamarbeit zu bewältigen, weshalb ich mich an dieser Stelle bei allen bedanken möchte, die mich unterstützt und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst möchte ich Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe und Betreuung der Arbeit danken. Das entgegengebrachte Vertrauen durch die Möglichkeit sehr eigenständigen Arbeitens und weitgehend freier Ausgestaltung dieser Arbeit war nicht nur eine wertvolle Erfahrung, sondern oft auch Motivation.

Für die ausnahmslos gute Atmosphäre und die vielen positiven Erfahrungen (auch außerhalb des Instituts) während der gesamten Zeit vom Beginn der Diplomarbeit bis zur Fertigstellung der Dissertation möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Erlanger Arbeitsgruppe, Andreas Gute, Frank Schmidt, Wolfgang Nagengast, Jürgen Wilbert, Christoph Weiskopf, Stefan Lorenz, Norbert Koch und Daniel Körner bedanken, die längst von Kollegen zu Freunden wurden. Der gleiche Dank geht auch an die ehemaligen Kollegen Manfred Ferstl, Frank Neunreither, Wolfgang Lachnit, Thomas Benisch, Hans Russo, Michael Wiesmann und Peter Budz. Ganz besonders danke ich Andreas noch für die Geduld mit der er mich bei unzähligen Fragen software–technischer und physikalischer Art unterstützte.

I am also indebted to Stan Belostotski, Oleg Grebenyuk and Yuri Narishkin from Petersburg Nuclear Physics Institut, Stephen Pate, Gary Kyle, Gunar Schnell and Pam Chumney from New Mexico State University, as well as Mark Sutter from Massachusetts Institute of Technology for good cooperation and many fruitful discussions. Gunar danke ich auch für seine Gastfreundschaft in Las Cruces.

Dank schulde ich auch Erik Volk, ohne dessen stets kompetente Hilfe einige Software– und MonteCarlo–Probleme unüberwindbar geblieben wären. An Falk Meissner geht mein Dank nicht nur für einige wichtige Diskussionen über Datenqualität und –analyse, sondern auch für die Gastfreundschaft in der Zeit überfüllter Gästehäuser in Hamburg.

Meinen Eltern danke ich für den Rückhalt und ihre stete Unterstützung die mir über all die Jahre diese Ausbildung ermöglichte. Leider konnte meine Mutter das Ende dieser Zeit nicht mehr miterleben.

Auch bei all denjenigen die ich hier vergessen habe, möchte ich mich für die persönliche und fachliche Unterstützung im Laufe der letzten vier Jahre bedanken.

Lebenslauf

Name:		Stefan Bernreuther
Geburtstag:		25.11.1967
Geburtsort:		Fürth/Bay.
Nationalität:		deutsch
Schulausbildung:	09/74 - 07/78	Grundschule Soldnerstraße Fürth
	09/78 - 05/87	Heinrich–Schliemann–Gymnasium Fürth
	05/87	Abitur
Zivildienst:	09/87 - 04/89	Mobiler Sozialer Hilfsdienst der Caritas
Studium:	04/89 - 07/95	Studium an der Friedrich–Alexander Universität Erlangen–Nürnberg
	04/89 - 10/89	Fach: Geschichte, Japanologie, Polit.Wiss.
	11/89 - 07/95	Fach: Physik Diplom
	07/91	Diplom–Vorprüfung
	07/95	Diplom–Hauptprüfung
	seit 08/95	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen–Nürnberg