

**Messung der transversalen
 Λ -Polarisation
mit dem HERA – B-Detektor**

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Diplom-Physiker Matthias Böcker
aus Oberhausen

eingereicht beim Fachbereich Physik
der Universität Siegen

Siegen
Januar 2004

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. P. Buchholz
Prof. Dr. C. Grupen

Datum der Disputation: 25. März 2004

Internetbublikation der Universitätsbibliothek Siegen: urn:nbn:de:hbz:467-601

Meiner Frau Bärbel

Abstract

For this thesis, minimum bias data taken during December 2002 with the HERA-B detector at the Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg were analysed. The decays of Λ - and $\bar{\Lambda}$ -hyperons which were produced in pA collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 41.57$ GeV were analysed, and the polarisation of Λ - and $\bar{\Lambda}$ -hyperons was measured for different target materials. A specialised, fast Monte Carlo simulation which increased the number of the Λ - and $\bar{\Lambda}$ -hyperons in the Monte Carlo data sample was used for acceptance determination. The measurement of the transversal Λ -polarisation led to the following results:

$$P(\Lambda, \text{Carbon}) = 0.066 \pm 0.029(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Carbon}) = 0.015 \pm 0.045(\text{stat.}) \pm 0.038(\text{syst.})$$

$$P(\Lambda, \text{Tungsten}) = 0.063 \pm 0.024(\text{stat.}) \pm 0.014(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Tungsten}) = 0.086 \pm 0.037(\text{stat.}) \pm 0.048(\text{syst.})$$

$$P(\Lambda, \text{Titanium}) = 0.188 \pm 0.039(\text{stat.}) \pm 0.015(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Titanium}) = 0.131 \pm 0.065(\text{stat.}) \pm 0.047(\text{syst.})$$

The measurement yields a non-zero polarisation with a significance of 2σ for the Λ -hyperon, and for the $\bar{\Lambda}$, the polarisation is consistent with zero. These results are in good agreement with earlier measurement and with theoretical expectations.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Minimum-Bias-Daten untersucht, die im Dezember 2002 mit dem HERA-B-Detektor am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg genommen wurden. Die Zerfälle von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, die in pA -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41.57$ GeV erzeugt wurden, wurden analysiert und die Polarisation der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen für verschiedene Targetmaterialien gemessen. Zur Akzeptanzbestimmung wurde eine spezielle, schnelle Monte-Carlo-Simulation verwendet, die die gesuchten Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Monte-Carlo-Datensatz anreicherte. Die Messung der transversalen Λ -Polarisation P ergab mit drei verschiedenen Targetdrähten folgende Ergebnisse:

$$P(\Lambda, \text{Kohlenstoff}) = 0,066 \pm 0,029(\text{stat.}) \pm 0,010(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Kohlenstoff}) = 0,015 \pm 0,045(\text{stat.}) \pm 0,038(\text{syst.})$$

$$P(\Lambda, \text{Wolfram}) = 0,063 \pm 0,024(\text{stat.}) \pm 0,014(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Wolfram}) = 0,086 \pm 0,037(\text{stat.}) \pm 0,048(\text{syst.})$$

$$P(\Lambda, \text{Titan}) = 0,188 \pm 0,039(\text{stat.}) \pm 0,015(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Titan}) = 0,131 \pm 0,065(\text{stat.}) \pm 0,047(\text{syst.})$$

Damit wurde für Λ eine von Null um 2σ verschiedene Polarisation, für $\bar{\Lambda}$ eine mit Null verträgliche Polarisation gemessen. Diese Ergebnisse sind mit früheren Messungen und theoretischen Erwartungen in guter Übereinstimmung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2	Hadronen	4
1.3	Die Entdeckung der Λ -Polarisation	5
1.4	Ziel dieser Arbeit	7
2	Λ-Polarisation	9
2.1	Das Modell von Heller	9
2.2	Das Modell von DeGrand und Miettinen	11
2.3	Das Modell von Andersson	14
2.4	Das Modell von Szwed	15
2.5	Das Modell von Soffer	16
2.6	Der schwache Zerfall	18
3	Das HERA-B-Experiment	23
3.1	Der HERA-Speicherring und die HERA-Experimente	23
3.2	Der HERA-B-Detektor	24
3.3	Subdetektoren des HERA-B Detektors	25
3.3.1	Das Target	25
3.3.2	Der Vertexdetektor	26
3.3.3	Die Spurkammern	27
3.3.4	Die Teilchenidentifikation	31
3.3.5	Der Myon-Detektor	33
3.4	Das Datennahme- und Triggersystem	36
3.4.1	Das Myon-Pretrigger-System	39
3.4.2	Das RICH-Multiplizitäts-Veto	40
3.4.3	Der Elektron-Pretrigger	42
3.4.4	Der High- p_T -Pretrigger	42
3.4.5	Der First-Level-Trigger	43
3.4.6	Weitere Triggerstufen	43
3.5	Der Wechselwirkungstrigger	45

4	Analyse von Minimum-Bias-Daten	47
4.1	Minimum-Bias-Daten	47
4.2	Analyse	47
4.2.1	Ereignisrekonstruktion	48
4.2.2	Entfernung von Spurklonen	50
5	Run-Selektion	53
5.1	Auswahlkriterien	53
5.2	Ausgewählte Runs	54
6	Rekonstruktion der V^0	59
6.1	Auswahlkriterien	59
6.2	Rekonstruierte V^0	64
7	Bestimmung der Akzeptanz des HERA – B-Detektors für Λ- und $\bar{\Lambda}$-Zerfälle	69
7.1	Monte-Carlo-Generierung	69
7.1.1	Generierung von Ereignissen	69
7.1.2	Detektorsimulation	70
7.1.3	Optimierung der Monte-Carlo-Simulation für $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Zerfälle . . .	71
7.2	Monte-Carlo-Rekonstruktion	71
7.3	Rekonstruierte V^0 im Monte-Carlo-Datensatz	72
7.4	Vergleich von Minimum-Bias-Daten und Monte-Carlo-Daten	72
8	Messung der Polarisierung	81
9	Systematische Fehler	93
9.1	Fehler durch die x_F -Umgewichtung	93
9.2	Fehler durch die Beschränkung des p_T -Bereiches	94
9.3	Fehler des Asymmetrieparameters α	94
9.4	Gesamter systematischer Fehler	95
10	Zusammenfassung	97
A	Dokumentation: Der Myon-Pretrigger und seine Online-Software	99
A.1	Die Online-Software für das Myon-Pretrigger-System	104
A.2	Die Datenbank für das Myon-Pretrigger-System	106
B	Vergleich von Monte-Carlo-Simulation und Minimum-Bias-Daten	109
C	Verwendete Daten	129
D	Das Siegener-Multi-Processor-Linux-Environment	133
	Verzeichnis der Abbildungen	135
	Verzeichnis der Tabellen	139

Literaturverzeichnis	141
Danksagung	147

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die derzeit beste Beschreibung der Grundbausteine der Welt und ihrer Eigenschaften. Im Laufe der Jahre entwickelte sich durch das Zusammenspiel von Theorie und Experiment dieses sehr umfassende Modell. Das Standardmodell ermöglicht die Erklärung fast aller bisher durchgeführten teilchenphysikalischen Messungen mithilfe von zwölf Fermionen, zwölf Bosonen und drei fundamentalen Wechselwirkungen. Viele aktuelle Experimente in der Teilchenphysik suchen nach Phänomenen, die nicht vom Standardmodell erklärt werden können, und hoffen, „neue Physik“ zu entdecken.

Die Elementarteilchen im Standardmodell werden in zwei Gruppen eingeteilt: die Bosonen, Elementarteilchen mit ganzzahligem Spin und die Fermionen, Elementarteilchen mit halbzahligem Spin, aus denen die Materie zusammengesetzt ist. Die Fermionen werden gemäß ihrer Masse in drei Generationen unterschieden. Zusätzlich werden die Fermionen in zwei Arten, Quarks und Leptonen, eingeteilt (siehe Tabelle 1.1). Insgesamt gibt es sechs Quarks, das u(p)-Quark, das c(harm)-Quark und das t(op)-Quark mit jeweils der Ladung $+2/3 e$, und das d(own)-Quark, das s(trange)-Quark und das b(ottom)-Quark mit jeweils der Ladung $-1/3 e$. Die übrigen Fermionen werden als Leptonen bezeichnet: das Elektron e , das Myon μ , das Tau τ mit jeweils der Ladung $-e$ und die dazugehörigen Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ .

Im Standardmodell werden drei fundamentale Wechselwirkungen beschrieben: die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Wechselwirkung. Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, konnte bisher noch nicht erfolgreich durch das Standardmodell beschrieben werden. Die Gravitation ist zwar wichtig für die Existenz von Sternen, Planetensystemen und Galaxien, im subatomaren Bereich ist sie allerdings viel zu schwach, um die Wechselwirkung zwischen Elementarteilchen merklich zu beeinflussen.

Die drei übrigen Wechselwirkungen werden durch die Bosonen (siehe Tabelle 1.2) vermittelt: die elektromagnetische Wechselwirkung, die in der Quantenelektrodynamik beschrieben wird (QED) [Sch58], durch das Photon, die schwache Wechselwirkung [Fer34] durch das Z und das $W^\pm$ und die starke Wechselwirkung – formuliert

Tabelle 1.1: Die Fermionen

	Generation			Ladung [e]	Farbe	schwacher Isospin	
	1	2	3			linkshdg.	rechtshdg.
Quarks	u	c	t	$+2/3$	r,g,b	$1/2$	0
	d	s	b	$-1/3$	r,g,b	$1/2$	0
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	$1/2$	-
	e	μ	τ	-1	-	$1/2$	0

in der Quantenchromodynamik (QCD) [Gro73, Pol73] – durch insgesamt acht Gluonen. Zu jeder dieser drei Wechselwirkungen gehört eine Ladung: die elektrische Ladung zur elektromagnetischen Wechselwirkung, die schwache Ladung zur schwachen Wechselwirkung und die Farbladung zur starken Wechselwirkung. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung können als zwei Aspekte einer einheitlichen Wechselwirkung, der elektroschwachen Wechselwirkung, aufgefasst werden [Gla61, Sal68, Wei67, tH72]. Durch Einführung einer neuen Quantenzahl, dem schwachen Isospin I , kann der Formalismus der elektroschwachen Wechselwirkung elegant formuliert werden. Linkshändige Quarks und Leptonen bilden hier jeweils ein Duplett von Fermionen, die sich durch Emission bzw. Absorption von W-Bosonen ineinander umwandeln können. Sie tragen den schwachen Isospin $I = 1/2$ mit der dritten Komponente $I_3 = \pm 1/2$. Im Standardmodell existiert zu jedem Fermion ein Antifermion mit gleicher Masse, aber entgegengesetzter elektrischer Ladung, Farbe und dritter Komponente des schwachen Isospins.

Das Standardmodell ist eine lokale Eichtheorie, in der Symmetrien und die dazugehörigen (Eich-)Transformationen eine große Rolle spielen. Die Mathematikerin Emmy Noether bewies im Jahr 1917, dass zu jeder Eichtransformation eine Erhaltungsgröße gehört. Umgekehrt gehört zu jeder Erhaltungsgröße eine Symmetrie und die dazugehörige Transformation. Eine solche Erhaltungsgröße ist zum Beispiel die Energie, deren Erhaltung auf die zeitliche Unabhängigkeit physikalischer Gesetze zurück zu führen ist. Hier hat der Zeitpunkt der Durchführung eines Experimentes keinen Einfluss auf das Ergebnis, es ist invariant gegenüber zeitlicher Translation. Diese Zeittranslation ist eine kontinuierliche Transformation. Im Standardmodell gibt es auch diskrete Transformationen:

- Die P-Transformation (Parity, englisch für: Parität): Hier werden die physikalischen Vorgänge in einer Spiegelwelt betrachtet, die Vorgänge also am Ursprung des jeweiligen Koordinatensystems gespiegelt.
- Die T-Transformation (Time Reversal): Hier wird die Zeitrichtung umgekehrt.

- Die C-Transformation (Charge Conjugation, englisch für Ladungskonjugation): Hier wird das jeweilige Teilchen durch sein Antiteilchen ausgetauscht.

Die kombinierte Anwendung der C-, P- und T-Transformationen ändert die physikalischen Gesetze nicht. Dies gilt in allen lokalen Eichtheorien, also auch im Standardmodell [Pau55, Lüd57]. Eine allgemeine Aussage über die alleinige Anwendung der C-, P- oder T-Transformation kann nicht gemacht werden. Im Jahre 1957 wurde die Paritätsverletzung beim Betazerfall nachgewiesen [Wu57]. Es gelang, diesen Effekt, der auf die Unterschiede in den Wechselwirkungen von Teilchen und Antiteilchen zurück geführt wird, konsistent in das Standardmodell einzuarbeiten. Zunächst ging man davon aus, dass die kombinierte CP-Transformation erhalten bleibt, was 1964 durch Nachweis der CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung neutraler Kaonen widerlegt wurde [Chr64].

Tabelle 1.2: Die Bosonen

Wechselwirkung	wirkt auf	Austauschteilchen	Masse [GeV/ c^2]	Spin
starke	Farbladung	8 Gluonen (g)	0	1
elektromagnetische	elektrische Ladung	photon (γ)	0	1
schwache	schwachen Isospin	$W^\pm, Z$	$\approx 10^2$	1

Das HERA – B-Experiment am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg (siehe Kapitel 3), in dessen Rahmen die hier vorliegende Arbeit entstanden ist, sollte ursprünglich Messungen zur CP-Verletzung im System neutraler B-Mesonen durchführen. Dieses Ziel wurde nicht erreicht. Aufgrund der hohen Anforderungen durch extrem hohe Teilchenflüsse, die auch für den im Bau befindlichen Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf erwartet werden, verzögerte sich der Bau und die Inbetriebnahme wichtiger Triggersysteme und Spurdetektoren gegenüber dem ursprünglichen Zeitplan. Auch ein Umbau des Speicherrings HERA, an dem HERA – B betrieben wird, verursachte weitere Verzögerungen. HERA – B war nicht konkurrenzfähig zu den Experimenten BaBar und Belle, die bereits CP-Verletzung im B-System nachgewiesen haben [Aub01, Abe01]. Somit wurden die Prioritäten des Physikprogramms des HERA – B-Experimentes neu definiert [HER00a, HER00b, HER01] und in der Datennahmeperiode 2002 verschiedene Messungen zu unterschiedlichen Bereichen der Teilchenphysik durchgeführt:

- Charmonium-Produktion und nukleare Unterdrückung:
Die Vorhersagen der verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Quarkoniumproduktion stimmen nicht in allen Bereichen mit experimentellen Ergebnissen überein. In Proton-Kern-Wechselwirkungen ist die Produktion schwerer Charmoniumzustände, wie z.B. J/ψ , ψ' und χ_c gegenüber der Produktion in

Proton-Proton-Wechselwirkungen unterdrückt. Diesen Effekt nennt man nukleare Unterdrückung. In diesem Bereich der Physik kann HERA-B signifikante Beiträge leisten, da das HERA-B-Experiment gegenüber anderen Experimenten mehrere Vorteile besitzt. Zum einen bietet das HERA-B-Experiment eine große Akzeptanz im Zentralbereich, $-0,4 \leq x_F \leq 0,3$, während die bisher vorliegenden Messungen von Fixed-Target-Experimenten auf den Bereich positiver Werte von x_F beschränkt sind. Zum anderen kann die nukleare Unterdrückung gleichzeitig für verschiedene Charmoniumzustände untersucht werden.

- Messung des Produktionsquerschnitts $\sigma_{b\bar{b}}$:
Durch Messung des Produktionsquerschnitts $\sigma_{b\bar{b}}$ in Proton-Nukleon-Reaktionen ist es möglich, die Vorhersagen der perturbativen QCD zur Produktion schwerer Quarks nahe der Schwelle zur Erzeugung von $b\bar{b}$ -Paaren zu testen. Die bisher vorliegenden Messungen sind mit großen Unsicherheiten behaftet und weichen um etwa $2,3\sigma$ voneinander ab. Im HERA-B-Experiment kann $\sigma_{b\bar{b}}$ sowohl durch Analyse inklusiver und semileptonischer B-Zerfälle, als auch durch Rekonstruktion exklusiver Zerfallskanäle von B-Hadronen bestimmt werden. Zusätzlich mit den aus verschiedenen Materialien bestehenden Targetdrähten die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Massenzahl gemessen werden.

Komplementär zu der Produktion gebundener Charm-Zustände wurden Untersuchungen zum Produktionswirkungsquerschnitt offener Charm-Mesonen wie z. B. D und D^* durchgeführt. Prozesse mit Photonen hohen transversalen Impulses, Drell-Yan-Physik und dem seltenen Zerfall $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wurden ebenfalls studiert.

Ein wesentlicher Teil der Datennahmeperiode 2002/2003 wurde der Aufzeichnung so genannter Minimum-Bias-Daten gewidmet, die in Kapitel 4 erläutert werden. Dabei wurden Ereignisse mit einem speziellen Wechselwirkungstrigger selektiert, der detailliert in Kapitel 3 beschrieben wird. Die hier vorliegende Arbeit zur Messung der Λ -Polarisation wurde mit diesen Minimum-Bias-Daten durchgeführt.

1.2 Hadronen

Bis in die dreißiger Jahre des letzten Jahrhunderts waren nur das Elektron und das Proton bekannt. Nach und nach wurden das Positron (das Antiteilchen des Elektrons), das Neutron, das Pion und andere Teilchen entdeckt, darunter eine große Anzahl stark wechselwirkender Teilchen, die man als Hadronen bezeichnet. Diese Hadronen werden in zwei Gruppen unterschieden: Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebaut sind, und Baryonen, die aus drei Quarks zusammengesetzt sind. Der Spin der Mesonen ist ganzzahlig, der Spin der Baryonen halbzahlig. Die in dieser Arbeit untersuchten K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ gehören zur Gruppe der im Jahre 1947 zum ersten Mal beobachteten V^0 Teilchen [Roc47]. Dies sind neutrale Teilchen, die in ein Paar geladener Teilchen zerfallen. Sie sind Produkt einer starken Wechselwirkung, zum Beispiel einer Proton-Proton-Wechselwirkung, besitzen aber eine Lebensdauer von ca. 10^{-10} s, die

viel größer ist als die typische Lebensdauer von Teilchen, die über die starke Wechselwirkung zerfallen. Zur Erklärung dieses Phänomens wurde die Strangeness eingeführt, die die Zahl der $\bar{s}$ -Quarks minus der Zahl der s -Quarks angibt und die bei Prozessen der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten bleibt. Baryonen mit mindestens einem s -Quark werden Hyperonen genannt. Die in dieser Arbeit untersuchten Λ und $\bar{\Lambda}$ sind solche Hyperonen. Sie bestehen aus u -, d - und s -Quark (Λ) bzw. $\bar{u}$ -, $\bar{d}$ -, und $\bar{s}$ -Quark ($\bar{\Lambda}$). Die Menge der Baryonen wird oft mithilfe gruppentheoretischer Methoden in sogenannten Multipletts dargestellt (siehe Abbildung 1.1). Hier werden die Baryonen gemäß ihrer Strangeness und der dritten Komponente des Isospins I_3 sortiert.

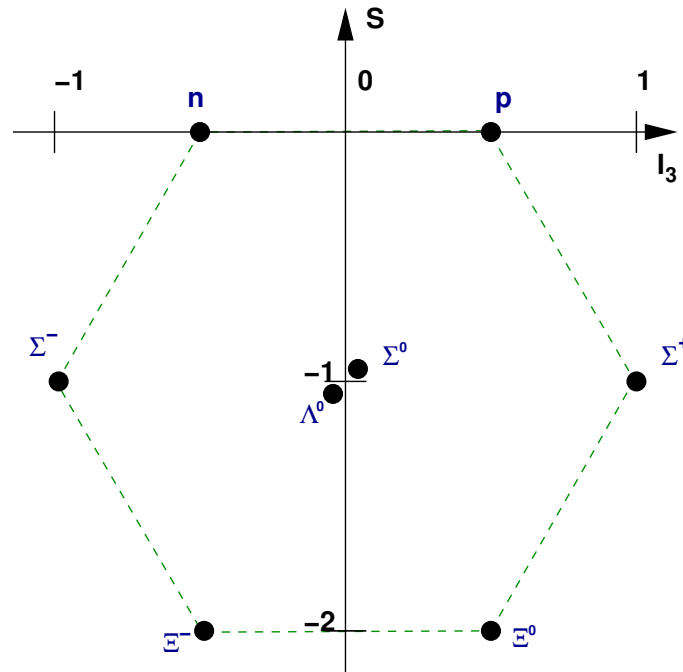


Abbildung 1.1: Zustände des Baryonoktetts mit $J^P = \frac{1}{2}^+$.

1.3 Die Entdeckung der Λ -Polarisation

Im Jahre 1976 wurde entdeckt, dass Λ -Hyperonen, die in Wechselwirkungen eines unpolarisierten Proton-Strahls mit unpolarisierten Nukleonen entstehen, polarisiert bezüglich ihres Spins sind [Bun76]. Die bevorzugte Richtung dieser Polarisation verläuft entlang der Orthogonalen der Produktionsebene, die vom einlaufenden Proton und dem auslaufenden Λ -Hyperon aufgespannt wird. Die bis dahin existierenden Theorien sagten im Gegensatz zu dieser Entdeckung voraus, dass sich solche Spin-Effekte (Polarisation) teilweise aufheben und bei hohen Energien verschwinden. Damit der Erwartungswert der Projektion des Spins $\vec{\sigma}$ auf einen Richtungsvektor $\vec{n}$ nicht verschwindet ($\langle \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \rangle \neq 0$), also Polarisation nachgewiesen werden kann, müssen mindestens zwei Amplituden der beteiligten Wellenfunktionen kohärent interferieren. Wie Heller

zeigte, wird dies aufgrund der höheren Multiplizitäten der Endzustände bei hohen Energien immer unwahrscheinlicher [Hel90]. Die diesbezüglichen Experimente zeigen aber, dass bei hohen Energien signifikante Polarisierungseffekte beobachtet werden können und helfen können, die starke Wechselwirkung besser zu verstehen.

Die ersten Beobachtungen dieses Effektes wurden in den darauf folgenden Jahren von vielen Experimenten bestätigt. Die unterschiedlichen Experimente erlaubten es, die Λ -Polarisation in verschiedenen kinematischen Bereichen nachzuweisen und für Protonenenergien von 12 GeV [Abe86] bis zu $\sqrt{s} = 62$ GeV [Erh79] zu bestimmen. Auch war es möglich, solche Polarisierungseffekte bei anderen Hyperonen des Baryon-Oktetts (Abbildung 1.1) zu beobachten. Die meisten Experimente wurden für Λ -Hyperonen durchgeführt, die in inklusiven Prozessen der Form $pA \rightarrow \Lambda X$ erzeugt wurden.

Üblicherweise werden zur Beschreibung der Λ -Polarisation folgende kinematische Variablen verwendet:

- p_T : Der Transversalimpuls des beobachteten Hyperons bezüglich der Richtung des Proton-Strahls.
- x_F : Die Feynman-Variable x des beobachteten Hyperons: $x_F = \frac{p_l}{p_{l\max}} \approx \frac{2 \cdot p_l}{\sqrt{s}}$. Dies entspricht dem Anteil des longitudinalen Impulses p_l des Strahl-Protons im Schwerpunktsystem, den das Λ erhält.

Die bisher bestimmten Eigenschaften der Λ -Polarisation sind:

- Λ -Hyperonen, die in pp - oder pN -Streuung erzeugt werden, sind transversal zur Produktionsebene polarisiert, bevorzugt in Richtung $-\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_\Lambda$ [Hel78].
- Die Λ -Polarisation ist – wenn überhaupt – nur schwach von der Energie abhängig [Abe86].
- Die Größe der Λ -Polarisation nimmt linear mit steigendem $p_T(\Lambda)$ zu [Fan99, Ram94].
- Die Größe der Λ -Polarisation nimmt linear mit steigendem $x_F(\Lambda)$ zu [Fan99, Ram94].
- $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, die in pp - oder pN -Streuung erzeugt werden, sind nicht polarisiert [Hel78].
- Es ist nur eine schwache Abhängigkeit der Λ -Polarisation von der Targetmasse festgestellt worden. Bei höherer Massenzahl A des Targets, nimmt die Λ -Polarisation aufgrund von Rückstreuung innerhalb des Atomkerns ab [Hel85].

1.4 Ziel dieser Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden Minimum-Bias-Daten (siehe Kapitel 4) untersucht, die im Dezember 2002 mit dem HERA–B-Detektor am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg genommen wurden. Die Zerfälle von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, die in pA -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41.57$ GeV erzeugt wurden, werden analysiert und die Polarisation der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen für verschiedene Targetmaterialien gemessen.

Nach einer kurzen Einführung in verschiedene theoretische Modelle zur Λ -Polarisation werden in Kapitel 3 der HERA–B-Detektor und das Datennahme- und Triggersystem des HERA–B-Experimentes beschrieben. In Kapitel 4 werden die Datennahme und die Analyse-Software und in Kapitel 5 die Auswahl der Datensätze, die für die Polarisationsanalyse verwendet werden, erläutert. Die angelegten Schnitte und die Kriterien der Spurselektion zur Rekonstruktion der V^0 -Teilchen werden in Kapitel 6 dargestellt. Nach Beschreibung der Monte-Carlo-Simulationen zur Bestimmung der Akzeptanz des HERA–B-Detektors in Kapitel 7 wird die Analyse der Polarisation von Λ und $\bar{\Lambda}$ in Kapitel 8 erläutert. Die Berechnung der systematischen Fehler in Kapitel 9 und eine Zusammenfassung der Resultate schließen diese Arbeit ab.

Kapitel 2

Λ -Polarisation

Bis heute gibt es keine umfassende Theorie, die das Phänomen der Λ -Polarisation ausreichend gut beschreibt. Die im Laufe der Jahre entwickelten Theorien konnten zwar die bis zum jeweiligen Zeitpunkt gemachten Beobachtungen gut darstellen, es gibt aber bisher keine Theorie, die alle experimentellen Beobachtungen erklären kann.

Die verschiedenen Modelle beschreiben die Produktion der Λ -Hyperonen in der Regel mithilfe des SU(6)-Quark-Modells. Hier wird das Λ aus einem ud-Diquark (Spin-Singulett) des einlaufenden Protons und einem zusätzlichen s-Quark gebildet. Der Ursprung dieses s-Quarks wird in den Modellen unterschiedlich erklärt. So wird dieses s-Quark bei Heller in einem Bremsstrahlungsprozess erzeugt, bei DeGrand und Miettinen hat es seinen Ursprung im Protonen-See. Die verschiedenen theoretischen Modelle werden im Folgenden beschrieben.

2.1 Das Modell von Heller

Im Jahre 1978 veröffentlichte eine Gruppe von Wissenschaftlern um K. Heller Messungen der Polarisation von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, die bei Wechselwirkungen von Protonen einer Energie von 400 GeV mit einem Target aus Beryllium erzeugt wurden [Hel78]. Um die Beobachtungen zu erklären, wurde hier ein einfaches Modell gewählt, das das Λ und seinen Spin über das Quark-Modell beschreibt: das SU(6)-Quark-Modell. In diesem Modell wird das Λ aus u-, d- und s-Valenzquarks, das $\bar{\Lambda}$ aus $\bar{u}$ -, $\bar{d}$ - und $\bar{s}$ -Quarks gebildet. Im Falle des Λ formen u-Quark und d-Quark einen Spin-Singulett-Zustand, im Falle des $\bar{\Lambda}$ $\bar{u}$ -Quark und $\bar{d}$ -Quark. Somit erhält das Λ seinen Spin vom s-Quark, das $\bar{\Lambda}$ vom $\bar{s}$ -Quark.

Wie Abbildung 2.1 zeigt, haben u-Quark und d-Quark des Λ ihren Ursprung im einlaufenden Proton. Das zweite u-Quark des einlaufenden Protons wird am Target gestreut und strahlt ein Gluon ab, welches wiederum ein $s\bar{s}$ -Paar erzeugt. Das Λ erhält somit seinen transversalen Impuls p_T und seinen Spin vom s-Quark dieses $s\bar{s}$ -Paares. Ist das Gluon nun polarisiert und damit auch das $s\bar{s}$ -Paar, so ist das Λ ebenso polarisiert, und die Korrelation zwischen Polarisation und transversalem Impuls ist hergestellt.

Um ein $\bar{\Lambda}$ zu erzeugen, muss nicht nur in einem Bremsstrahlungsprozess ein $s\bar{s}$ -Paar

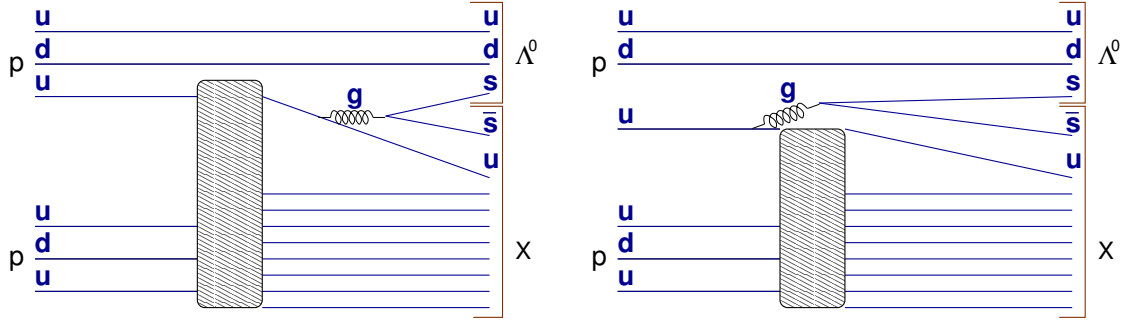


Abbildung 2.1: Λ -Produktion über Gluon-Bremsstrahlungsprozesse im Modell von Heller (nach: [Hel78]).

erzeugt werden, sondern auch ein $\bar{u}$ -Quark und ein $\bar{d}$ -Quark. Unabhängig von dem ihrer Produktion zugrunde liegenden Prozess tragen sie zwar zum transversalen Impuls des $\bar{\Lambda}$ bei, aber nicht zur Polarisation. Bei einem gegebenen Wert von p_T wird also $\bar{\Lambda}$ -Polarisation gegenüber der Λ -Polarisation unterdrückt sein. Dies wurde durch die bis dahin gemessenen Daten bestätigt.

Wird der oben beschriebene Produktionsprozess auch für andere Baryonen angenommen und vorausgesetzt, dass alle $q\bar{q}$ -Paare gleich polarisiert erzeugt werden, so ist es mit diesem Modell möglich, Vorhersagen für die Polarisation P anderer Baryonen zu machen: $P_p = \frac{2}{3}P_\Lambda$ für $p \rightarrow p$, $P_n = \frac{1}{2}P_\Lambda$ für $p \rightarrow n$, $P_{\Sigma^0} = -\frac{1}{3}P_\Lambda$ für $p \rightarrow \Sigma^0$ und $P_{\Sigma^+} = \frac{1}{3}P_\Lambda$ für $p \rightarrow \Sigma^+$. Diese letzte Vorhersage wurde bereits experimentell widerlegt [Wil87].

Die Unzulänglichkeit des Heller-Modells liegt darin, dass hier $\bar{u}$, $\bar{d}$ und $\bar{s}$ zwar zum transversalen Impuls des $\bar{\Lambda}$ beitragen, aber nicht zur Polarisation. Wenn aber die $q\bar{q}$ -Paare bei der Produktion von Baryonen wirklich alle mit der gleichen Polarisation erzeugt werden, wird hier nicht erklärt, warum die jeweiligen Antiquarks nicht zur Polarisation $\bar{\Lambda}$ beitragen.

Eine Erweiterung des Heller-Modells wurde durch J. Felix vorgeschlagen [Fel99]. Symmetrie-Argumente führen hier zu der Vorhersage, dass s -Quark und $\bar{s}$ -Quark betragsmäßig gleich, aber entgegengesetzt polarisiert sind. Ein Nachweis wäre in pp -Wechselwirkungen möglich, in denen Λ 's und $\bar{\Lambda}$'s gleichzeitig erzeugt werden. Bei jedem in einer solchen Wechselwirkung polarisiert erzeugtem Λ müsste ein gleichzeitig erzeugtes $\bar{\Lambda}$ entgegengesetzte Polarisation besitzen.

2.2 Das Modell von DeGrand und Miettinen

Das semi-klassische Modell von DeGrand und Miettinen erklärt Λ -Polarisation mithilfe der Thomas-Präzession in einem Quark-Rekombinations-Prozess [DeG81a, DeG81b]. In diesem Modell wird ein Proton aus drei Valenzquarks und einer großen Zahl an See-Quark-Paaren gebildet. In der Kollision des Protonstrahles mit dem Target wechselwirken die langsamen Quarks mit diesem, und die durch Rekombination erzeugten Zustände zerfallen wiederum in viele Endzustände. Die schnellsten Teilchen werden in Rekombination der Valenzquarks (V) der Protonen mit anderen Valenzquarks oder See-Quarks (S) gebildet. Schnelle Λ 's (Σ^+) werden durch Rekombination des ud-Valenzquark-Paares (uu-Valenzquark-Paares) mit einem s-Quark aus dem Protonensee erzeugt. Diesen Vorgang nennen DeGrand und Miettinen VVS-Rekombination. In Prozessen, in denen die minimale Zahl der ausgetauschten Quarks zwei ist, wie zum Beispiel bei $p \rightarrow \Xi^0$ und $p \rightarrow \Xi^-$, ist eine solche VVS-Rekombination nicht möglich, und die Entstehung der schnellen Teilchen findet durch VSS-Rekombination statt. Das jeweilige Hyperon wird also aus einem Valenzquark des einlaufenden Protons und zwei See-Quarks gebildet. Nur SSS-Rekombination ist möglich, wenn die fragmentierenden Teilchen und die Sekundärteilchen wie zum Beispiel im Falle des $\bar{\Lambda}$ keine gemeinsamen Valenzquarks besitzen.

Im Modell von DeGrand und Miettinen werden Rekombinationen nicht als Rekombinationen dreier Quarks berechnet, sondern als Rekombinationen eines Diquarks mit einem einzelnen Quark. Hier vernachlässigen DeGrand und Miettinen die Wechselwirkungen der zwei Quarks, die das Diquark bilden, untereinander und berücksichtigen nur die Wechselwirkungen zwischen Diquark und einzeltem Quark.

Nimmt man die in Abbildung 1.1 gezeigten Hyperonen als gebundene Zustände eines Diquarks mit einem Einzel-Quark an, so kann der Produktionsprozess mithilfe zweier Amplituden für das Einzel-Quark beschrieben werden. Sei $A_\uparrow$ die Amplitude, die die Rekombination mit Spin up in Bezug zur Streu-Ebene parametrisiert und $A_\downarrow$ die Amplitude für Rekombination mit Spin down. Die Rekombination des Diquarks in einen der vier Zustände mit dem Drehimpuls $j = 0$ und dritten Komponente des Drehimpulses $m = 0$ oder $j = 1, m = \pm 1$ werde parametrisiert durch die vier Amplituden $A_{j,m}$. Damit erhält man für die Produktion eines Baryons B' mit Spin s' aus einem Baryon B mit Spin s die totale Amplitude:

$$\langle B'_S | B_S \rangle = \sum_{j=0,1} \left(\alpha_j A_\uparrow A_{j,s'-\frac{1}{2}} + \beta_j A_\downarrow A_{j,s'+\frac{1}{2}} \right) \quad (2.1)$$

mit den Clebsch-Gordon-Koeffizienten α und β . Das ud-Diquark im Λ ist im Zustand $j = 0$, somit erhält man für die Erzeugung eines Λ aus einem Proton die Polarisation:

$$P(p \rightarrow \Lambda) = \frac{|A_\uparrow|^2 - |A_\downarrow|^2}{|A_\uparrow|^2 + |A_\downarrow|^2}. \quad (2.2)$$

Um dies an die gemessenen Daten anzupassen, wird von DeGrand und Miettinen folgende Parametrisierung durchgeführt: $|A_\uparrow|^2 = A(1 - \epsilon)$ und $|A_\downarrow|^2 = A(1 + \epsilon)$, mit einem

in p_T linearen, sehr kleinen Asymmetrieparameter ε . Diese Parametrisierung bedeutet, dass die Ausrichtung des Einzel-Quarks mit Spin down bezüglich der Produktionsebene bevorzugt wird. Man erhält:

$$P(p \rightarrow \Lambda) = -\varepsilon. \quad (2.3)$$

Das uu-Diquark des Σ^+ befindet sich im Zustand $j = 1$. Auch hier wird angenommen, dass die Rekombinations-Wahrscheinlichkeit des Diquark in diesen Zustand unterschiedlich ist für verschiedene m :

$$\begin{aligned} |A_{0,0}|^2 &= B \\ |A_{1,0}|^2 &= B \\ |A_{1,1}|^2 &= B(1 + \delta) \\ |A_{1,-1}|^2 &= B(1 - \delta) \end{aligned}$$

mit einem sehr kleinen, in p_T linearen Asymmetrieparameter δ . Für die Polarisation des Σ^+ erhält man damit:

$$P(p \rightarrow \Sigma^+) = \frac{2}{3}\varepsilon + \frac{2}{3}\delta. \quad (2.4)$$

Falls nun $\varepsilon = \delta$, so entspricht dies den experimentellen Beobachtungen. Solche Rekombination tritt also bevorzugt auf, wenn das s-Quark Spin down besitzt und das führende Diquark $m_j = +1$ bezüglich der Streuebene.

Diese Theorie kann einfach auf VSS-Rekombination erweitert werden. In diesem Fall ist das V-Quark das führende. Die Parametrisierung der einzelnen Amplituden wird analog zur VVS-Rekombination durchgeführt. Einzig die Vorzeichen der Parameter ε und δ werden geändert, so dass das führende Quark wieder den Zustand Spin up bevorzugt. Damit erhält man:

$$P(p \rightarrow \Xi^0, \Xi^-, \Sigma^-) = -(\frac{1}{3}\varepsilon + \frac{2}{3}\delta). \quad (2.5)$$

Diese Vorhersagen wurden experimentell bestätigt.

Unabhängig hiervon wird der Ursprung der Polarisation der rekombinierenden Seequarks eingeführt. Diese wird mithilfe der sogenannte Thomas-Präzession beschrieben (siehe Abbildung 2.2). Betrachtet wird der Übergang $p \rightarrow \Lambda$. Sei der longitudinale Impuls des s-Quarks vor der Rekombination $x_i P$ und der transversale Impuls k_T . Da das s-Quark vor der Rekombination einen geringeren longitudinalen Impuls $x_i P$ hat, als als Valenzquark im Λ ($x_f P$), wirkt auf dieses s-Quark eine Kraft $\vec{F}$, die den Impuls des s-Quark in Richtung Strahlachse ausrichtet. Da diese Kraft nicht parallel zur Geschwindigkeit $\vec{\beta}$ des s-Quarks wirkt, führt das s-Quark mit Spin $\vec{s}$ eine Thomas-Präzession aus mit der effektiven Wechselwirkung

$$U = \vec{s} \cdot \vec{\omega}_T, \quad \text{mit } \vec{\omega}_T \sim \vec{F} \times \vec{\beta}. \quad (2.6)$$

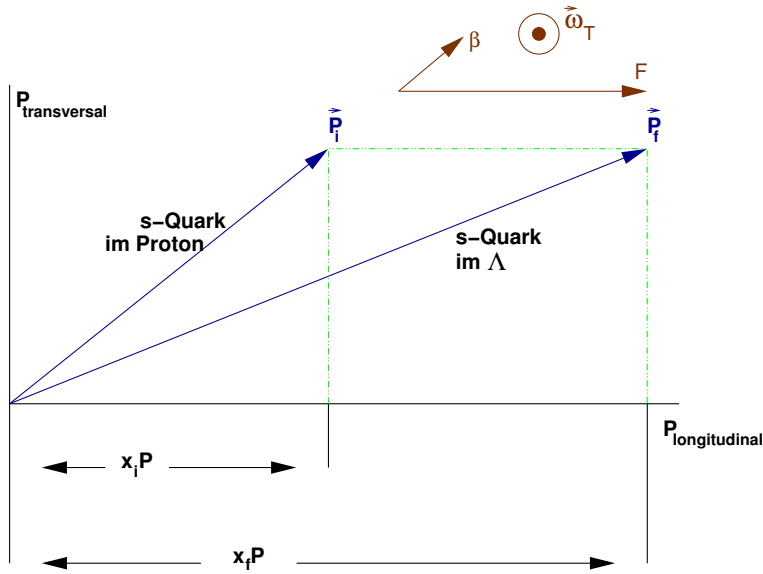


Abbildung 2.2: Thomas-Präzession im Modell von DeGrand und Miettinen (nach [DeG81a]).

Die Produktions-Amplitude des Λ ist proportional zu $(\Delta E_0 + U)^{-1}$, wobei $\Delta E_0 = E_{Diquark} + E_s - E_\Lambda$ die Energiedifferenz ohne Spin-Effekte ist. Ist nun $U < 0$, wird die Produktions-Amplitude größer. Dies ist der Fall, wenn der Spin des s-Quark, und damit der Spin des Λ genau entgegen dem ω_T ausgerichtet ist, also in Richtung $-\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_\Lambda$. Damit wird die Polarisation des Λ über

$$\begin{aligned} A_\downarrow &\sim \frac{1}{\Delta E - \frac{1}{2}\omega_T}, \\ A_\uparrow &\sim \frac{1}{\Delta E + \frac{1}{2}\omega_T} \end{aligned} \quad (2.7)$$

zu

$$P(p \rightarrow \Lambda) = -\frac{\omega_T}{\Delta E_0} \quad (2.8)$$

berechnet. Die Polarisation des Λ steigt also mit steigendem ω_T und damit auch mit steigendem p_T .

In diesem Modell ist nun einfach erklärbar, warum das $\bar{\Lambda}$ nicht polarisiert ist. Die Produktion des $\bar{\Lambda}$ verläuft über SSS-Rekombination, und es treten ebenso viele Fälle auf, in denen das $\bar{s}$ -Quark einen größeren Impuls trägt als das $\bar{u}\bar{d}$ -Diquark. Im Mittel aller möglichen Konfigurationen heben sich die wirkenden Kräfte somit auf, damit wird $\omega_T = 0$ sein und das $\bar{\Lambda}$ nicht polarisiert sein.

2.3 Das Modell von Andersson

In diesem semi-klassischen Modell wird der Polarisationsmechanismus über einen weichen Streuprozess beschrieben [And79]. Es wird angenommen, dass ein ud -Diquark im Spin-Singulett-Zustand bei Wechselwirkung des einlaufenden Protons mit dem Target erzeugt wird. Durch dieses auslaufende ud -Diquark wird ein Farb-Dipol-Feld zwischen dem ud -Diquark und dem Wechselwirkungspunkt aufgespannt. Dieses Farb-Feld ist räumlich auf eine eindimensionale Flussröhre (flux tube) beschränkt. Es wird angenommen, dass das Kraftfeld keine transversalen Freiheitsgrade besitzt.

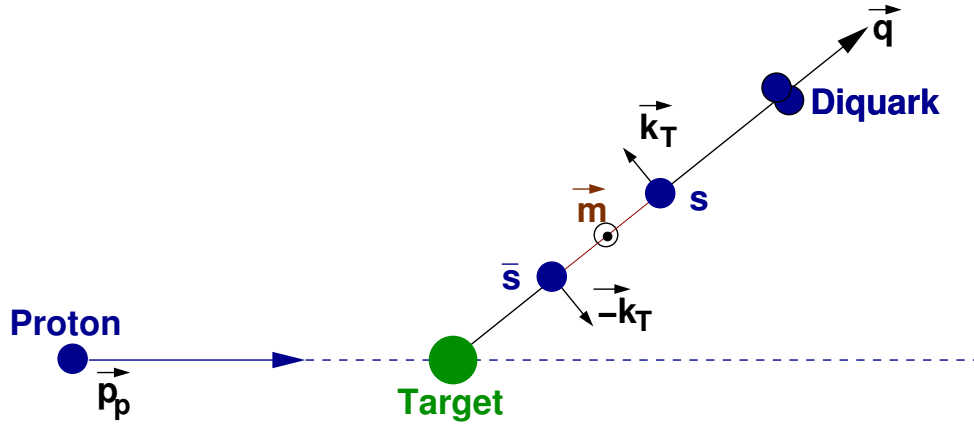


Abbildung 2.3: Entstehung eines $s\bar{s}$ -Paares im Andersson-Modell (nach [And79]).

Ein Λ entsteht nun, wenn diese eindimensionale Flussröhre durch Produktion eines $s\bar{s}$ -Paares aufbricht (siehe Abbildung 2.3). Da das Kraftfeld keine transversalen Freiheitsgrade besitzt, erhält das $s\bar{s}$ -Paar einen Drehimpuls

$$\vec{m} = \frac{\vec{q} \times \vec{k}_T}{|\vec{q} \times \vec{k}_T|} \quad (2.9)$$

orthogonal zur Flussröhre, s -Quark und $\bar{s}$ -Quark erhalten die gleichen, aber entgegengesetzten transversalen Impulse k_T . Dieser Drehimpuls muss durch den Spin des $s\bar{s}$ -Paares ausgeglichen werden, woraus sofort die Polarisation des Λ folgt. Da das Teilchen, das das $\bar{s}$ -Quark aufnimmt, die gleiche Polarisation haben muss, wie das Teilchen, das das s -Quark aufnimmt, hat das $\bar{\Lambda}$ die gleiche Polarisation wie das Λ , wenn die Teilchen gleichzeitig erzeugt werden. Dies steht im Gegensatz zu den beiden zuvor diskutierten Modellen, die vorhersagen, dass das $\bar{\Lambda}$ nicht polarisiert ist.

2.4 Das Modell von Szwed

Auch in diesem semi-klassischen Modell wird das Λ aus einem ud -Diquark im Spin-Singulett-Zustand aus dem einlaufenden Proton und einem s -Quark gebildet [Szw81]. Das Λ erhält seinen Spin und seinen transversalen Impuls vom s -Quark. Hier kann das s -Quark aus dem See des einlaufenden Protons entstammen, oder in der Kollision aus einem Bremsstrahlungsprozess $g \rightarrow s\bar{s}$ entstehen. In beiden Fällen ist die Energie des s -Quarks klein und nur gering abhängig von der Strahlenergie. Vom semi-klassischen Standpunkt aus ist die Energie des Λ somit hauptsächlich von der Energie des ud -Diquarks bestimmt. Das s -Quark erhält in diesem Modell seinen transversalen Impuls durch Vielfachstreuung in der Quark-Gluon-Masse. Durch eine Rechnung in perturbativer Quantenchromodynamik (QCD) folgt unter der Annahme eines externen Gluonenfeldes der Form

$$\Phi^a(\vec{q}) = \frac{4\pi g I^a}{\vec{q}^2} \quad (2.10)$$

$$a = 1, \dots, 8,$$

$$g : \text{Quark-Gluon-Kopplung,}$$

$$\vec{q} : \text{Impulsübertrag}$$

$$I^a : \text{8-Komponenten-Vektor des externen Feldes}$$

in zweiter Ordnung die Polarisation P zu

$$P = \frac{2C\alpha_s m |\vec{k}|}{E^2} \frac{\sin^3\left(\frac{\theta}{2}\right) \ln\left(\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)}{\left(1 - \frac{\vec{k}^2}{E^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \hat{v}. \quad (2.11)$$

$$\hat{v} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{\sin(\theta)}, \text{ Einheitsvektor senkrecht zur Streuebene}$$

$$C = \frac{1}{2} \frac{d^{abc} I^a I^b I^c}{I^{2a}}, \text{ Kopplungsstärke}$$

$$m : \text{Masse des gestreuten Quarks}$$

$$\vec{k} : \text{Impuls des gestreuten Quarks}$$

$$E : \text{Energie des gestreuten Quarks}$$

$$\theta : \text{Winkel zwischen Zerfallsproton des } \Lambda$$

$$\text{und Koordinatenachse (siehe Abbildung 2.5)}$$

Diese Polarisation steht senkrecht auf der Produktionsebene, ist negativ und abhängig vom transversalen Impuls. Auch von der Masse des gestreuten Quarks ist die Polarisation abhängig. Da die Masse des bei der Produktion eines Λ gestreuten s -Quarks nicht null ist, ist dieses also polarisiert und damit auch das Λ . Aufgrund der Massenabhängigkeit der Polarisation wird erwartet, dass Baryonen mit schweren Quarks, wie zum Bei-

spiel das Λ_c , stärker polarisiert sind. Die experimentell beobachtete Abhängigkeit der Polarisation von x_F wird in diesem Modell allerdings nicht erklärt.

2.5 Das Modell von Soffer

Dieses quantenmechanisch motivierte Modell geht bei der Beschreibung der Λ -Polarisation davon aus, dass alle messbaren Größen Funktionen dreier unabhängiger kinematischer Variablen sind: der Energie, des transversalen Impulses p_T und x_F [Sof92]. Bei der Wechselwirkung des Protonstrahls mit dem Target wird das einlaufende u-Quark durch ein s-Quark aus dem Protonensee ausgetauscht. Hierbei muss das s-Quark beschleunigt werden und transversalen Impuls p_T erhalten. Da das ud-Diquark im Spin-Singulett-Zustand ist, erhält das Λ seinen Spin, die Polarisation und seinen transversalen Impuls vom s-Quark. Berücksichtigt man hier reggeisierten Ein-Pion-Austausch und die Tatsache, dass der Pion-Austausch bei kleinen Impulsüberträgen in hadronische Wechselwirkungen dominierend ist, so reduziert sich die ursprüngliche pp -Wechselwirkung zur Reaktion $\pi p \rightarrow K\Lambda^0$.

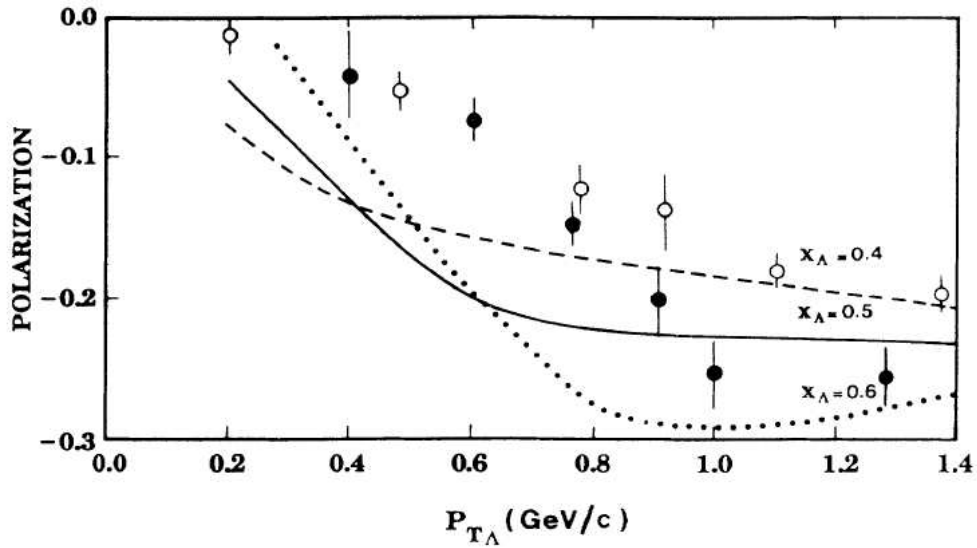


Abbildung 2.4: Vergleich der gemessenen Λ -Polarisation mit den theoretischen Vorhersagen für $x_\Lambda = x_F(\Lambda) = 0.4$ (gestrichelte Linie), $x_\Lambda = 0.5$ (durchgezogene Linie) und $x_\Lambda = 0.6$ (gepunktete Linie). Die offenen Kreise zeigen Daten vom Fermilab bei $p_{lab} = 400 \text{ GeV}/c$ und mittlerem $x_\Lambda = 0.44$ [Pon85, Lun89] und Daten vom CERN ISR bei $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ und $x_\Lambda = 0.58$ [And83] (aus [Sof92]).

Von diesen Überlegungen ausgehend wird in diesem Modell die Abhängigkeit der Λ -Polarisation von p_T und x_F hergeleitet. Bis auf das Vorzeichen ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Daten aber eher schlecht (siehe Abbildung 2.4). Da das hier beschriebene Modell nur bei kleinen Impulsüberträgen Gültigkeit besitzt, kann es die Polarisation der Anti-Hyperonen nicht beschreiben, denn diese werden in πp -Prozessen

nicht bei niedrigen Energien erzeugt.

Die vorgestellten Modelle, die klassisch, semi-klassisch oder quantenmechanisch motiviert sind, zeigen unterschiedliche Ansätze zur Erklärung der Λ -Polarisation. Es gibt weitere Modelle, die versuchen, das Phänomen der Λ -Polarisation zu erklären, aber keines dieser Modelle kann alle experimentellen Beobachtungen in einem theoretischen Modell zusammenfassen. Einen tieferen Einblick in dieses Gebiet der Physik geben die Veröffentlichungen von J. Felix [Fel99, Fel02].

2.6 Der schwache Zerfall

Um die Polarisation des Λ zu messen, nutzt man die Eigenschaften des schwachen Zerfalls

$$\Lambda \rightarrow p\pi \quad (2.12)$$

aus. Hier zerfällt das Λ mit dem Gesamtdrehimpuls $J^P = \frac{1}{2}$ und der Parität $P = +$ ($J^P = \frac{1}{2}^+$) in ein Proton p mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ und ein Pion π mit $J^P = 0^-$. Aufgrund der Drehimpulserhaltung sind hier nur Übergänge mit dem relativen Drehimpuls $l = 0, 1$ möglich. Die Messung der Λ -Polarisation ist über die Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte des Λ möglich. Im Ruhesystem des Λ definiert man ein Koordinatensystem so, dass die z -Achse entlang des Spins σ des Λ zeigt (siehe Abbildung 2.5). Somit erhält man:

$$J_\Lambda = \frac{1}{2}, \quad (2.13)$$

$$J_{z\Lambda} = +\frac{1}{2}. \quad (2.14)$$

Für die s-Wellenfunktion Ψ_s des obigen Zerfalls definiert man m_p als die z -Komponente des Protonspins und m_l als die z -Komponente des Drehimpulses l . Da für diesen Zerfall $l = m_l = 0$ ist, folgt:

$$\Psi_s = a_s Y_0^0 \chi^+, \quad (2.15)$$

a_s : Amplitude der S – Welle

χ^+ : Zustand des Protons mit $m_p = +\frac{1}{2}$

Y_0^0 : Kugelflächenfunktion Y_m^l mit $m = l = 0$.

In diesem Fall stehen also der Spin des Protons und der Spin des Λ parallel. Für die P-Welle des Zerfalls sind die Konfigurationen $m_p = \frac{1}{2}$, $m_l = 0$ und $m_p = -\frac{1}{2}$, $m_l = 1$ möglich. Mit den zugehörigen Clebsch-Gordon-Koeffizienten ergibt sich:

$$\Psi_p = a_p \left(\sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 \chi^- - \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0 \chi^+ \right), \quad (2.16)$$

a_p : Amplitude der P – Welle

χ^+ : Zustand des Protons mit $m_p = +\frac{1}{2}$

χ^- : Zustand des Protons mit $m_p = -\frac{1}{2}$.

Die totale Wellenfunktion Ψ ergibt sich durch Superposition der S- und P-Wellen zu:

$$\Psi = \left(a_s Y_0^0 - \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0 \right) \chi^+ + a_p \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 \chi^-. \quad (2.17)$$

Berücksichtigt man die Orthogonalität der Zustände χ^+ und χ^- des Protons, so folgt für die Winkelverteilung:

$$\begin{aligned} I(\cos \theta) = \Psi \Psi^* &= |a_s|^2 |Y_0^0|^2 + \frac{1}{3} |a_p|^2 |Y_1^0|^2 + \frac{2}{3} |a_p|^2 |Y_1^1|^2 \\ &- \sqrt{\frac{1}{3}} (a_s a_p^* Y_0^0 Y_1^{0*} + a_s^* a_p Y_0^{0*} Y_1^0). \end{aligned} \quad (2.18)$$

Über die Kugelflächenfunktionen

$$\begin{aligned} Y_0^0 &= 1, \\ \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0 &= \cos \theta, \\ \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 &= -\sin \theta. \end{aligned}$$

wird Gleichung 2.18 zu

$$\begin{aligned} I(\cos \theta) = \Psi \Psi^* &= |a_s|^2 + |a_p|^2 \cos^2 \theta + |a_p|^2 \sin^2 \theta - a_s \cos \theta [a_p + a_p^*] \\ &= |a_s|^2 + |a_p|^2 - 2a_s \operatorname{Re} a_p^* \cos \theta. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der Winkel θ ist hier relativ zum Spin σ des Λ definiert (siehe Abbildung 2.5).

Mit dem Asymmetrie-Parameter α

$$\alpha = -\frac{2\operatorname{Re}(a_s a_p^*)}{|a_p|^2 + |a_s|^2} \quad (2.20)$$

folgt dann:

$$I(\cos \theta) = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \cdot \cos \theta). \quad (2.21)$$

Der Asymmetrie-Parameter α gibt hier an, inwieweit der Spin des Λ in diesem Zerfall erhalten und somit im Zerfallsproton messbar bleibt.

Für das $\bar{\Lambda}$ verläuft die Rechnung ganz analog zur obigen Rechnung für das Λ . Lediglich der Winkel θ wird in $\pi - \theta$ überführt. Somit gilt für das $\bar{\Lambda}$

$$I(\cos \theta) = \frac{1}{4\pi} (1 - \alpha \cdot \cos \theta). \quad (2.22)$$

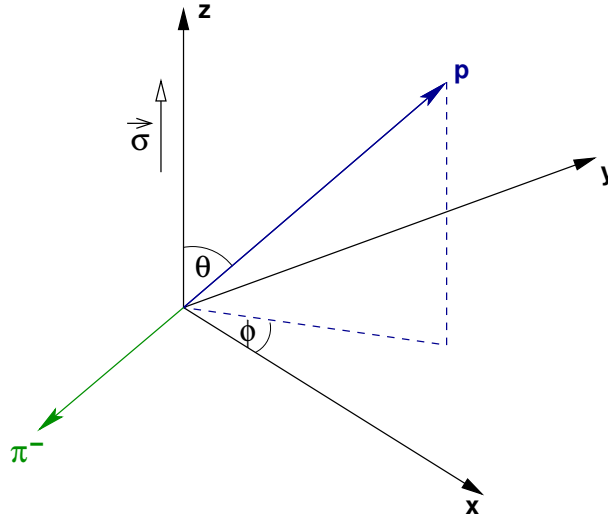


Abbildung 2.5: Definition des Koordinatensystems im Ruhesystem des Λ .

In den meisten Fällen wird dieses Vorzeichen aber in dem Asymmetrie-Parameter α kompensiert. Dieser ist experimentell [Hag02] gemessen worden

$$\alpha = 0.642 \pm 0.013. \quad (2.23)$$

Misst man nun die Winkelverteilung des Zerfallsprotons in Bezug auf die Produktionsebene des Λ , so lässt sich Gleichung 2.21 schreiben als

$$I(\cos \theta) = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha P \cos \theta). \quad (2.24)$$

P : durchschnittliche Polarisation

Zur Analyse der Λ -Polarisation wird für jedes Ereignis ein spezielles Koordinatensystem definiert (siehe Abbildung 2.6): die z -Achse zeigt in Richtung des Impulses $\vec{p}_\Lambda$ des Λ 's, die x -Achse zeigt in Richtung der Senkrechten auf der Produktionsebene, die durch den Impuls $\vec{p}_{Strahl}$ des Protonenstrahls und das Λ aufgespannt wird, und die y -Achse steht senkrecht auf x - und z -Achse, um ein rechtshändiges Koordinatensystem zu erhalten.

$$\begin{aligned} \vec{n}_x &= \frac{\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_\Lambda}{|\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_\Lambda|}, \\ \vec{n}_z &= \frac{\vec{p}_\Lambda}{|\vec{p}_\Lambda|}, \\ \vec{n}_y &= \vec{n}_z \times \vec{n}_x. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Wenn nun die Richtung $\vec{n}_p$ des Zerfallsprotons bekannt ist, berechnet sich der Winkel bezüglich der drei Achsen des Koordinatensystems über:

$$\cos \theta_i = \vec{n}_i \cdot \vec{n}_p \quad (2.26)$$

$$i = x, y, z.$$

Um mithilfe der Formel 2.24 die in einem Experiment gemessenen Daten auswerten zu können und die Polarisation zu bestimmen, ist es notwendig, die winkelabhängige Akzeptanz $A(\cos \theta)$ des jeweiligen Detektors zu kennen. So lässt sich Formel 2.24 schreiben als

$$I(\cos \theta_i) = \frac{1}{4\pi} A(\cos \theta_i) (1 - \alpha P_i \cos \theta_i) \quad (2.27)$$

$$= \frac{1}{4\pi} A(\cos \theta_i) R(\cos \theta_i)$$

$$i = x, y, z.$$

Die Berechnung verläuft für $\bar{\Lambda}$ und K_S^0 analog der obigen für das Λ . Die Definition des Koordinatensystem erfolgt dann über

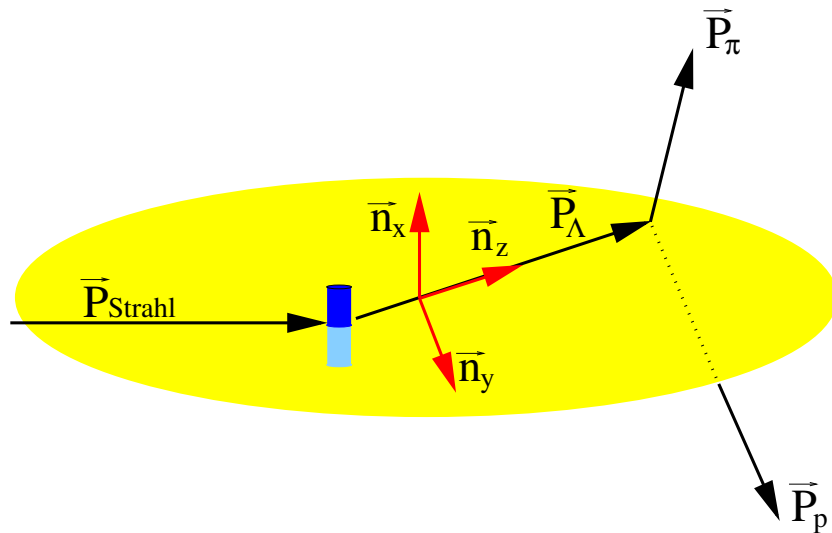


Abbildung 2.6: Zerfall des Λ . Eingezeichnet sind die Impulse des Protonenstrahls $\vec{p}_{Strahl}$, des Λ $\vec{p}_\Lambda$ und der Zerfallsprodukte Proton $\vec{p}_p$ und Pion $\vec{p}_\pi$. Die Einheitsvektoren $\vec{n}_x$, $\vec{n}_y$ und $\vec{n}_z$ zeigen die Ausrichtung des Koordinatensystems.

$$\begin{aligned}
\vec{n}_x &= \frac{\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_{\bar{\Lambda}}}{|\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_{\bar{\Lambda}}|}, \\
\vec{n}_z &= \frac{\vec{p}_{\bar{\Lambda}}}{|\vec{p}_{\bar{\Lambda}}|}, \\
\vec{n}_y &= \vec{n}_z \times \vec{n}_x
\end{aligned} \tag{2.28}$$

bzw.

$$\begin{aligned}
\vec{n}_x &= \frac{\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_{K_S^0}}{|\vec{p}_{Strahl} \times \vec{p}_{K_S^0}|}, \\
\vec{n}_z &= \frac{\vec{p}_{K_S^0}}{|\vec{p}_{K_S^0}|}, \\
\vec{n}_y &= \vec{n}_z \times \vec{n}_x,
\end{aligned} \tag{2.29}$$

und anstelle der Winkelverteilung des Zerfallsprotons p wird im Falle des $\bar{\Lambda}$ die Winkelverteilung des Zerfallsantiprotons $\bar{p}$, im Falle des K_S^0 die des Zerfallspions π^+ gemessen. Für den Asymmetrie-Parameter α werden die Werte

$$\alpha_{\Lambda} = 0.642 \pm 0.013 \tag{2.30}$$

$$\alpha_{\bar{\Lambda}} = -0.642 \pm 0.013 \tag{2.31}$$

$$\alpha_{K_S^0} = 1 \tag{2.32}$$

verwendet. Da das K_S^0 ein Teilchen mit Spin 0 ist, muss hier die Polarisation verschwinden, und die Auswertung der Messdaten für das K_S^0 dient als Kontrollmessung für die Polarisation des Λ und des $\bar{\Lambda}$.

Für die drei verschiedenen V^0 -Teilchen erhält man also insgesamt neun verschiedene Messergebnisse – pro Teilchen bezüglich jeder Achse im Koordinatensystem ein Ergebnis. Aufgrund der Paritätserhaltung bei der starken Wechselwirkung ist Polarisation innerhalb der Produktionsebene des Λ bzw. des $\bar{\Lambda}$ ausgeschlossen. Man erwartet also nur für die Polarisation des Λ bzw. des $\bar{\Lambda}$ bezüglich der x -Achse ein von Null verschiedenes Ergebnis.

Kapitel 3

Das HERA – B -Experiment

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das HERA–B-Experiment. Nach einer kurzen Beschreibung des HERA-Speicherrings werden die einzelnen Komponenten des HERA–B-Detektors und das Datennahme- und Triggersystem vorgestellt.

3.1 Der HERA-Speicherring und die HERA-Experimente

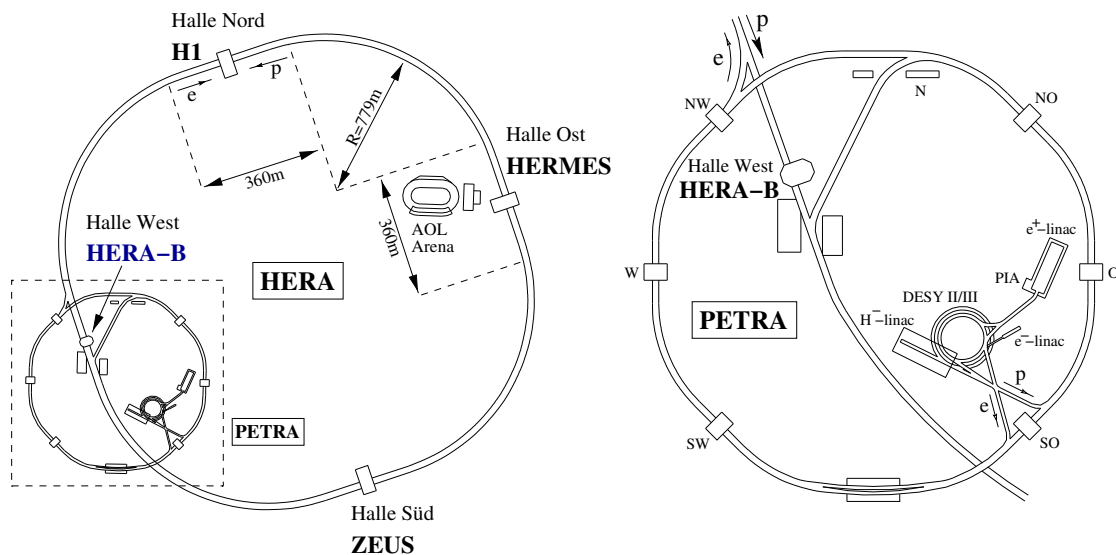


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des HERA-Speicherrings [DES00]. Der im linken Bild markierte Bereich zeigt die Vorbeschleunigersysteme und ist im rechten Bild vergrößert dargestellt.

HERA–B ist eines von vier Teilchenphysikexperimenten am Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg. HERA ist der größte bisher gebaute Elektron-Proton-Collider. In dem

6336 m langen Tunnel werden Elektronen (bzw. Positronen) und Protonen von zwei voneinander unabhängigen Beschleunigern auf Energien von $E_e = 27.5$ GeV und $E_p = 920$ GeV gebracht. Die beiden Teilchenstrahlen werden in den Hallen Nord und Süd zur Kollision gebracht (siehe Abbildung 3.1). Die ersten Kollisionen wurden im Oktober 1991 erzeugt. In diesen Hallen befinden sich die Experimente H1 [Abt97] und ZEUS [ZEU93], die Studien zur Struktur des Protons durchführen. In Halle Ost untersucht seit 1995 die Hermes-Kollaboration die Wechselwirkungen des spinpolarierten Elektronenstrahls mit den Atomkernen eines Gastargets [Ack98], um genauere Kenntnisse über den Ursprung des Spins der Nukleonen zu erlangen. Das HERA-B-Experiment befindet sich in der Halle West. Es benutzt Protonen im äußeren Bereich (Halo) des Protonstrahls und bringt diese in Wechselwirkung mit dünnen Drähten verschiedener Materialien. Mit Hilfe dieser Drahttargets sind hohe Wechselwirkungsraten bei gleichzeitig minimaler Störung der anderen Experimente möglich. Die HERA-Teilchenstrahlen sind in Pakete unterteilt, die man als Bunche (engl. für Bündel) bezeichnet. Im Protonenring werden insgesamt 220 Pakete gespeichert, von denen aufgrund des Füll- und Extraktionsmechanismus der Kette der Vorbeschleuniger nur 180 Pakete gefüllt sind. Je zwei aufeinander folgende Pakete haben einem zeitlichen Abstand von 96 ns; die Länge eines Paketes beträgt jeweils 0,6 ns. Die entspricht einer Taktfrequenz von 10,4 MHz für alle Pakete und 8,5 MHz für die mit Protonen gefüllten Pakete.

3.2 Der HERA-B-Detektor

Der HERA-B-Detektor (siehe Abbildung 3.2) hat eine Gesamtlänge von ca. 20 m. Der Detektor ist ein Vorwärtsspektrometer mit einer geometrischen Akzeptanz von 10 bis 160 mrad in der Vertikalen und 10 bis 220 mrad in der Horizontalen. Dies entspricht im Schwerpunktsystem ca. 90 % des gesamten Raumwinkels. Das HERA-B-Koordinatensystem ist so gewählt, dass die z -Achse in Flugrichtung der Protonen und die x -Achse in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes zeigt. An die Targetstation, an der die Strahlprotonen mit dünnen Drähten verschiedener Materialien wechselwirken, schließt sich der Siliziumvertexdetektor an, der primäre und sekundäre Vertices mit hoher Präzision lokalisiert. Target und 7 von 8 Lagen des Vertexdetektors befinden sich in einem Vakuumtank. Hinter diesem Vakuumtank befinden sich ein Dipolmagnet, der die Bestimmung von Teilchenimpulsen ermöglicht, und verschiedene Spurkammersysteme. Der Teilchenidentifikation dienen das Ringbild-Čerenkov-Zähler (RICH) und der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD). Die Energien und Positionen von Elektronen und Photonen werden im elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) gemessen. Hinter diesem befinden sich mehrere Schichten massiver Absorber und der Myon-Detektor. Die genannten Detektorkomponenten werden im Folgenden genauer beschrieben.

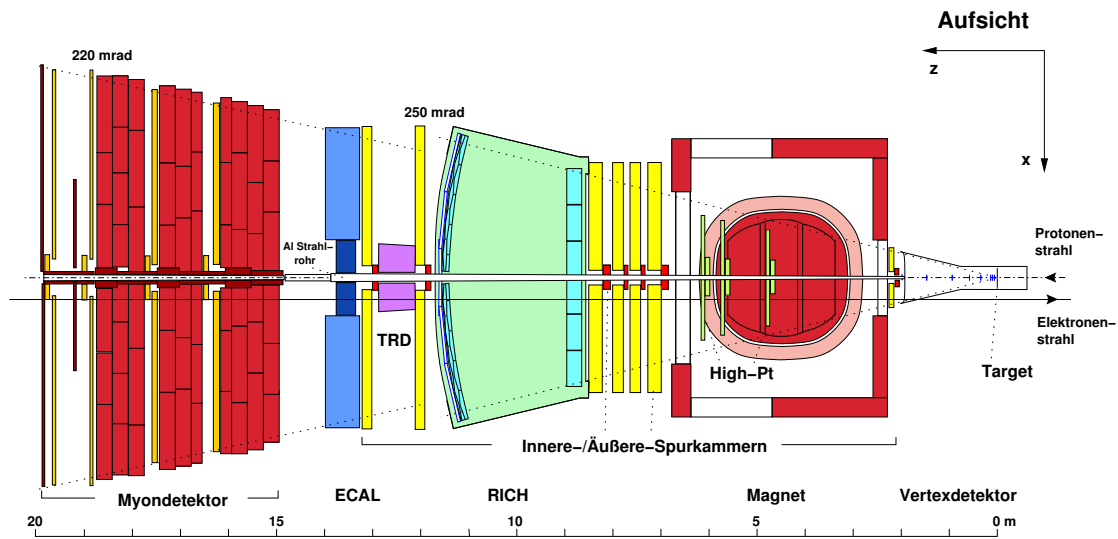


Abbildung 3.2: Der HERA–B-Detektor.

3.3 Subdetektoren des HERA–B Detektors

3.3.1 Das Target

Im HERA–B-Experiment werden pN -Wechselwirkungen mithilfe von Drahttargets erzeugt. Hierzu werden dünne Drähte aus verschiedenen Materialien, wie beispielsweise Aluminium, Kohlenstoff, Titan und Wolfram (siehe Tabelle 3.1), in den äußeren Bereich (Halo) des HERA-Protonenstrahls eingeführt (siehe Abbildung 3.2). Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, gibt es in HERA–B insgesamt 8 solcher Drähte, die auf zwei Targetstationen verteilt sind. Der Abstand zwischen diesen Stationen beträgt ca. 4 cm.

Tabelle 3.1: Das HERA–B-Target in der Konfiguration für Dezember 2002.

Position	Material	Querschnitt	Größe
oben 1	Aluminium	rechteckig	$50\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$
unten 1	Kohlenstoff	rechteckig	$100\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$
innen 1	Wolfram	rund	$50\ \mu\text{m}$ Durchmesser
außen 1	Titan	rund	$50\ \mu\text{m}$ Durchmesser
oben 2	Palladium	rund	$50\ \mu\text{m}$ Durchmesser
unten 2	Titan	rund	$50\ \mu\text{m}$ Durchmesser
innen 2	Kohlenstoff	rechteckig	$100\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$
außen 2	Kohlenstoff	rechteckig	$100\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$

Jeder Draht ist auf einer separaten Halterung montiert und kann unabhängig von den anderen Drähten in Schritten zu je 50 nm transversal zum Protonenstrahl bewegt werden. Dies erlaubt die Variation der Wechselwirkungsrate für die einzelnen Drähte.

Vier Paare von Szintillationszählern, die hinter dem RICH eingebaut sind, überwachen diese Wechselwirkungsrate. Während der Datennahme soll die Wechselwirkungsrate möglichst konstant gehalten werden und erreicht werden, dass alle Protonenpakete des HERA-Rings gleichmäßig zur Gesamtwechselwirkungsrate beitragen. Hierzu werden mithilfe eines automatischen Steuer- und Kontrollsystems die Positionen der verwendeten Drähte 10 mal pro Sekunde neu justiert [İss01]. Um die Wechselwirkungen gleichmäßig auf die verschiedenen Drähte zu verteilen, wurde jeder Draht mit einem Ladungs-Integrierer ausgestattet, der die durch δ -Elektronen erzeugte Ladung misst. So wurde jeweils nur der Draht neu positioniert, der zu wenige oder zu viele Wechselwirkungen produzierte. Das Targetsystem des HERA-B-Detektors ist von 1997 bis zum Ende des HERA-B-Experimentes in Betrieb gewesen. Die an das Targetsystem gestellten Anforderungen bezüglich Ratenstabilität wurden erfüllt [Fun03].

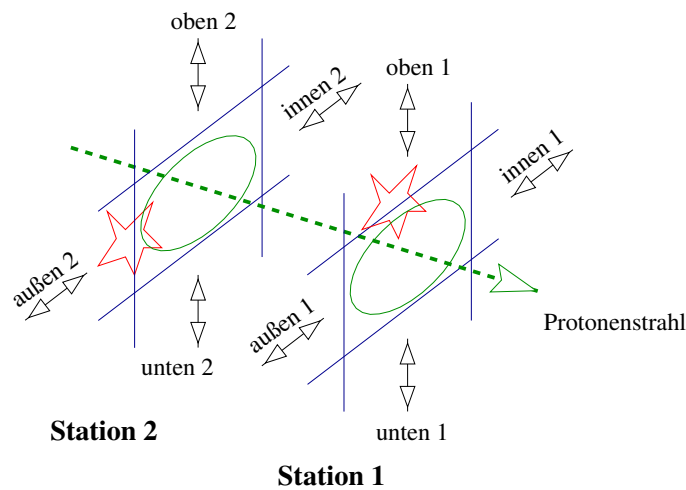


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des HERA-B-Targets. Die Doppelpfeile geben die Bewegungsrichtung der Drähte an [İss01].

3.3.2 Der Vertexdetektor

An das Targetsystem schließt sich das Vertexdetektorsystem (VDS) mit einer geometrischen Akzeptanz von 10 bis 250 mrad an (siehe Abbildung 3.2) [Abt03]. Nahe der Wechselwirkungszone dient es der Rekonstruktion primärer und sekundärer Vertizes und der Spurfindung vor dem Magneten. Das VDS besteht aus 64 doppelseitigen Silizium-Mikrostreifendetektoren, die in 8 Superlagen mit je 8 Detektormodulen pro Superlage angeordnet sind (siehe Abbildung 3.4).

Die ersten 7 Superlagen sind in einer Roman-Pot-Struktur untergebracht. Dies erlaubt, die Module aus der Strahlregion zu entfernen, um Strahlenschäden am VDS bei der Injektion von Protonen in den HERA-Speicherring zu verhindern.

Um Vielfachstreuung zu minimieren, sind diese 7 Superlagen im evakuierten Vertextank bei einem Druck von 10^{-6} bar montiert. Dieser Vertextank ist vom Vakuum des Strahlrohres (10^{-12} bar) durch eine 150 μm dicke Aluminiumabdeckung getrennt und

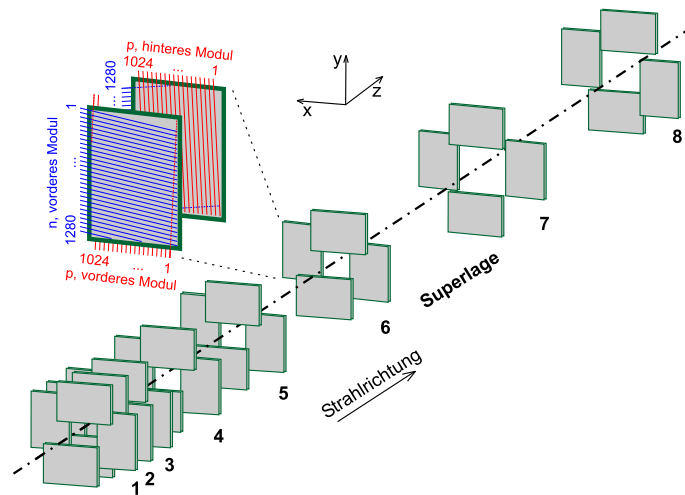


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des HERA-B-Vertexdetektors. Insgesamt 64 Silizium-Mikrostreifendetektoren sind in acht Superlagen angeordnet. Eine Superlage besteht aus vier Quadranten [Brä01].

besitzt ein 3 mm dickes Austrittsfenster aus Aluminium (siehe Abbildung 3.5). Hinter diesem Austrittsfenster, 2 m vom Target entfernt, befindet sich die achte Superlage. Die $280\text{ }\mu\text{m}$ dicken Siliziumdetektoren sind $53 \times 73\text{ mm}^2$ groß und haben eine sensitive Fläche von $50 \times 70\text{ mm}^2$. Die p-dotierte Seite hat jeweils 1280 Auslesestreifen mit einem Abstand von $25,85\text{ }\mu\text{m}$, die n-dotierte 1024 Auslesestreifen mit einem Abstand von $27,3\text{ }\mu\text{m}$. Jeder zweite Streifen ist mit der Ausleseelektronik verbunden. Jeweils zwei Detektormodule sind so angeordnet, dass ihre Streifen Stereowinkel von $\pm 2,5^\circ$ mit der x-Achse bzw. der y-Achse bilden. Die Vertexpauflösung transversal zur Strahlrichtung beträgt ca. $80\text{ }\mu\text{m}$ und in longitudinaler Richtung ca. $600\text{ }\mu\text{m}$, wenn ausschließlich Informationen des Vertexdetektorsystems verwendet werden [Bau00].

Bereits 1996 konnten Teile des Vertexdetektorsystems in Betrieb genommen werden, und ab dem Jahr 2000 stand der VDS komplett für die Datennahme zur Verfügung.

3.3.3 Die Spurkammern

In Strahlrichtung hinter dem Vertexdetektorsystem befindet sich das Spurkammersystem. Es besteht aus einem normalleitenden Dipolmagneten und mehreren Stationen von Spurkammern. Das Spurkammersystem dient der Spurrekonstruktion, Mustererkennung und Impulsbestimmung geladener Teilchen und wird in diesem Kapitel beschrieben.

Der Magnet

In HERA-B wird ein normalleitender Spektrometerdipolmagnet verwendet. Er erzeugt ein Magnetfeld in Richtung der y-Achse des HERA-B-Koordinatensystems mit einem Feldintegral von $2,2\text{ Tm}$. Der Energieverbrauch beträgt $1,1\text{ MW}$.

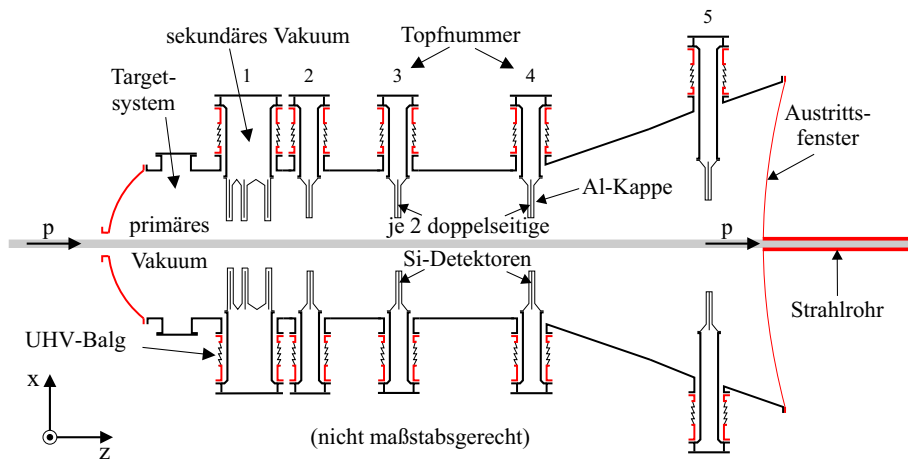


Abbildung 3.5: Aufbau des Vertexdetektors. 20 radial und lateral verfahrbare Töpfe (Roman-Pots) enthalten die 56 Silizium-Mikrostreifendetektoren der ersten sieben Superlagen. Acht weitere Streifenzähler der Superlage 8 befinden sich außerhalb des Tanks hinter dem Austrittsfenster [Brä01].

Die äußeren Spurkammern

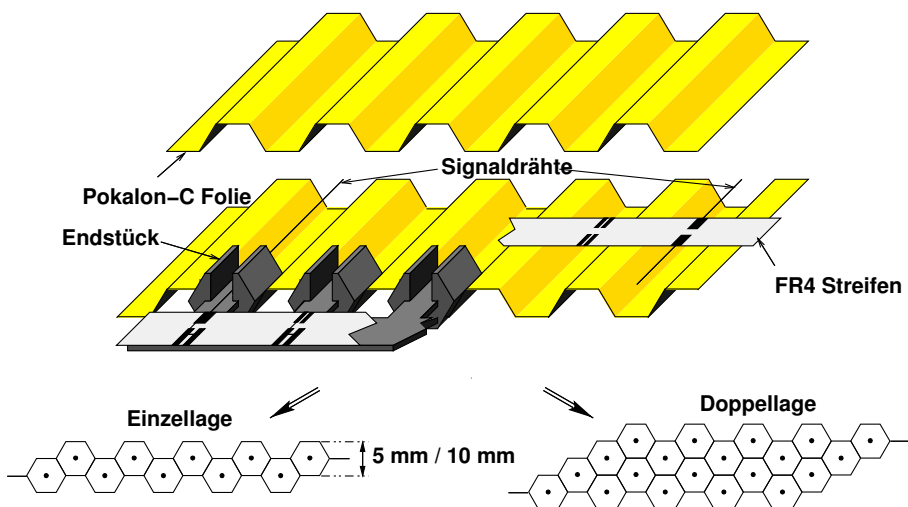


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der OTR-Driftkammern (nach [Sch01a]).

Der äußere Bereich des Spurkammersystems (OTR: Outer Tracker) ist ausgestattet mit Driftkammern mit geschlossenen Driftzellen und hexagonalem Querschnitt [Ste00]. Diese sind gefüllt mit einem Driftgas aus einer Mischung von $\text{Ar}:\text{CF}_4:\text{CO}_2$ im Verhältnis 65:30:5, um die Driftzeiten niedrig zu halten und Alterungseffekte zu minimieren. Abbildung 3.6 zeigt den Aufbau dieser Driftkammern. Die Anoden werden von goldbeschichteten Wolframdrähten mit einem Durchmesser von $25\ \mu\text{m}$ gebildet. Die hexagonalen Driftzellen dienen als Kathoden. Sie bestehen aus $50\ \mu\text{m}$ dickem Polycarbonat

(Pokalon-C), das zur Verbesserung der Leitfähigkeit auf der Innenseite mit 40 nm Kupfer und Gold einer Dicke von 50 nm beschichtet ist. Um die unterschiedlich hohen Teilchenflüsse im äußeren und inneren Bereich (20-50 cm Abstand vom Strahl) des OTR zu berücksichtigen, haben die Driftzellen im inneren Bereich einen Durchmesser von 5 mm und sind kürzer als im äußeren Bereich, in dem die Driftzellen einen Durchmesser von 10 mm besitzen. Die Module im inneren Bereich des OTR bestehen aus vier Lagen mit jeweils 32 Driftzellen, die Module im äußeren Bereich des OTR bestehen aus vier Lagen mit jeweils 16 Driftzellen. Die Module des OTR sind auf insgesamt 7 Superlagen verteilt.

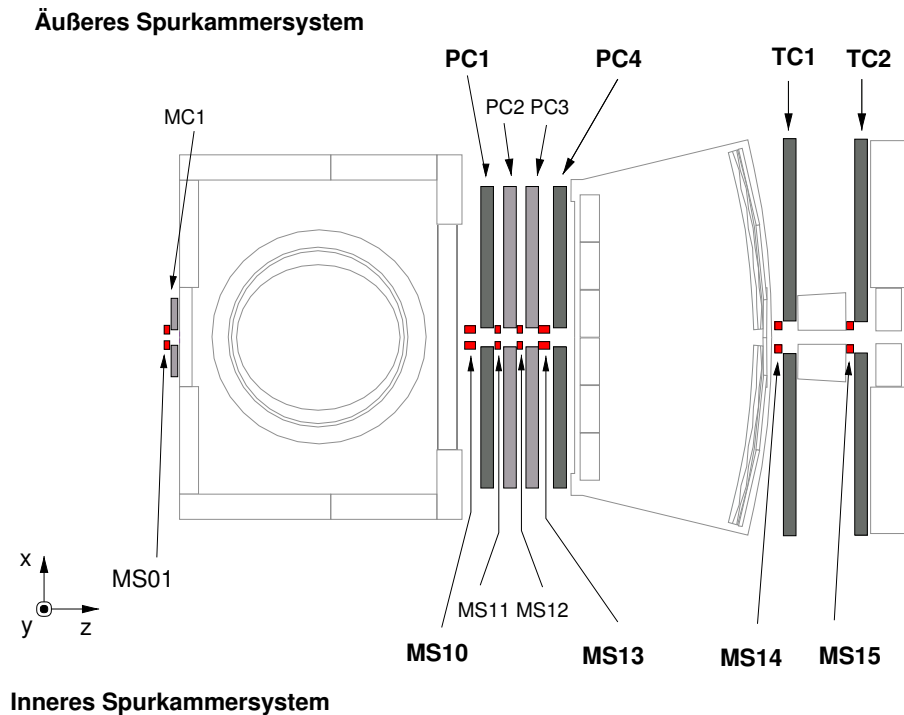


Abbildung 3.7: Superlagen des äußeren und inneren Spurkammersystems. Superlagen, die für die erste Triggerstufe verwendet werden, sind fett gedruckt (aktualisiert, nach [Fla01]).

Eine Superlage befindet sich vor dem Magneten (MC: Magnet Chambers, siehe Abbildung 3.7). 4 Superlagen befinden sich zwischen Magnet und RICH und werden bei der Mustererkennung (PC: Pattern Chambers) verwendet. Weiteren 2 Superlagen, die zwischen RICH und ECAL montiert sind, können zur Extrapolation von Spuren zum ECAL oder Myon-System beitragen. Diese Superlagen werden hauptsächlich vom First Level Trigger (FLT) verwendet (TC: Trigger Chambers). Die Superlagen des OTR variieren in ihrer Größe von $0,9 \times 0,6 \text{ m}^2$ am Eingang des Magneten bis zu $6,5 \times 4,6 \text{ m}^2$ in der letzten Detektorlage, unmittelbar vor dem ECAL. Die Superlagen sind in zwei Hälften geteilt, die entlang der $\pm x$ -Richtung bewegt werden können, um verschiedene Detektorsysteme besser erreichen zu können. Die gemessene mittlere Ortsauflösung des OTR beträgt $(600 \pm 50) \mu\text{m}$ bei den 5-mm-Driftzellen und $(700 \pm 50) \mu\text{m}$ bei den 10-mm-Driftzellen.

Sie setzt sich aus der tatsächlichen intrinsischen Ortsauflösung ($(350 \pm 50) \mu\text{m}$ bei den 5-mm-Driftzellen) und den Unsicherheiten durch die Kalibrierung und Positionierung der Detektormodule zusammen [HER00a].

Die inneren Spurkammern

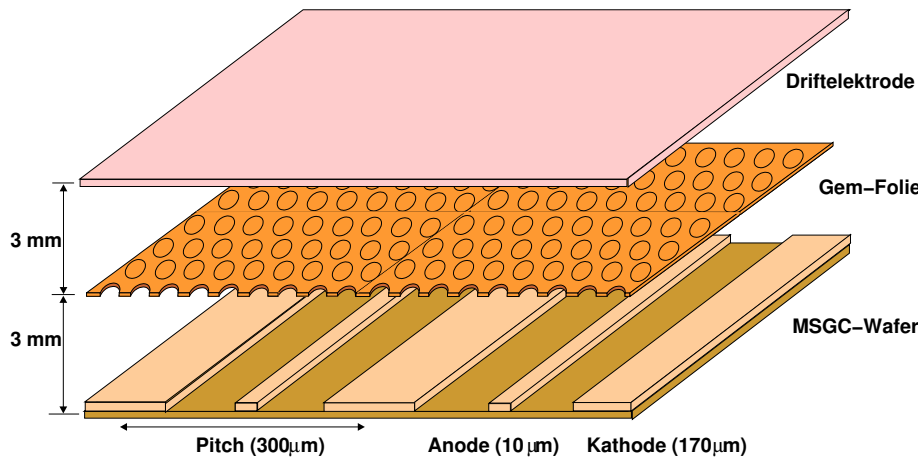


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines Mikrostreifen-Gaszählers mit integrierter GEM-Folie [Kra02].

Im inneren Spurkammersystem (ITR: Inner Tracker) werden Mikrostreifen-Gaszähler (MSGC: Micro Strip Gaseous Chambers) verwendet, in die perforierte Kaptonfolien mit Kupferbeschichtung (GEM: Gas Electron Multiplier) eingebracht sind (siehe Abbildung 3.8) [Bag02]. Die Mikrostreifen-Gaszähler bestehen aus einem 0,4 mm dicken alkalifreien Glassubstrat, auf das in einem lithografischen Verfahren nebeneinander liegende Anoden- und Kathodenstreifen einer Breite von $10 \mu\text{m}$ bzw. $170 \mu\text{m}$ aufgebracht werden. Der Abstand der Anodenstreifen beträgt $300 \mu\text{m}$. 2,8 mm über dem Substrat wurde eine GEM-Folie eingebaut, um die nötige Gasverstärkung ohne Beschädigungen der Detektoren im Betrieb des HERA-B-Experiments zu erreichen. Diese GEM-Folien bestehen aus $50 \mu\text{m}$ Kapton, das auf beiden Seiten mit einer $7 \mu\text{m}$ dicken Kupferschicht überzogen ist. Löcher mit einem Durchmesser von $55 \mu\text{m}$ im Kapton und $90 \mu\text{m}$ im Kupfer sind in die GEM-Folie in einem Abstand von $140 \mu\text{m}$ eingebracht. An der GEM-Folie findet eine erste Ladungsverstärkung statt, und die Anodenhochspannung für die zweite Ladungsverstärkung kann reduziert werden. Damit sinkt die Wahrscheinlichkeit von Überschlügen zwischen Anoden- und Kathodenstreifen. Die Driftkathode oberhalb der GEM-Folie besteht aus $125 \mu\text{m}$ dickem Kapton, das mit $18 \mu\text{m}$ Kupfer beschichtet ist. Als Zählgas wurde eine Mischung aus 70% Argon und 30% Kohlenstoffdioxid verwendet. Die geometrische Akzeptanz des ITR reicht von 10 mrad bis 100 mrad. Dies entspricht einem Abstand vom Strahl von 6 bis 30 cm. Insgesamt besteht der ITR aus 184 Detektormodulen mit 768 Anodenstreifen, von denen 752 ausgelesen werden. Die Detektormodule sind auf 10 Stationen mit jeweils 8 bis 32 Modulen verteilt (siehe Abbildung 3.7). Ähnlich dem äußeren Spurkammersystem werden Spurprojektionen unter

drei verschiedenen Winkeln (0° , $\pm 5^\circ$) gemessen. Auch hier wird die Bestimmung der Ortsauflösung maßgeblich durch die Unsicherheiten bei der Detektorpositionierung beeinflusst. Für die Ortsauflösung in x -Richtung wird ein Wert von $100 \mu\text{m}$, in y -Richtung ein Wert von 1 mm und in z -Richtung von 3 mm angegeben [Bag01].

3.3.4 Die Teilchenidentifikation

Der HERA-B-Detektor besitzt verschiedene Systeme zur Teilchenidentifikation. Diese werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

Der Ringbild-Čerenkov-Zähler

Im Ringbild-Čerenkov-Zähler [Ari04] wird der Čerenkov-Effekt ausgenutzt, um Elektronen, Pionen, Kaonen und Proton voneinander zu separieren. Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium mit Brechungsindex n mit einer Geschwindigkeit $v > c/n$, so sendet es unter einem charakteristischen Winkel θ_C , dem Čerenkovwinkel, relativ zur Flugrichtung, Licht aus. Hierbei gilt: $\cos \theta_C = c/(v \cdot n)$. Bei bekanntem Impuls des Teilchens kann somit durch Messung des Čerenkovwinkels θ_C die Masse des Teilchens und somit seine Identität bestimmt werden.

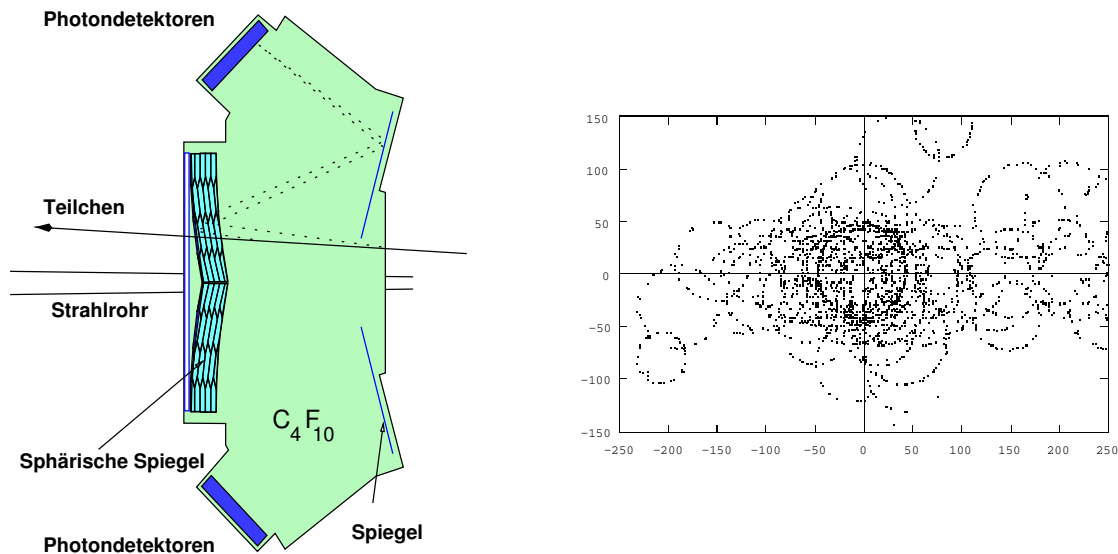


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des HERA-B-RICH. Durch Messung der Ringradien (rechts) kann der Čerenkovwinkel θ_C gemessen werden und damit das Teilchen identifiziert werden [Duj01].

Das HERA-B-RICH besteht aus einem Stahltank mit einem Volumen von 108 m^3 , der mit Perfluorbutan C_4F_{10} ($(n-1) = 1,53 \cdot 10^{-3}$) gefüllt ist. Die emittierten Photonen werden mit Spiegeln auf die Fokalebene reflektiert. Dort werden sie auf Photodetektoren abgebildet und somit nachgewiesen. Durch Messung der Ringradien kann der Čerenkovwinkel θ_C gemessen werden. Da es eine massenabhängige Schwelle für

Čerenkovstrahlung gibt, erlaubt das HERA-B-RICH die Separierung von Elektronen und Pionen in einem Impulsbereich von 3,4 bis 15 GeV/c, von Pionen und Kaonen in einem Impulsbereich von 12 bis 54 GeV/c und von Kaonen und Protonen zwischen 23 und 85 GeV/c.

Der Übergangsstrahlungsdetektor

Der HERA-B-Übergangsstrahlungsdetektor (TRD: Transition Radiation Detector) befindet sich zwischen Spurkammersystem und elektromagnetischem Kalorimeter. Dieses System dient der Identifikation von Elektronen und ihrer Separation von Hadronen in einem Energiebereich von 1 bis 100 GeV. Die von diesem Detektor gemessene Übergangsstrahlung wird erzeugt, wenn geladene Teilchen die Grenzfläche zwischen Medien unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten durchqueren. Das an der Grenzfläche emittierte Licht ist auf die Mantelfläche eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $1/\gamma$ relativ zur Flugrichtung des geladenen Teilchens konzentriert. Hier ist $\gamma=E/(mc^2)$ der relativistische Dilatationsfaktor.

Der Übergangsstrahlungsdetektor ist sandwich-artig aufgebaut. Er besitzt 32 Lagen, die jeweils aus Radiator- und Nachweislage für das emittierte Licht zusammen gesetzt sind. Als Detektoren dienen Straw-Tube-Proportionalkammern, die mit einer Gasmischung aus Xe:CF₄:CO₂ im Verhältnis von 70:20:10 gefüllt sind. Als Radiatormaterial werden Polypropylenfasern verwendet. Die Proportionalkammern sind unter einem Stereowinkel von $\pm 30^\circ$ angeordnet. Der Übergangsstrahlungsdetektor deckt mit 2 Superlagen einen Bereich vom Protonenstrahlrohr bis zum inneren Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters ab.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) erlaubt die Identifizierung von Elektronen, Positronen und Photonen [Zoc00]. Die dominierende Wechselwirkung von Elektronen mit Materie bei Energie von einigen GeV ist die Bremsstrahlung. Photonen wechselwirken hauptsächlich durch Elektron-Positron-Paarerzeugung. Beide Mechanismen greifen in so genannten elektromagnetischen Schauern, Kaskaden von Elektronen (bzw. Positronen) und Photonen, ineinander. In einem Kalorimeter dient die Energie eines solchen Schauers als Maß für die Energie des einfallenden Teilchens. Bestimmend für die Dimensionierung eines Kalorimeters ist zum einen die Strahlungslänge X_0 , die definiert ist als die Dicke eines Materials, nach deren Durchquerung sich die Energie E_0 eines Elektrons auf einen Wert E_0/e reduziert hat. Zum anderen charakterisiert der Molière-Radius R_M die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers. 99% der Schauerenergie sind in einem Zylinder des Radius $3 \cdot R_M$ enthalten. Das HERA-B-ECAL ist als ein Samplingkalorimeter aufgebaut, bei dem sich sandwich-artig passive Konverter- und aktive Nachweislagen abwechseln (siehe Abbildung 3.10). Das ECAL besteht aus 56×42 Detektormodulen, die einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 11,18 cm besitzen. In jedem Modul wechseln sich passiver Konverter und aktiver Szintillator ab. Diese Szintillatorschichten sind mit

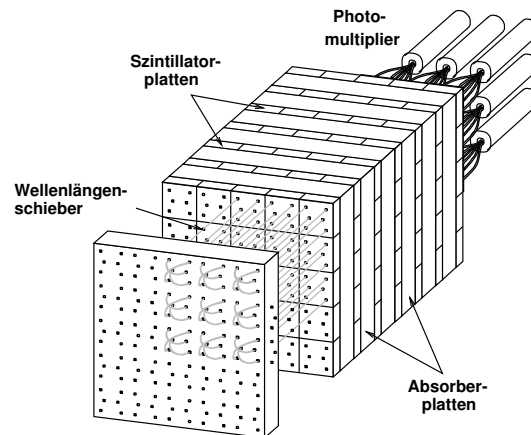


Abbildung 3.10: Aufbau eines Moduls des HERA-B-ECAL (nach [Loh94]).

optischen Faser durchzogen, denen ein Wellenlängenschieber beigemischt ist. Diese optischen Fasern leiten das Szintillationslicht zu Photomultipliern weiter.

Das ECAL ist in drei Regionen unterschiedlicher Granularität eingeteilt (siehe Abbildung 3.11). Die Zellengröße im inneren Bereich beträgt $2,24 \times 2,24 \text{ cm}^2$, im mittleren Bereich $5,59 \times 5,59 \text{ cm}^2$ und im äußeren Bereich $11,18 \times 11,18 \text{ cm}^2$. Als Konvertermaterial wird eine Legierung aus Wolfram, Nickel und Eisen bzw. Blei verwendet. Die Gesamttiefe der Module von 13 cm entspricht 23 Strahlungslängen. Im mittleren und äußeren Bereich des Kalorimeters wird Blei als Konverter eingesetzt. Hier entspricht die Gesamttiefe der Module von 20 cm etwa 20 Strahlungslängen. Der Molière-Radius beträgt für den inneren Bereich 1,42 cm und in den übrigen Bereichen 4,15 cm. Die Ortsauflösung liegt mit 0,2 cm weit unter dem für die Definition von Elektronkandidaten für die erste Triggerstufe erforderlichen Wert von 0,6 cm.

3.3.5 Der Myon-Detektor

Im hinteren Bereich des HERA-B-Detektors im Abstand von 15 bis 19,5 m vom Target befindet sich der Myon-Detektor [Tit00]. Er dient der Identifikation von Myonen und wird auch für die Entscheidungsfindung im Triggersystem verwendet. Die geometrische Akzeptanz des Detektors beträgt in x -Richtung 9 bis 220 mrad, in y -Richtung 9 bis 160 mrad. Dies entspricht im Schwerpunktsystem etwa 90% des gesamten Raumwinkels. Myonen haben eine im Vergleich mit anderen Teilchen größere Reichweite beim Durchgang durch Materie. Diese Eigenschaft wird im Myon-Detektor ausgenutzt. Der Detektor besteht aus mehreren Lagen massiver Absorber aus Eisen und Stahlbeton, um Hadronen zu stoppen. Wie Abbildung 3.12 zeigt, gibt es drei Blöcke Absorbermaterial, die als Myon-Filter MF1, MF2 und MF3 bezeichnet werden. Im Myon-Detektor gibt es vier Superlagen mit Nachweisdetektoren, die als Superlagen MU1 bis MU4 bezeichnet werden. Myonen mit einem Impuls größer als $4,5 \text{ GeV}/c$ können das Absorbermaterial mit einer Gesamtdicke von 3,15 m durchdringen und Signale in den Superlagen

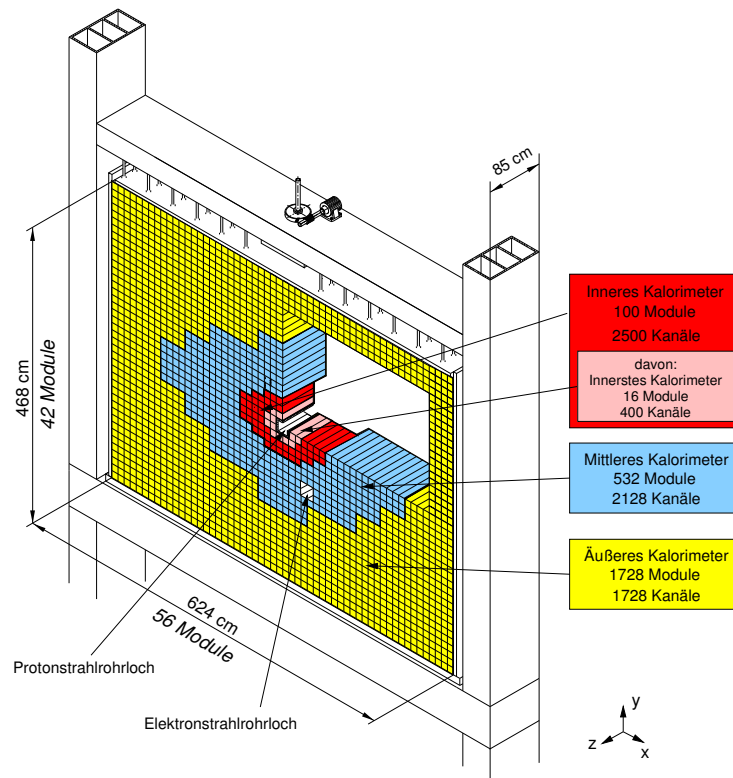


Abbildung 3.11: Perspektivische Ansicht des HERA-B-ECAL [Fla01].

erzeugen. In diesen Superlagen werden drei verschiedene Detektortypen verwendet.

Im äußeren Bereich der Superlagen MU1 und MU2 werden Vieldrahtproportionalkammern (Tube-Kammern) eingesetzt. Sie bestehen aus Aluminiumprofilen mit einzelnen geschlossenen Zellen. Diese Zellen haben einen rechteckigen Querschnitt und eine Fläche von $14 \times 12 \text{ mm}^2$. Dadurch werden die Driftzeiten innerhalb der Zellen auf weniger als 96 ns, dem zeitlichen Abstand der primären Proton-Nukleon-Wechselwirkung, begrenzt. Im Zentrum einer jeden Zelle verläuft ein Anodendraht von 3 m Länge und einem Durchmesser von $45 \text{ }\mu\text{m}$. Die Kammern des Myon-Detektors bestehen aus zwei hintereinander liegenden Monolagen zu je 16 Zellen. Um insensitive Bereiche zu vermeiden, sind diese Lagen um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt montiert. Jede Superlage des Detektors besteht aus drei solcher Doppellagen, deren Anodendrähte parallel zur y-Achse bzw. um $\pm 20^\circ$ gedreht angeordnet sind. Im äußeren Bereich der Superlagen MU3 und MU4 sind so genannte Pad-Kammern installiert (siehe Abbildung 3.13). Sie bestehen aus Aluminiumprofilen mit offenen rechteckigen Zellen der gleichen Größe wie in den Tube-Kammern. Diese werden, wie in Abbildung 3.13 zu sehen, durch Kathoden-Pads aus kupferbeschichtetem Phenol abgeschlossen. Diese Pads haben in Superlage MU3 eine Fläche von $12,14 \times 10,00 \text{ cm}^2$, in Superlage MU4 eine Fläche von $12,10 \times 10,45 \text{ cm}^2$. Je zwei um die halbe Größe einer Zelle versetzte Spalten von Kathoden-Pads bilden eine Pad-Kammer. Jede Spalte besteht in Superlage MU3 aus 30 und in Superlage MU4 aus 29 Pads. Die in diesen Kammern bei einem Teil-

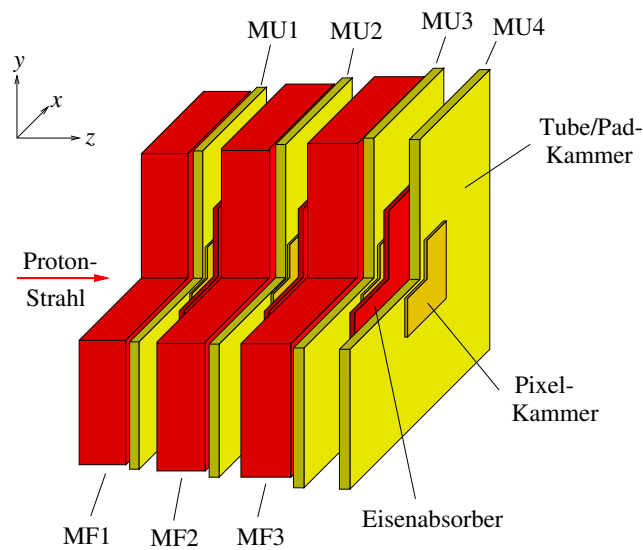


Abbildung 3.12: Perspektivische Ansicht des Myon-Detektors [Hus01].

chendurchgang influenzierten Signale werden durch Vorverstärker, die direkt auf den Kathoden-Pads angebracht sind, verstärkt, um sie über ca. 3 m lange Kabel zur Ausleseelektronik zu übertragen.

Im inneren Bereich des Myon-Detektors nahe des Protonstrahlrohrs werden Gas-Pixel-Kammern verwendet (siehe Abbildung 3.14). Hier ist die Teilchenspurdichte sehr hoch, und Gas-Pixel-Kammern bieten hier eine ausreichend feine Granularität. Jeweils vier Quadranten von Gas-Pixel-Kammern sind mit kleinem Überlapp um das Strahlrohr installiert. Die Pixelzellen dieser Gas-Pixel-Kammern bestehen aus einem $25\ \mu\text{m}$ dicken Signaldraht und vier $500\ \mu\text{m}$ dicken Potentialdrähten. Die Pixelzellen sind in z -Richtung 3 cm lang. Die Grundfläche beträgt $9,0 \times 9,0\ \text{mm}^2$ in Superlage MU3 und $9,4 \times 9,4\ \text{mm}^2$ in Superlage MU4. Jeweils zwei horizontal und vertikal benachbarte Signaldrähte werden in MU1 und MU2 zu einem Auslesekanal zusammengefasst, um die Zahl der auszulesenden Detektorkanäle zu minimieren. Ein Auslesekanal in MU3 und MU4 umfasst eine Pixelzelle in horizontaler Richtung und vier Pixelzellen in vertikaler Richtung. Für den Myon-Pretrigger werden je sechs Auslesekanäle in horizontaler Richtung der Superlagen MU3 und MU4 zu so genannten „Pseudo-Pads“ zusammengefasst. Der Myon-Detektor besitzt insgesamt etwa 32000 Auslesekanäle.

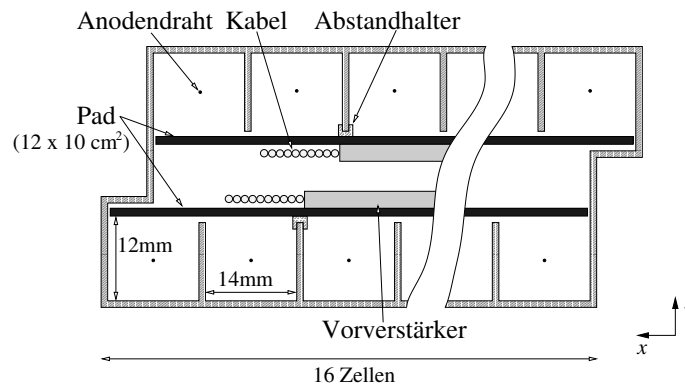


Abbildung 3.13: Querschnitt einer Pad-Kammer. Die Kammern des Myon-Detektors bestehen aus zwei hintereinander liegenden Monolagen zu je 16 Zellen. Diese Lagen sind um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt. Jede Superlage des Detektors besteht aus drei solcher Doppellagen, deren Anodendrähte parallel zur y -Achse bzw. um $\pm 20^\circ$ gedreht angeordnet sind [Sch01b].

3.4 Das Datennahme- und Triggersystem

In diesem Abschnitt wird das Datennahme- und Triggersystem des HERA-B-Experiments beschrieben. Die Konzeption und Gestaltung dieser Systeme orientieren sich am ursprünglichen Ziel der Untersuchung der Physik der B-Mesonen mit dem HERA-B-Detektor. Ein wesentlicher beim Aufbau des Datennahme- und Triggersystems zu berücksichtigender Aspekt ist die Datenrate im Experiment. Sie wird zum einen durch den HERA-Takt von 10,4 MHz und zum anderen durch mehr als 500000 auszulesenden Kanäle des HERA-B-Detektors bestimmt. Bei einer mittleren Datenmenge von 470 kByte pro Ereignisblock ergibt sich eine Datenrate von nahezu 5 TByte/s. Diese Datenrate kann mit heutigen Technologien für Datenübertragung und Datenspeicherung nicht verarbeitet werden. Es ist notwendig, mithilfe eines schnellen Triggersystems eine Vorauswahl der zu verarbeitenden und zu speichernden Daten zu treffen. Dieses System muss die zu prozessierende Datenmenge um ein vielfaches reduzieren und gleichzeitig sehr effizient für Signalereignisse sein.

Aufgabe des Datennahmesystems (DAQ: Data Acquisition) ist die Auslese der mehr als 500000 Detektorkanäle. Untermengen dieser Daten werden einzelnen Triggerstufen zur Verfügung gestellt. Die HERA-B-DAQ ist modular aufgebaut, um den verschiedenen Anforderungen der Subdetektoren und ihren Datenformaten gerecht zu werden (siehe Abbildung 3.15). Die Detektorkanäle werden durch die für jeden Subdetektor spezielle Elektronik ausgelesen und an Front-End-Driver-Systeme (FED-Systeme) übertragen. Diese FED-Systeme sind an die verschiedenen Subdetektoren angepasst, bieten aber eine einheitliche Schnittstelle für die weitere Verarbeitung der Messdaten. Ein Teil der Messdaten wird direkt an Pretrigger und die erste Triggerstufe (FLT: First Level Trigger) weitergeleitet. Diese Triggersysteme prozessieren die ihnen zur Verfügung gestellten Daten und fällen eine Triggerentscheidung. Bis zur Entscheidung werden sämtliche Detektordaten von den FED-Systemen in Datenpuffern zwischenge-

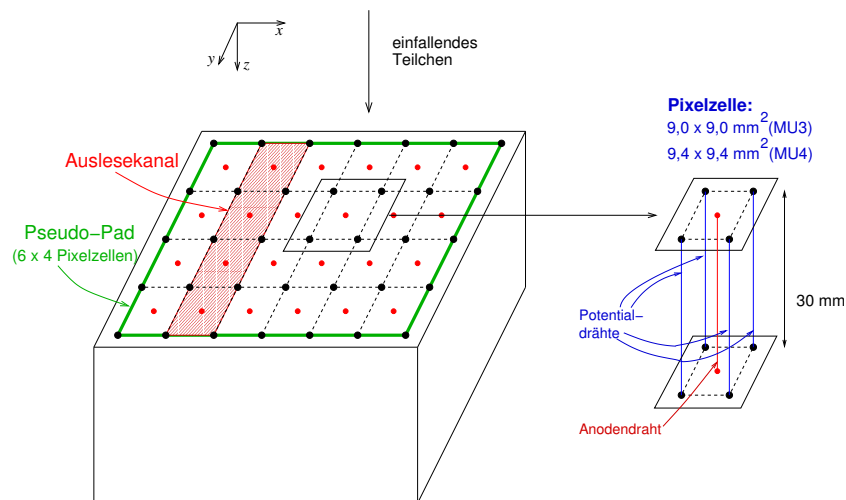


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung einer Gas-Pixel-Kammer. Die zu einem Auslesekanal bzw. einem „Pseudo-Pad“ zusammengefassten Pixel-Zellen sind farblich markiert [Sch01b].

speichert. Es ist möglich, 128 aufeinander folgende Ereignisse zu speichern, bevor diese überschrieben werden. Die Zeit bis zur Triggerentscheidung muss somit kleiner als $128 \cdot 96 \text{ ns} = 12,3 \mu\text{s}$ sein. Die Synchronisierung innerhalb und zwischen den Systemen der verschiedenen Subdetektoren wird von einem speziellen Kontrollsystem, dem Fast Control System (FCS), vorgenommen [Ful99].

Tabelle 3.2: Stufen des HERA–B-Triggersystems

Triggerstufe	max. Eingangsrate	Ausführungszeit	Realisierung
1	10,4 MHz	$< 12 \mu\text{s}$	spezialisierte Elektronik
2	50 kHz	$< 7 \text{ ms}$	PC-Farm
3	500 Hz	$< 100 \text{ ms}$	PC-Farm (geplant)
4	50 Hz	$< 4 \text{ s}$	PC-Farm

Berücksichtigt man die Latenzzeit des FCS, stehen der ersten Triggerstufe inklusive der Pretrigger-Systeme insgesamt $10 \mu\text{s}$ zur Verfügung, um die Triggerentscheidung zu fällen (siehe Tabelle 3.2). Ist diese Entscheidung positiv, werden entsprechende Informationen vom FLT an das FCS geleitet. Dieses veranlasst die FED-Systeme der Subdetektoren, die Messdaten des akzeptierten Ereignisses an den Second Level Buffer (SLB) zu übertragen. Hierbei stellt das FCS allen Subdetektoren ein spezielles Taktsignal, das vom HERA-Takt abgeleitet ist, und eine fortlaufende Ereignisnummer, die so genannte Bunch Crossing Nummer (BX-Nummer), zur Verfügung, die die eindeutige Markierung der Ereignisdaten ermöglichen. Der SLB speichert nun wiederum die Daten aller Detektorkanäle, bis die zweite Triggerstufe (SLT: Second Level Trigger) eine Triggerentscheidung fällt. Die Bearbeitung der vom FLT akzeptierten Ereignis-

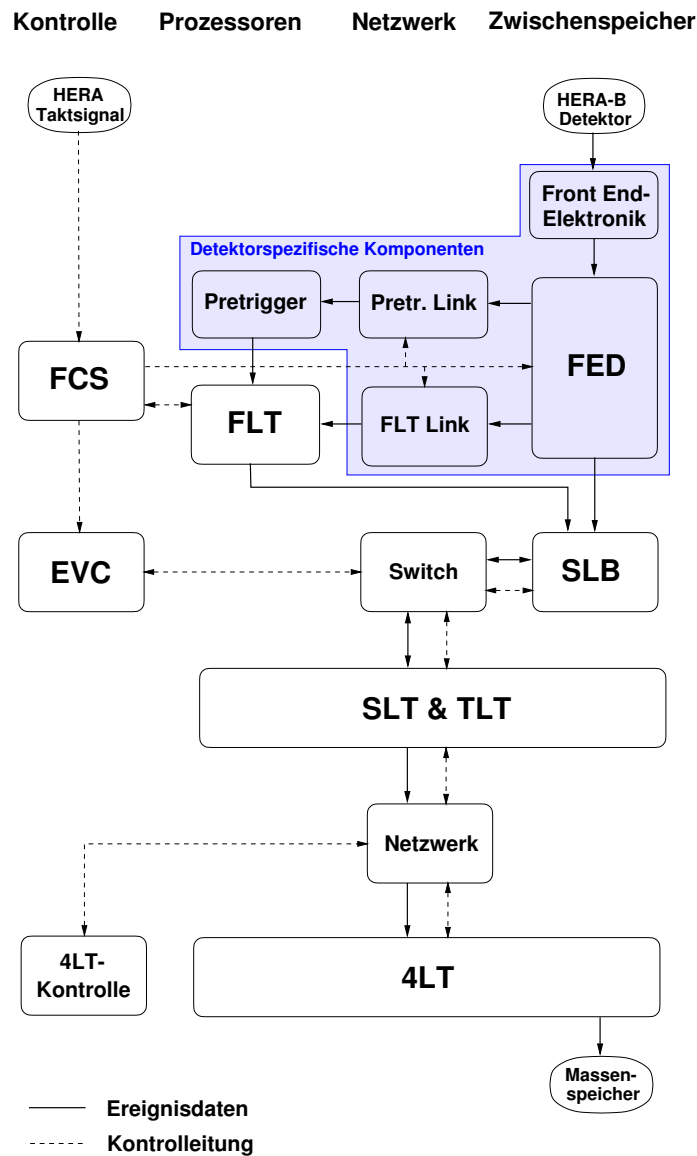


Abbildung 3.15: Das Datennahme- und Triggersystem in HERA-B [Ful99].

se wird hier von der Event Control (EVC) an die verschiedenen SLT-Prozessoren verteilt, die den Teil der Messdaten, der für die Entscheidung des SLT benötigt wird, vom SLB erhalten. EVC, SLB und das Switch-Netzwerk, das die verschiedenen Komponenten verbindet, sind aus digitalen Signalprozessoren (DSP) aufgebaut. Bei positiver Triggerentscheidung des SLT werden die Daten der Subdetektoren zu einem Gesamtergebnis zusammengeführt und im lokalen Speicherbereich des SLT-Prozessors gehalten. Diesen Vorgang bezeichnet man als Event Building (EVB). In der Datennahmeperiode 2002/2003 wurden die dritte (TLT: Third Level Trigger) und vierte Triggerstufe (4LT: Fourth Level Trigger) nicht aktiv als Trigger eingesetzt. Die Prozesse der vierten Triggerstufe wurden für die Rekonstruktion eines Teils der Ereignisse und zur Überwachung der Datenqualität eingesetzt.

3.4.1 Das Myon-Pretrigger-System

Aufgabe der Pretrigger-Systeme in HERA-B ist es, Kandidaten für Teilchenspuren zu finden, die auf potentiell interessante Ereignisse hinweisen. Sie stellen den ersten beiden Triggerstufen Informationen über Suchbereiche, so genannte Regions of Interest (RoI), zur Verfügung, die zur Spursuche und Spurrekonstruktion verwendet werden. Im folgenden Abschnitt werden die verschiedenen in HERA-B eingesetzten Pretrigger-Systeme vorgestellt.

Das Myon-Pretrigger-System [Böc01] dient der Suche nach Kandidaten für Myon-Spuren. Ein spezielles Koinzidenzschema (siehe Abbildung 3.16) für Treffer in verschiedenen Lagen des Myon-Detektors wird hier verwendet. Dazu werden die Treffer-Informationen aus den Pad- und Pixeldetektoren der Superlagen MU3 und MU4 des Myon-Detektors ausgewertet. Im mit Pad-Detektoren ausgestatteten Bereich des Myon-Systems wird zu jedem getroffenen Pad in Superlage MU3 mindestens ein Treffer in den 3×2 perspektivisch zugeordneten Pads der dahinter liegenden Superlage MU4 gesucht. Aufgrund der kleineren Ausdehnung des mit Pixel-Detektoren ausgestatteten Bereich des Myon-Detektors und der größeren Teilchenimpulse in der Nähe des Strahlrohres wird im Pixel-System ein 2×2 -Koinzidenzschema verwendet. Das Myon-Pretrigger-System berechnet aus den Informationen über Position der gefundenen Koinzidenz und dem Muster der Treffer in Superlage MU4 verschiedene Spurparameter und eine Impulsabschätzung für den Myon-Kandidaten und übermittelt diese Angaben an den FLT.

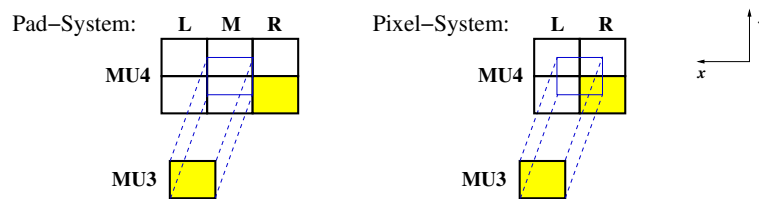


Abbildung 3.16: Das Koinzidenzschema des Myon-Pretrigger-Systems [Sch01b].

Die Dateneingangsrate in das Myon-Pretrigger-System beträgt etwa 10 GByte/s. Um die Suche nach Koinzidenzen innerhalb der zur Verfügung stehenden Zeit von $1 \mu\text{s}$ abschließen zu können, ist das Myon-Pretrigger-System aus speziell für diesen Zweck entwickelten Elektronik-Komponenten modular aufgebaut. Der Algorithmus zur Berechnung der Koinzidenzinformationen ist in programmierbaren Elektronikbausteinen implementiert.

Das Myon-Pretrigger-System besteht aus drei Haupt-Komponenten: dem Pretrigger Link Board (PLB), der Pretrigger Coincidence Unit (PCU) und dem Pretrigger Message Generator (PMG). Zusätzlich wurde der Pretrigger Optical Link (POL) entwickelt, der die optische Verbindung zwischen PLB und PCU herstellt.

Die Pretrigger Link Boards des Pad-Systems erhalten ihre Eingangsdaten vom FED-System. Im Pixel-System werden diese Daten von Pixel Mapping Boards (PMB) geliefert. Nach Umformung der Daten und Hinzufügen verschiedener Kontrolldaten vom Fast Control System (FCS) werden die Daten serialisiert und mittels POLs über eine

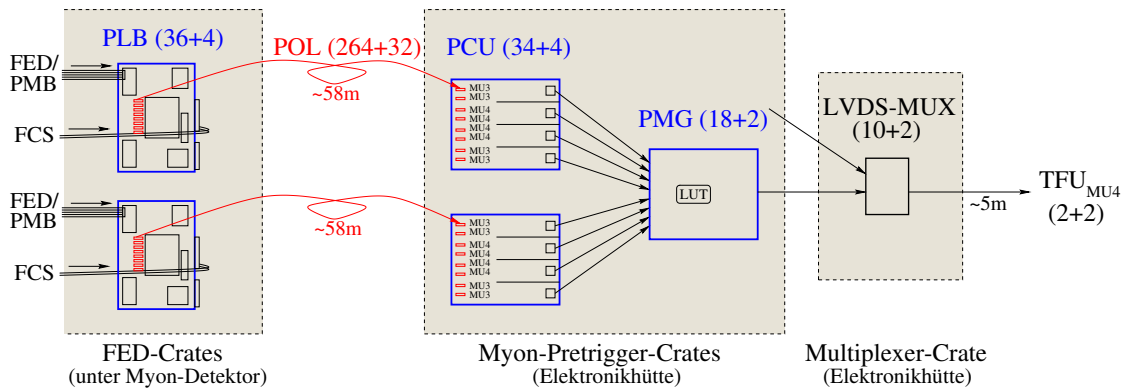


Abbildung 3.17: Die Komponenten des Myon-Pretrigger-Systems. Die Anzahl der jeweiligen Komponenten für das Pad- und Pixel-System sind in Klammern angegeben [Sch01b].

Entfernung von etwa 58 m zu den PCUs übertragen, die in einer neben dem HERA-B-Detektor errichteten Elektronikhütte installiert sind. Auf den PCUs werden die Daten parallelisiert und der Algorithmus zur Berechnung der Koinzidenzen ausgeführt. Die so erhaltenen Koinzidenzinformationen werden an die PMGs übermittelt, die diese Informationen in ein für den FLT verständliches Datenformat umwandelt. Über LVDS-Multiplexer (LVDS-MUX), die die Signale in den LVDS-Standard (Low Voltage Differential Signaling) konvertieren, werden die Koinzidenzinformationen an die Track Finding Units (TFUs) des FLT gesendet.

Zur erfolgreichen Inbetriebnahme des Myon-Pretrigger-Systems im Jahr 2000 waren umfangreiche Tests der System-Hardware notwendig. Hierzu zählte zum einen die Überprüfung der korrekten Funktionsweise der verschiedenen Module, zum anderen der Test der Verbindungen innerhalb des System und zu den Systemkomponenten des HERA-B-Experiments. Die optimalen Einstellungen für die optische Datenübertragung zwischen PLBs und PCUs wurden bestimmt, und umfangreiche Verbindungstests zwischen Myon-Pretrigger-System und First Level Trigger erfolgreich durchgeführt. Für die Initialisierung, Steuerung und Kontrolle des Myon-Pretrigger-Systems wurde eine leistungsfähige Online-Software entwickelt und die dazugehörige Datenbank aufgebaut. Zur Dokumentation dieser Arbeiten wird das Myon-Pretrigger-System, die Online-Software und die Datenbank des System detailliert in Anhang A beschrieben.

3.4.2 Das RICH-Multiplizitäts-Veto

Das im Jahr 2002 im HERA-B-Experiment in Betrieb genommene RICH-Multiplizitäts-Veto [Cru02, Hus03a] wurde entwickelt, um Ereignisse mit einer hohen Anzahl gleichzeitiger primärer Wechselwirkungen zurückzuweisen, bevor diese in das Triggersystem gelangen. Diese Ereignisse führen zu einer hohen Treffermultiplicität in

den Detektorlagen des HERA-B -Experiments, und die Wahrscheinlichkeit, dass Treffer verschiedener Teilchenspuren fälschlicherweise zu Koinzidenzen in den Regions of Interest (RoI) des FLT kombiniert werden, erhöht sich. Solche Ereignisse stellen eine erhöhte Belastung der Prozessoren des FLT dar und erschwerten die Inbetriebnahme des FLT im Jahr 2000. Da die Pretrigger des HERA-B-Detektors solche Ereignisse mit hoher Multiplizität bevorzugen, ist es notwendig, diese Ereignisse bereits auf Ebene der Pretrigger zurück zu weisen. Ein gutes Maß für die Multiplizität eines Ereignisses ist die Zahl der im HERA-B-RICH erzeugten Photonen. Aus diesem Grund wurde ein System entwickelt, dass die Zahl der Photonen im RICH mit einstellbaren Schwellenwerten vergleicht und auf Grundlage dessen ein Veto-Signale erzeugt: das RICH-Multiplizitäts-Veto (siehe Abbildung 3.18).

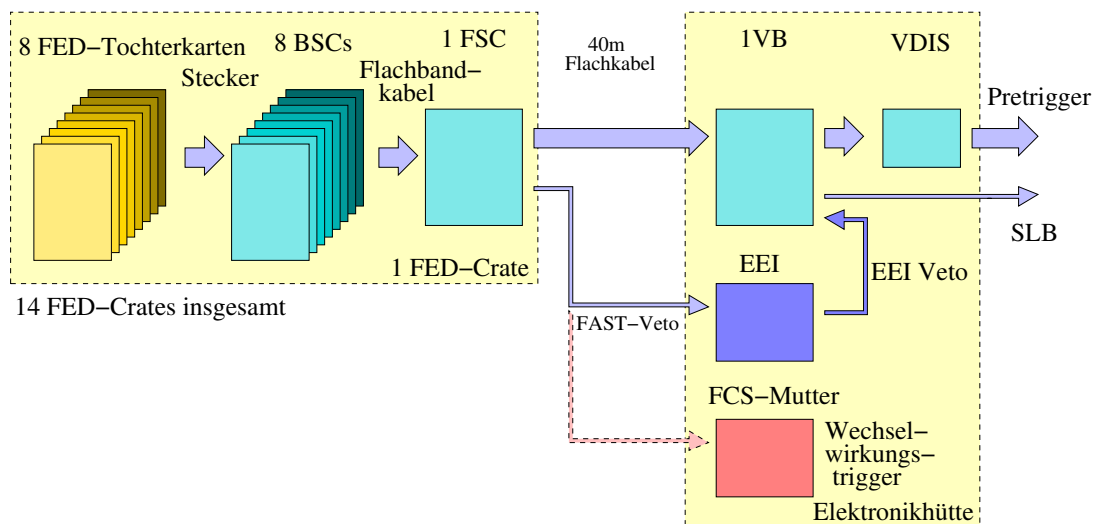


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung des RICH-Multiplizitätsveto-Systems [Cru02].

Das RICH-Multiplizitäts-Veto erhält die Treffer-Informationen des RICH-Detektors als digitalisierte Daten vom FED-System. Die RICH-FEDs sind auf insgesamt 14 Crates verteilt, sodass das RICH-Multiplizitäts-Veto als modulares System entwickelt wurde. In jedem RICH-FED-Crate werden die Daten an acht Base Sum Cards (BSC) übertragen. Dort werden die Daten summiert. Die Summen von acht BSCs werden zur FED Sum Card (FSC) übertragen, die die Summe der Treffer in einem RICH-Crate berechnet. Diese Summe wird über Flachbandkabel oder optische Verbindungen an das Veto Board (VB), das in der Elektronikhütte installiert ist, gesendet. Dort wird nach erneuter Summenbildung von bis zu 14 FSC-Summen eine Veto-Entscheidung getroffen und ein Veto-Signal erzeugt. Über den Veto Distributor (VDIS) wird dieses Signal den Pretriggerern zur Verfügung gestellt, die bei Empfang eines Veto-Signals das aktuelle Ereignis verwerfen. Zusätzlich kann ein Veto-Signal vom ECAL Energy Inhibit (EEI) Board mit dem Veto-Signal des RICH-Multiplizitäts-Vetos kombiniert werden. Dieses EEI ist ein dem RICH-Multiplizitäts-Veto ähnliches System, das die im inneren Bereich des

ECAL deponierte Energie als Basis für eine Veto-Entscheidung verwendet. Ein weiterer Betriebsmodus erlaubt es, das von einer einzelnen FSC erzeugte Veto-Signal an das FCS-System zu senden. Dieses Signal wird dann als Triggersignal an die verschiedenen Systeme im HERA-B-Experiment gesendet und kann als nicht verzerrender Hardware-Wechselwirkungstrigger verwendet werden.

Für die Datennahmeperiode 2002/2003 wurden insgesamt 15 BSCs, 2 FSCs und das Veto Board installiert. Es wurde nur ein Teil des RICH-Detektors mit dem RICH-Multiplizitäts-Veto ausgestattet. Untersuchungen zeigen, dass die Zahl der Treffer in diesem Teil streng korreliert ist mit der Zahl der Treffer im gesamten Detektor [Brü02]. Die Gesamt-Latenzzeit des RICH-Multiplizitäts-Veto-Systems beträgt 944 ns und liegt damit unter dem vom Myon-Pretrigger vorgegebenen Limit von 1062 ns. Das RICH-Multiplizitäts-Veto wurde in nur 1,5 Jahre entwickelt, installiert, erfolgreich in Betrieb genommen und in der Datennahmeperiode 2002/2003 verwendet [Cru02].

3.4.3 Der Elektron-Pretrigger

Der Elektron-Pretrigger des HERA-B-Experiments [Gia99] sucht nach Elektron- und Positronkandidaten. Die Suche nach hohen Energiedepositionen durch elektromagnetische Schauer im Elektromagnetischen Kalorimeter und die Selektion von Ereignissen mit hochenergetischen Photonen sind mit diesem Pretrigger ebenfalls möglich. Der Elektron-Pretrigger bildet hierzu Kombinationen aus 3×3 Kalorimeterzellen, in denen nach Clustern, das sind Muster von Zellen mit einer Energie über einem bestimmten Schwellenwert, gesucht wird. Die in diesen neun Zellen detektierten Energiedepositionen werden aufsummiert und mit einem vorgegebenen Schwellenwert verglichen. Ist die Energiesumme größer als der Schwellenwert und die Energie der Zelle, die im Zentrum des Clusters liegt größer als die Hälfte dieser Schwellenenergie, werden die Position des Clusters und eine Region of Interest in der Spurkammerlage TC2 berechnet. Diese Informationen werden in einem standardisierten Format an den FLT gesendet. Um Bremsstrahlungseffekte vor dem Magneten zu berücksichtigen, kann der Elektron-Pretrigger die Clusterenergie der Spurkandidaten korrigieren. Dabei wird die Position eines Bremsstrahlungsphotons im Kalorimeter aus der Position und der Energie eines Elektron- bzw. Positronclusters berechnet und angenommen, dass die Elektron- bzw. Positronspur von der Targetregion ausgeht und das Bremsstrahlungsphoton vor dem Magneten abgestrahlt wurde. Wird so ein Bremsstrahlungscluster im entsprechenden Kalorimeterbereich gefunden, wird dessen Energiesumme zur Energie des Clusters des Elektron- bzw. Positronkandidaten addiert.

Das Elektron-Pretrigger-System wurde im Jahr 2000 vollständig installiert und in Betrieb genommen. Das System besteht aus insgesamt 128 Einzelmodulen [Fla01, HER00a].

3.4.4 Der High- p_T -Pretrigger

Der High- p_T -Pretrigger sucht nach Teilchen mit hohem Transversalimpuls. Hier wird nach Dreifach-Koinzidenzen zwischen Pads einer Reihe in den hintereinander liegenden-

den Superlagen PT1, PT2 und PT3. Diese liegen innerhalb des Magneten. Für jede gefundene Konizidenz wird eine Region of Interest (RoI) in Superlage TC2 definiert und an den FLT übermittelt [HER00a].

3.4.5 Der First-Level-Trigger

Die von den Pretriggern übermittelten Spurkandidaten dienen dem First-Level-Trigger (FLT) als Startpunkte für die Treffersuche und Spurrekonstruktion (siehe Abbildung 3.19) [Nör03]. Da die zur Verfügung stehende Latenzzeit sehr kurz ist, werden nur die Superlagen PC1, PC4, TC1 und TC2 des Spukammersystems und zusätzlich für Myon-Kandidaten die Superlagen MU1, MU3 und MU4 des Myon-Detektorsystems verwendet. Ein Netzwerk spezieller FLT-Prozessoren, die Track Finding Units (TFU), führen die iterative Spursuche durch. Jede TFU ist hier einem bestimmten Bereich einer Detektor-Superlage zugeordnet. Die Daten werden von den jeweiligen Detektoren zu den TFUs mithilfe von Trigger Link Boards (TLB) synchron zum HERA-Takt übertragen. Um den Datentransfer zu reduzieren, werden die Daten von 128 aufeinander folgenden Ereignissen in so genannten Wire Memories (eng.: Drahtspeicher) gespeichert. Erhält eine TFU von einer TFU der vorhergehenden Ebene oder von einem Pretrigger-System eine Triggernachricht, so sucht die TFU innerhalb der durch die Nachricht definierten Region of Interest (RoI) nach Drahttreffern in den Superlagen MU3 und MU4 bzw. nach Koinzidenzen in den drei Stereolagen von MU1. Werden eine oder mehrere Koinzidenzen innerhalb der RoI gefunden, wird eine kleinere RoI für die folgende Ebene der TFUs berechnet und an eine oder mehrere TFUs dieser Ebene weitergegeben. Kann eine Spur erfolgreich bis zu den TFUs, die der Superlage PC1 zugeordnet sind, zurück verfolgt werden, wird eine Nachricht an eine von vier Track Parameter Units (TPU) gesendet, die die Parameter der Spur berechnet. Hier wird unter der Annahme, dass der Ursprung der Spur ein Target ist, der Ablenkwinkel im Magneten berechnet. Die Ladung und eine Abschätzung für den Teilchenimpuls können ebenfalls bestimmt werden. Die eigentliche Triggerentscheidung trifft die Trigger Decision Unit (TDU). Hierzu werden zunächst am Eingang der TDU die Daten der Spurkandidaten gesammelt. Alle Spuren eines Ereignisses werden zu Paaren kombiniert und die invariante Masse der jeweiligen Kombination berechnet. Es sind verschiedene Betriebsmodi des FLT möglich. Im Paartriggermodus werden Ereignisse akzeptiert, in denen ein Spurpaar mit bestimmter Identität, Ladung und Transversalimpuls, eine invariante Masse oberhalb einer bestimmten Schwelle besitzt. In einem zweiten Modus, dem Zähltriggermodus, wird getrennt nach dem Pretrigger-Typ, der die Spursuche initiiert hat, die Anzahl der Spuren bestimmt und mit einem Schwellenwert verglichen.

3.4.6 Weitere Triggerstufen

Die zweite Triggerstufe, der Second Level Trigger (SLT), ist in einer Rechnerfarm mit 240 PCs realisiert [NPdV03]. Hier wird die Spurrekonstruktion des FLT unter Hinzunahme weiterer Detektorinformationen verfeinert und überprüft. Die vom FLT gefundenen Spuren dienen hier als Startpunkt. Vom FLT fehlerhaft rekonstruierte Spuren

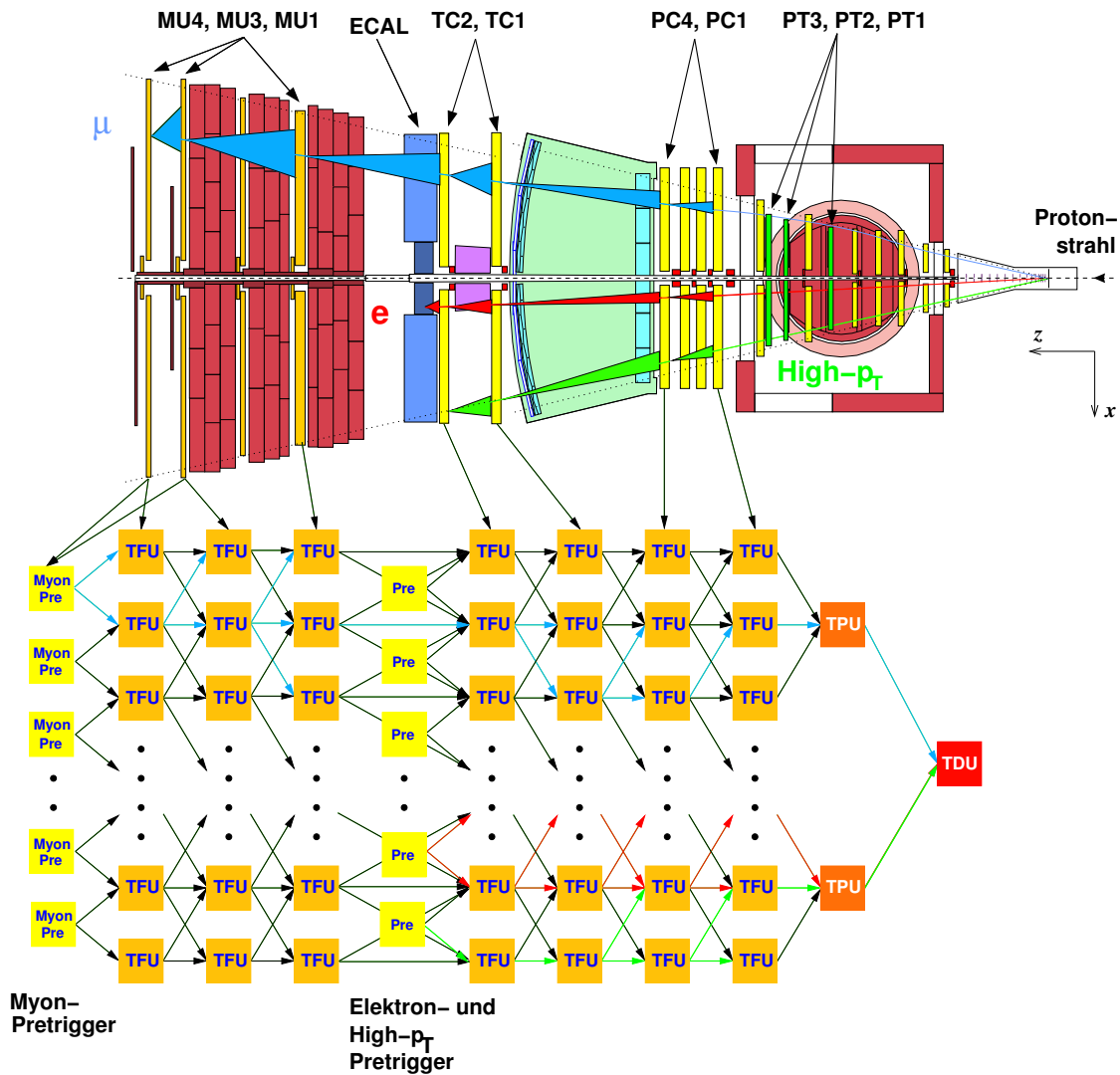


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung des Pretrigger- und FLT-Netzwerks [Sch01b].

werden durch zusätzliche Informationen der Superlagen PC2 und PC3 und durch die Verwendung der Driftzeitinformationen der Spurkammern eliminiert. Die Parameter verifizierter Spuren werden mit größerer Präzision vom SLT bestimmt. Die so gefundenen Spuren werden durch das Magnetfeld in Richtung des Targets extrapoliert und mithilfe der Informationen des VDS bis zum Target zurück verfolgt. In bestimmten Betriebsmodi wird ein gemeinsamer Vertex zweier Spuren verlangt. Gelingt die Rekonstruktion der Spur bis zum Target, wird diese Spur vom SLT gültig erklärt. Die Daten aller Subdetektoren für das akzeptierte Ereignis werden aus dem Second Level Buffer (SLB) ausgelesen und zum jeweiligen SLT-Prozessor übertragen. Dort werden die Daten zusammengefügt und in einem lokalen Speicher abgelegt. Dies ist das so genannte Event Building (EVB).

Die Prozesse des SLT, EVB und der dritten Triggerstufe, dem Third Level Trigger (TLT), sind in einem Programm zusammengefasst. Dadurch wird Zeitverlust durch

Datenübertragung zwischen Prozessoren verhindert. Der TLT ist die erste Triggerstufe, die auf die komplette Detektorinformation eines Ereignisses zugreifen kann, wurde aber in der Datennahmeperiode 2002/2003 nicht aktiv verwendet. Die Daten der selektierten Ereignisse werden zum Rechenzentrum des DESY übertragen, dort gespeichert und für Analysen zugänglich gemacht.

3.5 Der Wechselwirkungstrigger

Während der Datennahmeperiode 2002/2003 stand ein weiterer Trigger-Modus, der so genannte Wechselwirkungstrigger zur Verfügung. Dieser Wechselwirkungstrigger ist als Software-Trigger in der zweiten Triggerstufe realisiert. Hier wird zunächst zufällig eines der 180 nominell gefüllten HERA-Pakete ausgewählt. Um leere Ereignisse zu unterdrücken, werden zusätzliche Triggerbedingungen gestellt. Dazu werden die Trefferinformationen des RICH und die Clusterinformationen des ECAL ausgewertet. Ereignisse werden akzeptiert, wenn die im ECAL deponierte Energie mindestens 1 GeV beträgt und mindestens 20 Treffer im RICH registriert werden (siehe Anhang C, Modus RE). Mit diesem Wechselwirkungstrigger – einem Zufallstrigger mit zusätzlicher Unterdrückung leerer Ereignisse – wurden die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgezeichnet.

Kapitel 4

Analyse von Minimum-Bias-Daten

In diesem Kapitel wird die Analyse von Minimum-Bias-Daten beschrieben und die Ereignisrekonstruktion in der Standard-Softwareumgebung des HERA – B-Experiments erläutert.

4.1 Minimum-Bias-Daten

Im Dezember 2002 wurden mit dem HERA – B-Detektor in insgesamt 47 Runs Daten mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Wechselwirkungstrigger aufgezeichnet. Hier wurden in erster Linie inelastische Wechselwirkungen beobachtet, in denen leichte u-, d- und s-Quarks erzeugt werden. Da diese Daten nicht mit einem Trigger selektiert wurden, der bestimmte Physikprozesse anreichert, werden diese Daten auch Minimum-Bias-Daten (minimum bias, englisch für: minimale Beeinflussung) genannt. Um die Abhängigkeit verschiedener physikalischer Größen vom verwendeten Targetmaterial zu untersuchen, wurden Kohlenstoff-, Wolfram- und Titan-Drähte verwendet (siehe Tabelle 3.1). Für die Datennahme wurden Wechselwirkungsraten von bis zu 2 MHz gewählt, da die Auslesegeschwindigkeit des SLB limitiert war und die maximale Loggingrate bereits bei 1 MHz erreichbar war [Dam03]. Zusätzlich konnte durch Einstellen dieser Wechselwirkungsraten die Wahrscheinlichkeit für Überlagerung von zwei und mehr Ereignissen gesenkt werden. Für die Analyse der Λ -Polarisation stehen aus dieser Datennahmeperiode insgesamt mehr als 130 Mio. Ereignisse zur Verfügung (siehe Tabelle 4.1).

Eine Übersicht über die Runs, in denen die zur Analyse verwendeten Minimum-Bias-Daten genommen wurden, findet sich in Anhang C. Weitere Erläuterungen zur Selektion dieser Runs finden sich in Kapitel 5.

4.2 Analyse

Die vorliegende Analyse der Λ -Polarisation mit Minimum-Bias-Daten des HERA – B-Detektors wurde mithilfe der ARTE-Softwareumgebung (ARTE: Analysis and Reconstruction Tool [Art03]) und der Datenanalyseumgebung ROOT [Bru97] durchgeführt.

Tabelle 4.1: Zur Analyse der Λ -Polarisation verwendete Minimum-Bias-Daten.

Datennahmeperiode	9.12.2002 bis 21.12.2002	
Trigger	Wechselwirkungstrigger	
verwendetes Targetmaterial	Kohlenstoff (unten 1):	≈ 60 Mio. Ereignisse
	Wolfram (innen 1):	≈ 54 Mio. Ereignisse
	Titan (unten 2):	≈ 22 Mio. Ereignisse
	gesamt	≈ 136 Mio. Ereignisse

ARTE ist die Standard-Software in HERA-B für Analyse und wurde in der Online- und Offline-Rekonstruktion eingesetzt. Online wurde ARTE während der Datennahme auch zur Überprüfung der Datenqualität verwendet. Dies ermöglichte eine effiziente Datennahme und schnelle Reaktionen auf Veränderungen der HERA-Strahlbedingungen oder des HERA-B-Detektorstatus. In dieser Arbeit wurde ARTE zur Offline-Rekonstruktion und Vorselektion der Daten eingesetzt, um diese in Form von N-Tupeln abzuspeichern. Aus diesen Daten wurden mithilfe von ROOT die V^0 -Teilchen rekonstruiert. Diese V^0 -Rekonstruktion wird detailliert in Kapitel 6 beschrieben.

4.2.1 Ereignisrekonstruktion

Die mit dem HERA-B-Detektor aufgezeichneten Ereignisse werden in Form von Tabellen gespeichert. Einige der Tabellen, die für die Analyse wichtig sind, werden im Folgenden vorgestellt. In der HITB-Tabelle (HITB: Hits Bank) sind Informationen über Treffer in einzelnen Subdetektoren abgelegt. In der RSEG-Tabelle (RSEG: Reconstructed Segments) sind Spursegmente der verschiedenen Subdetektoren gespeichert, die zu Spuren zusammen gesetzt werden können. Die komplett rekonstruierten Spuren und Vertices sind in den Tabellen RTRA (Reconstructed Tracks) und RVER (Reconstructed Vertices) enthalten. Auch Verknüpfungen zwischen zusammen gehörenden Vertices, Spuren, Segmenten und Treffern sind in den Tabellen abgelegt.

Die mit dem HERA-B-Detektor aufgezeichneten Rohdaten werden zunächst für jeden Subdetektor einzeln in Trefferdaten umgewandelt. Diese Aufgaben übernimmt spezielle, auf das jeweilige Detektorsystem abgestimmte Software [Eme01a, Eme01b, Igo98, Kis99, Wag99]. Dies ermöglicht, Daten der Detektorkanäle, die Defekte aufweisen, aus den Datensätzen zu entfernen. Desweiteren wird zum Beispiel beim VDS jeder Detektorkanal auf statistische Fluktuationen (Noise) hin untersucht und die Größe der Fluktuationen bestimmt. Gemessene Signale in den verschiedenen Kanälen können somit mit diesen Fluktuationen verglichen werden und es kann individuell entschieden werden, ob das jeweilige Signal verwertet wird oder ob dies im Rahmen der statistischen Fluktuationen liegt und verworfen werden muss. Im Falle der äußeren Spurkammern werden die Driftzeiten in den einzelnen Detektorkammern der Trefferinformation hinzugefügt. In einem letzten Schritt werden die echten Signale den verschiedenen De-

tektorkanälen und somit bestimmten geometrischen Positionen im HERA-B-Detektor zugeordnet und als Treffer in die Tabelle HITB eingetragen.

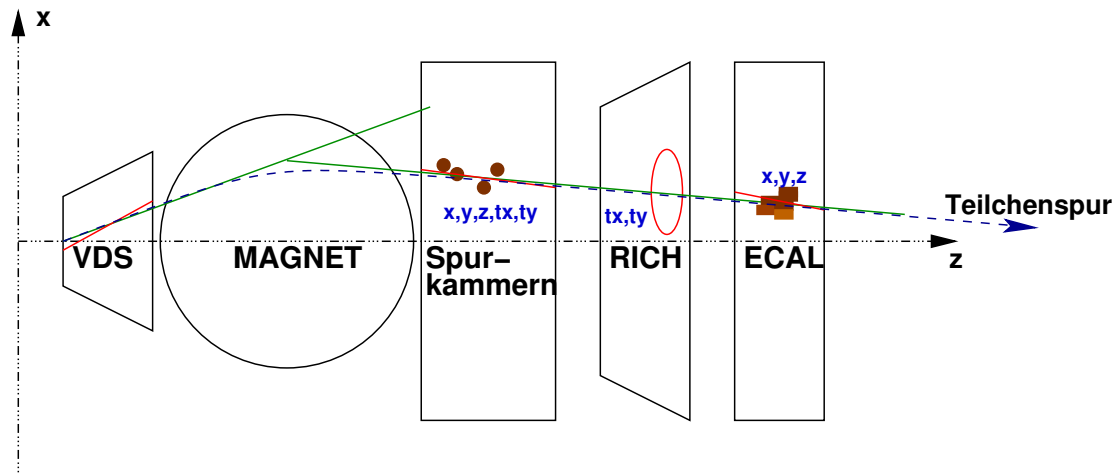


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion über Spursegmente in den Subdetektoren. Die Segmente des Vertexdetektors und der Spurkammern werden bis zum Magneten ($z = 4,55\text{m}$) extrapoliert und zusammen gesetzt [Aga01].

Liegen Trefferdaten in der HITB-Tabelle vor, werden aus diesen Spursegmente rekonstruiert. In den Spurkammern wird eine Mustererkennung gestartet, und mithilfe von Spuranpassungen werden Spursegmente gebildet. Im elektromagnetischen Kalorimeter sucht der Rekonstruktionsalgorithmus nach Clustern, im Myon-Detektor werden Teilchenhypothesen in Form von Likelihoods durch Extrapolation von Spuren und Zuordnung von Treffern berechnet. Im RICH-Detektor werden in einem iterativen Prozess einzelnen Photonen die jeweiligen Čerenkovwinkel θ_c zugeordnet und daraus die Teilchenhypothesen berechnet. Das Resultat der verschiedenen Berechnungen besteht jeweils aus Spurteilen – Segmenten – in den Subdetektoren.

Diese Segmente werden im Folgenden über den gesamten HERA-B-Detektor zu Spuren zusammengesetzt. Die für diesen Zweck entwickelte Software ist MARPLE [Igo98]. Bei der Kombination der Segmente ist es möglich, eine Auswahl der zu verwendenden Subdetektoren vorzunehmen. Spuren können z. B. aus Segmenten des VDS und des elektromagnetischen Kalorimeters, aber auch aus Segmenten des VDS und des RICH rekonstruiert werden. Für die Messung der Λ -Polarisation ist die Kombination von Segmenten des Vertexdetektors mit denen der äußeren Spurkammern wichtig. Der vom Target aus gesehen hinterste Punkt des VDS-Segments wird bis zu den Spurkammern extrapoliert (siehe Abbildung 4.1). Nach einem Schnitt in y -Richtung werden das VDS-Segment und das Spurkammer-Segment, das mit diesem VDS-Segment kombiniert werden soll, bis zum Zentrum des Magneten (bei $z = 4,55\text{ m}$) extrapoliert. Nach einem weiteren Schnitt in x -Richtung wird eine Spuranpassung für die gefundene Kombination durchgeführt. Die gefundenen Spuren werden anschließend in der Tabelle RTRA gespeichert. Dort finden sich dann Angaben über den Startpunkt,

die Steigungen in x -Richtung (tx), in y -Richtung (ty), den Impuls und die Ladung des Teilchens (in der Form $\frac{q}{p}$), zu dem die gefundene Spur gehört, die Zahl der Treffer dieser Spur in den Subdetektoren, sowie χ^2 und die Zahl der Freiheitsgrade der Spuranpassung. Weiterhin werden dort Angaben über die verwendeten Segmente und die berechneten Teilchenhypothesen in Form von Likelihoods abgelegt.

Die Rekonstruktion der Vertices wird von der Software GROVER (Generic Reconstruction Of VERtices) durchgeführt [Eme03]. Für primäre Vertices, also Vertices, die am Ort der primären Wechselwirkung auf dem Targetdraht lokalisiert sind, wird für Spuren, die innerhalb einer $3,5 \sigma$ -Umgebung der Targetdrähte liegen, eine geometrische Vertexanpassung durchgeführt. Die Vertexanpassung für sekundäre Vertices, dies sind Vertices, die durch Zerfälle langlebiger Teilchen der primären Wechselwirkung entstehen, wird mit Hilfe eines Kalman-Filter-Algorithmus bestimmt. Die gefundenen Vertices werden in der Tabelle RVER abgelegt. Dort werden die Positionen, die Kovarianz-Matrix der Vertexparameter, χ^2 , die Zahl der Freiheitsgrade der Vertexanpassung und Verknüpfungen zur RTRA-Tabelle gespeichert. Diese Verknüpfungen verbinden die gefundenen Vertices in RVER mit den Spuren in RTRA, die dem jeweiligen Vertex zugeordnet werden können.

In der hier vorliegenden Arbeit wurde die ARTE-Version ARTE-04-01-r5 verwendet. Alle beschriebenen Schritte für die Rekonstruktion der Ereignisse sind für die mit dem HERA-B-Detektor genommenen Daten und für Monte-Carlo-Daten (siehe Kapitel 7) identisch.

4.2.2 Entfernung von Spurklonen

In der Tabelle RTRA sind – wie im vorigen Abschnitt beschrieben – verschiedene Kombinationen von Spursegmenten als vollständig rekonstruierte Spuren enthalten, und es gibt keine Beschränkung bei der Verwendung der verschiedenen Segmente. Es ist möglich, dass das gleiche Segment mehrmals bei der Rekonstruktion unterschiedlicher Spuren hinzu gezogen wird (siehe Abbildung 4.2).

Bei der Analyse müssen spezielle Anforderungen an die Reinheit der Spuren nach der Ereignisrekonstruktion gestellt werden. Es wird in bestimmten Fällen notwendig, nur speziell ausgewählte Spuren der Tabelle RTRA für die Analyse zu verwenden. Einen für diese Auswahl verwendeten Algorithmus stellt die Funktion `Cloneremove` zur Verfügung. Dieser Algorithmus wählt Spuren aus der RTRA-Tabelle aus und stellt sicher, dass kein Segment des Vertexdetektors, der Spurkammern, des RICH oder des ECAL doppelt verwendet wird. Wird diese Funktion aufgerufen, so werden

1. nur rekonstruierte geladene Spuren und
2. nur Spuren, bei deren Rekonstruktion mindestens ein Segment des Vertexdetektors existiert,

verwendet. Zusätzlich werden die Spuren gemäß ihrer Qualität sortiert. Für jede Spur wird überprüft, ob nicht bereits eine Spur besserer Qualität mit gleichen Segmenten

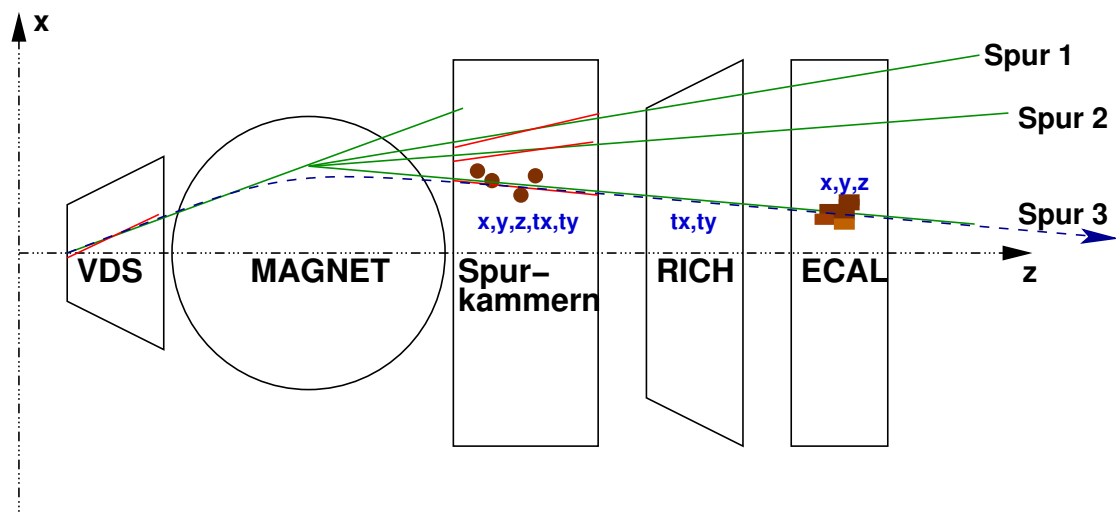


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung von Spur-Klonen. Ein VDS-Segment wird für die Rekonstruktion mehrere Spuren verwendet [Aga01].

existiert. Ist dies der Fall, so wird die Spur geringerer Qualität als Spurklon markiert. Die Qualität der Spuren wird mithilfe eines empirisch bestimmten Gütefaktors (Figure of Merit), in den Informationen von VDS, Spurkammern, elektromagnetischem Kalorimeter und χ^2 der Spuranpassung eingehen, beurteilt. Durch Cloneremove werden lange rekonstruierte Spuren kürzeren vorgezogen. In dieser Arbeit wurde die Funktion Cloneremove 1.3 zur Spurselection verwendet. Eine detaillierte Beschreibung dieser Funktion findet sich in [Ple01, Ple03].

Kapitel 5

Run-Selektion

In der Datennahmeperiode Dezember 2002 wurden mit dem HERA – B-Detektor insgesamt 48 Runs Minimum-Bias-Daten aufgezeichnet. In diesem Kapitel werden Studien zur Stabilität der für die Analyse der Λ -Polarisation wichtigen Detektoren vorgestellt, um aus diesen 48 Runs jene auszuwählen, die in der Analyse Verwendung finden sollen.

5.1 Auswahlkriterien

Die in dieser Arbeit untersuchten V^0 -Teilchen sind elektrisch neutral und erscheinen erst in ihrem Zerfall an einem sekundären Vertex als v-förmig auseinander laufende Teilchenspuren. Für den Nachweis der V^0 -Teilchen sind Informationen über primären und sekundären Vertex und den Impuls der auslaufenden Teilchen von Bedeutung. Bei der Rekonstruktion der V^0 -Teilchen in den Minimum-Bias-Daten werden verschiedene Schnitte an die Zahl und Identität der Zerfallsprodukte, den Abstand der Spuren der Zerfallprodukte und die Flugstrecke der V^0 -Teilchen angelegt (siehe Kapitel 6). Für die Analyse der Λ -Polarisation sind somit der Vertexdetektor (VDS) und die inneren und äußeren Spurkammern (ITR/OTR) wichtig.

Zunächst wurden Studien zur Stabilität des VDS durchgeführt. Für jeden Run wurde der Mittelwert der Zahl der Treffer, der Zahl der rekonstruierten Spursegmente und der Zahl der rekonstruierten Spuren ermittelt. Wie Abbildung 5.2 zeigt, sind diese Zahlen miteinander korreliert: bei einer höheren Zahl an Treffern im VDS steigt auch die Zahl der rekonstruierten Spursegmente und die Zahl der rekonstruierten Spuren. Dies bedeutet, dass es sich bei den Treffern im VDS um echte Treffer geladener Teilchen handelt. Würden defekte Kanäle die Zahl der Treffer, z. B. durch Rauschen, erhöhen, so würde die Zahl der Treffer steigen, die Zahl der rekonstruierten Spursegmente und Spuren aber nicht. Vergleicht man Abbildung 5.1 mit Abbildung 5.2, erkennt man die erwartete Korrelation zwischen der Zahl der Treffer im VDS und der Wechselwirkungsrate. Dies zeigt, dass die gewünschte Stabilität des Vertexdetektors in allen betrachteten Runs gewährleistet war.

In den Runs 20700, 20701, 20703 und 20704 wurden im Vertexdetektor und in den Spurkammern weniger Treffer registriert als in anderen Runs mit vergleichbarer Wech-

selwirkungsrate. Die Daten dieser Runs wurden im so genannten transparenten Modus aufgezeichnet, in dem der Wechselwirkungstrigger nicht aktiv zur Selektion der Ereignisse verwendet wurde. Somit wurden auch Ereignisse, in denen keine Wechselwirkung stattgefunden hat, aufgezeichnet, und die Zahl der Treffer in den Detektoren ist im Mittel niedriger für diese Runs.

Abbildung 5.3 zeigt analog zum VDS die Mittelwerte der Zahl der Treffer, der rekonstruierten Spursegmente und Spuren für die äußeren Spurkammern (OTR). Auch hier zeigen die Werte über alle Runs ein ähnliches Verhalten. Auch die Korrelationen zwischen der Zahl der Treffer im OTR und der Wechselwirkungsrate sind gegeben (vgl. Abbildung 5.1).

Ein anderes Verhalten zeigt der ITR (siehe Abbildung 5.4). Auch hier sind Korrelationen zwischen der Zahl der Treffer im ITR und der Wechselwirkungsrate erkennbar. Betrachtet man aber die Zahl der rekonstruierten Spursegmente und Spuren, so erkennt man einen langsamen Abfall bis Ende des Runs 20747. Der Grund hierfür liegt in einer geringeren Effizienz der beiden Lagen der ITR-Station MS11. In den Runs vor Run 20749 wurden acht Kammern dieser Lagen durch die Slow-Control des HERA-B-Detektors ständig aus- und wieder eingeschaltet. Durch einen Defekt in einer dieser Kammern wurden die Stromschwellen, bei denen die Kammern aus Sicherheitsgründen abgeschaltet werden, häufiger erreicht. Dies führte zu einer geringeren Effizienz dieser Kammern und, da die Rekonstruktion der Spursegmente und Spuren im ITR hauptsächlich mit diesen Kammern durchgeführt wurde, zu einem Absinken der Zahl der rekonstruierten Spursegmente und Spuren. Ab Run 20749 wurden diese Stromschwellen für die entsprechenden Kammern herauf gesetzt, sodass wieder ein stabiler Betrieb dieser Kammern gewährleistet war [Gra03]. Weitere Instabilitäten und Effizienzprobleme im ITR führten dazu, dass der ITR generell aus allen Minimum-Bias-Analysen in HERA-B ausgeschlossen wurde.

5.2 Ausgewählte Runs

Für die Analyse der Λ -Polarisation genügen alle Minimum-Bias-Runs der Datennahmeperiode Dezember 2002 den Anforderungen an die Stabilität des Vertexdetektors und der äußeren Spurkammern. In der vorliegenden Analyse werden Schnitte zur Zuordnung der V^0 -Teilchen zu den verschiedenen Targetdrähten durchgeführt (siehe Kapitel 4 und 6). Da bei gleichzeitiger Verwendung zweier Targetdrähte diese Zuordnung nicht eindeutig ist, wurde Run 20750, in dem zwei Drähte (Kohlenstoff und Wolfram) gleichzeitig verwendet wurden, in dieser Analyse nicht verwendet. Die verwendeten Runs sind in Anhang C aufgelistet.

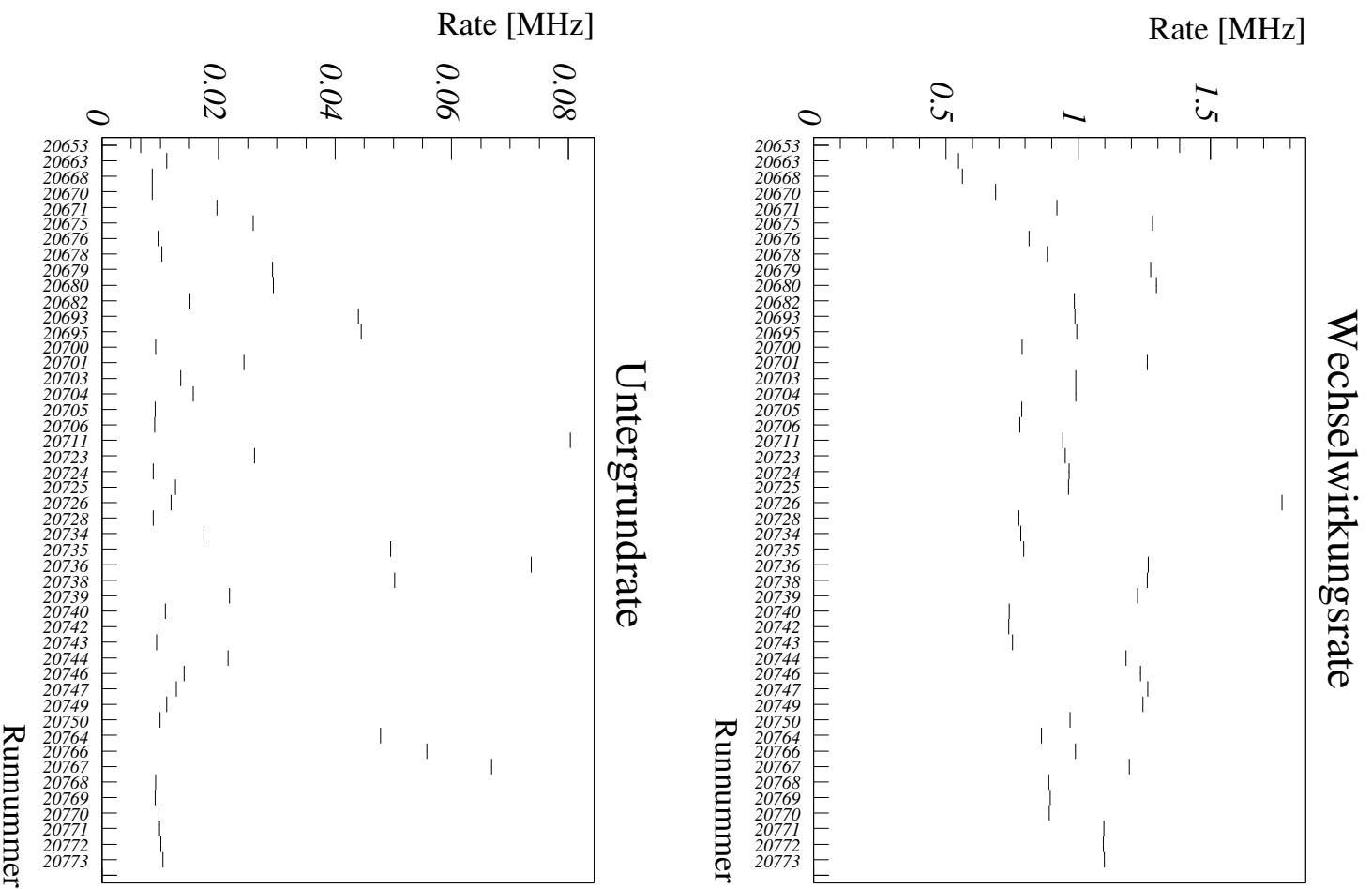


Abbildung 5.1: Mittelwerte der Wechselwirkungsrate und der Untergrundrate für die Minimum-Bias-Runs im Dezember 2002.

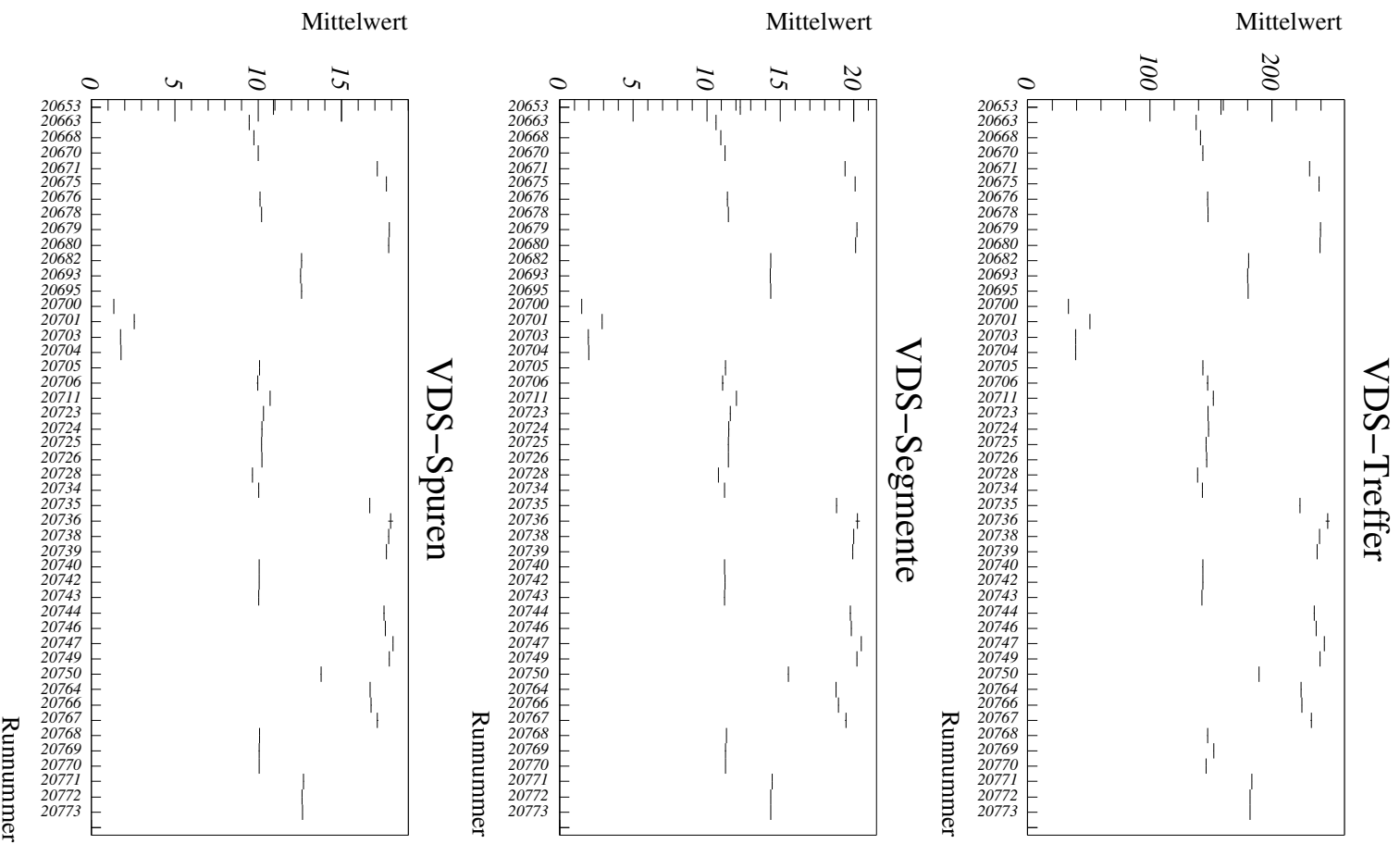


Abbildung 5.2: Mittelwerte der Treffer, Spursegmente und Spuren im Vertexdetektor für die Minimum-Bias-Runs im Dezember 2002.

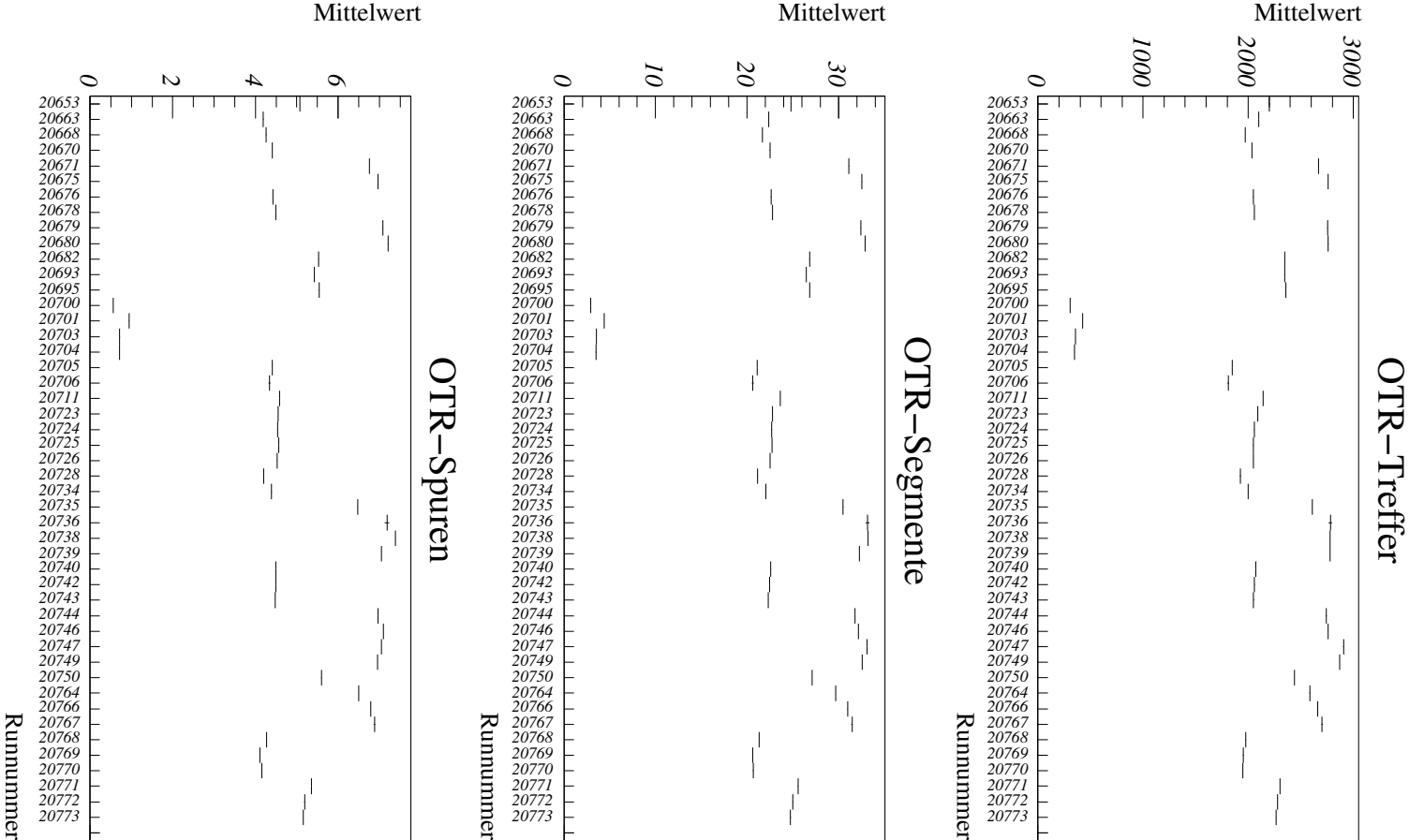


Abbildung 5.3: Mittelwerte der Treffer, Spursegmente und Spuren in den äußeren Spurkammern für die Minimum-Bias-Runs im Dezember 2002.

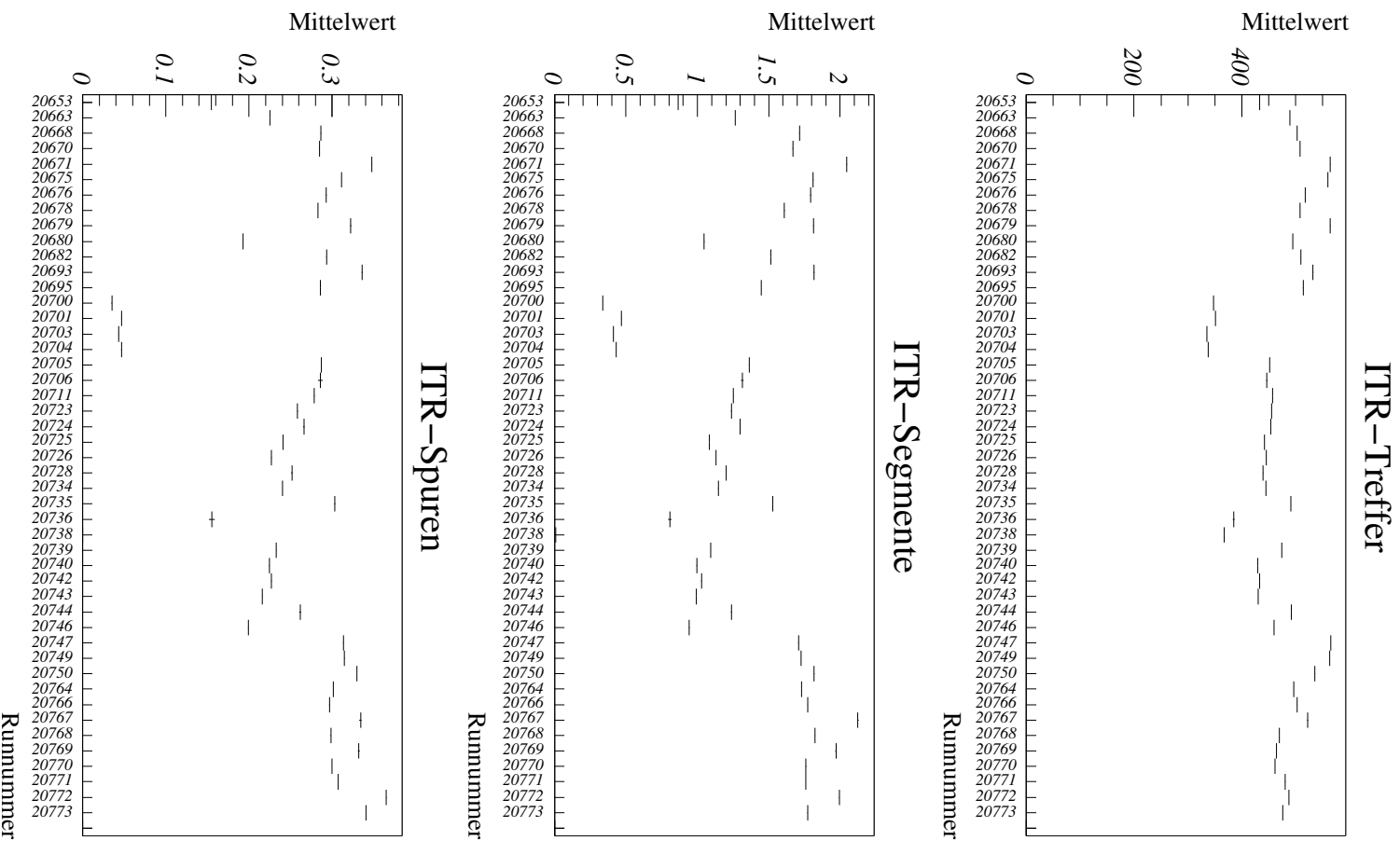


Abbildung 5.4: Mittelwerte der Treffer, Spursegmente und Spuren in den inneren Spurkammern für die Minimum-Bias-Runs im Dezember 2002.

Kapitel 6

Rekonstruktion der V^0

In diesem Kapitel wird aufgezeigt, wie V^0 -Teilchen vom Untergrund in den HERA-B-Daten getrennt werden. V^0 -Teilchen sind elektrisch neutral und deshalb zunächst nicht sichtbar und erscheinen erst in ihrem Zerfall an einem sekundären Vertex als v-förmig auseinander laufende Teilchenspuren (siehe Abbildung 2.6). Der Gesamtimpuls dieser beiden auslaufenden Teilchen zeigt hierbei in Richtung Target, wenn das ursprüngliche V^0 -Teilchen aus einer primären Wechselwirkung stammt. Für den Nachweis dieser V^0 -Teilchen sind also Informationen über primären und sekundären Vertex und den Impuls der auslaufenden Teilchen von Bedeutung. Aus diesen Angaben werden die Eigenschaften des V^0 -Teilchens berechnet. Der Untergrund wird hauptsächlich gebildet von Teilchen, die ihren Ursprung im primären Vertex haben, und von Teilchen mit einem geringen Impuls, die durch Vielfachstreuung von ihrer ursprünglich Flugbahn abgelenkt werden. Die Separation vom Untergrund gelingt, indem Schnitte an verschiedene Teilchenparameter, die für das gesuchte Teilchen charakteristisch sind, wie zum Beispiel die Flugstrecke, angelegt werden.

6.1 Auswahlkriterien

Die Selektionsschritte zur Rekonstruktion der V^0 -Teilchen sind in der ARTE-Standardfunktion `rcSelect_K0S_Lambda.C` realisiert. Das erste Auswahlkriterium ist die Zahl der Spuren im jeweiligen Ereignis. Hier werden nur Ereignisse verwendet, in denen mindestens zwei Teilchenspuren enthalten sind, die nicht als Spurklone markiert sind. Zusätzlich wird mindestens ein primärer Vertex in dem Ereignis verlangt. Alle Paare entgegengesetzt geladener Teilchenspuren in den so akzeptierten Ereignissen werden dann mit Hilfe der GROVER-Software kombiniert, und es wird nach gemeinsamen Vertices dieser Teilchenspuren gesucht. Die Unterscheidung der V^0 -Teilchen – dem K_S^0 einerseits und Λ und $\bar{\Lambda}$ andererseits – gelingt über die verschiedenen Zerfallsprodukte. Im Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ besitzen die Zerfallsprodukte gleiche Massen. Aus diesem Grund sind die Impulse im Mittel symmetrisch auf die Pionen aufgeteilt. In den Zerfällen $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$ besitzen die Zerfallsprodukte hingegen sehr unterschiedliche Massen, und das Proton bzw. Antiproton wird im Durchschnitt der

Fälle einen sehr viel größeren Anteil des Impulses des Mutterteilchens erhalten, wie der Armenteros-Podolanski-Plot in Abbildung 6.1 zeigt.

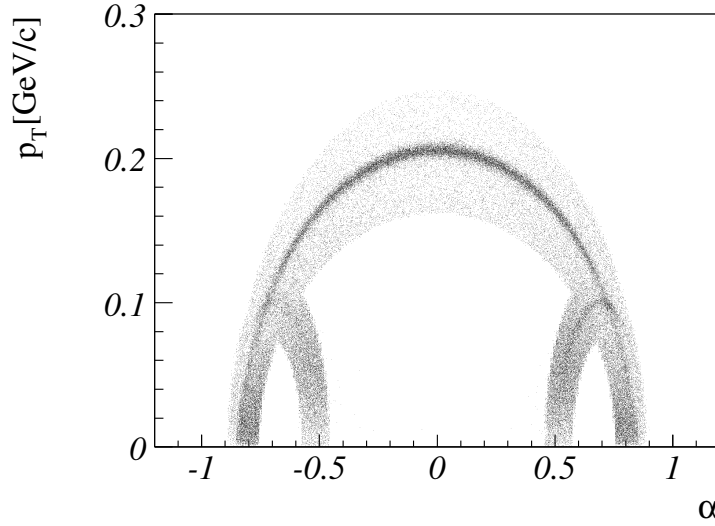


Abbildung 6.1: Armenteros-Podolanski-Plot für die Minimum-Bias-Daten, die mit der Funktion `rcSelect_K0S_Lambda.C` selektiert wurden. Der transversale Impuls p_T der Zerfallsprodukte bezüglich des V^0 -Teilchens wird gegen die Asymmetrie $\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-}$ der Longitudinalimpulse der Zerfallsprodukte aufgezeichnet.

In dieser Darstellung wird der transversale Impuls p_T der Zerfallsprodukte relativ zum V^0 -Teilchen gegen die Asymmetrie $\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-}$ der Longitudinalimpulse aufgezeichnet. Berechnet man die maximale Asymmetrie $Asym = \max\left(\frac{p^-}{p^+}, \frac{p^+}{p^-}\right)$ der Gesamtimpulse der Zerfallsprodukte, so erhält man stark unterschiedliche Werte für K_S^0 und $\Lambda/\bar{\Lambda}$. Diese Asymmetrie wird als Entscheidungskriterium verwendet, um die Überprüfung der Massenhypothesen zu starten. Ist die Impulsasymmetrie $Asym < 4$, sind also die Impulse eher symmetrisch auf die Zerfallsprodukte verteilt, wird zunächst überprüft, ob die invariante Masse im Bereich der K_S^0 -Masse liegt, wenn angenommen wird, dass beide Zerfallsprodukte Pionen (π^+ und π^-) sind. Hierzu wird ein Fenster

$$0,428 \text{ GeV}/c^2 < m_{K_S^0} < 0,568 \text{ GeV}/c^2,$$

$m_{K_S^0}$: invariante Masse des Spurpaares,

definiert. Liegt die invariante Masse des Spurpaares in diesem Fenster, ist also die K_S^0 -Massenhypothese erfüllt, wird dieses Paar dem Datensatz für K_S^0 -Kandidaten hinzugefügt und Parameter wie der Impuls und die Angabe über die erfüllten Massenhypothese in ein N-Tupel geschrieben. In weiteren Schritten wird überprüft, ob die invariante Masse des Spurpaares, unter der Annahme, dass die Zerfallsprodukte ein Proton und ein

Pion (p und π^-) bzw. ein Antiproton und ein Pion ($\bar{p}$ und π^+) sind, im Fenster

$$1,09 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda\bar{\Lambda}} < 1,14 \text{ GeV}/c^2,$$

$m_{\Lambda\bar{\Lambda}}$: invariante Masse des Spurpaares,

liegt und somit die Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Massenhypothese erfüllt ist. Mit dieser zweiten Überprüfung wird sofort begonnen, wenn die Impulsasymmetrie A_{sym} größer als 4 ist. In jedem Fall werden aber die jeweils anderen Massenhypothesen überprüft. Hier wird ein Zyklus der Form $K_S^0 \rightarrow \Lambda \rightarrow \bar{\Lambda} \rightarrow K_S^0 \rightarrow \Lambda \rightarrow \bar{\Lambda} \rightarrow \dots$ eingehalten. Sollte keine Massenhypothese erfüllt sein, wird das jeweilige Spurpaar verworfen. Alle Spurpaare, die mindestens eine der oben definierten Massenhypothesen erfüllen, werden in Form eines N-Tupels gespeichert.

Eine weitere Verbesserung der Signalqualität der verschiedenen V^0 -Kandidaten wird durch zusätzliche Schnitte erreicht. Diese werden auf die in den N-Tupels gespeicherten Spurpaare angewendet. Die volle Information bleibt aber in den N-Tupels erhalten. Die angewendeten Schnitte sind:

1. Spurpaare, deren Spuren einen Abstand von mehr als $400 \mu\text{m}$ besitzen, werden verworfen. Dieser Schnitt entspricht mehr als 6σ der Verteilung der minimalen Spurabstände (Distance-of-Closest-Approach) für den Vertexdetektor [Brä01]. Dieser Schnitt unterdrückt Spurpaare, die keinen gemeinsamen Vertex bilden.
2. V^0 -Kandidaten, deren Stoßparameter zum nächstgelegenen primären Vertex größer als $600 \mu\text{m}$ ist, werden verworfen. Dieser Schnitt wird bei mehr als 8σ der Stoßparameter-Auflösung des Vertexdetektors durchgeführt [Brä01]. Durch diesen Schnitt werden sekundäre V^0 -Teilchen, die zum Beispiel aus Ξ -Zerfällen stammen, unterdrückt.
3. Untergrund durch kurzlebige Teilchen wird unterdrückt durch einen Schnitt von $ct_0 > 0,1 \text{ cm}$ auf die Flugstrecke des V^0 -Kandidaten in dessen Ruhesystem. Da die Lebensdauer des K_S^0 mit $c\tau = 2,6762 \text{ cm}$ kleiner ist als die Lebensdauer der Λ und $\bar{\Lambda}$ ($c\tau = 7,89 \text{ cm}$), wirkt dieser Schnitt stärker auf die K_S^0 -Kandidaten als auf die $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten.
4. Für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten wird auf das Produkt der Flugstrecke ct_0 und dem transversalen Impuls p_T der Zerfallsteilchen (p bzw. $\bar{p}$) relativ zum $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten geschnitten. $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten mit $ct_0 \cdot p_T < 0,03 \text{ cm GeV}/c$ werden verworfen. Dieser Schnitt reduziert Untergrund wie er zum Beispiel durch Photonkonversion entsteht, die hauptsächlich Ereignisse mit einem transversalen Impuls $p_T < 0,03 \text{ GeV}/c$ produziert. Wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist, würde ein Schnitt nur auf den transversalen Impuls einen signifikanten Verlust an Signalereignissen bedeuten. Mit dem Schnitt auf $ct_0 \cdot p_T$ kann dieser Signalverlust abgemildert werden, indem man Ereignisse mit einem kleinen transversalen Impuls zulässt, wenn gleichzeitig die Flugstrecke lang ist.

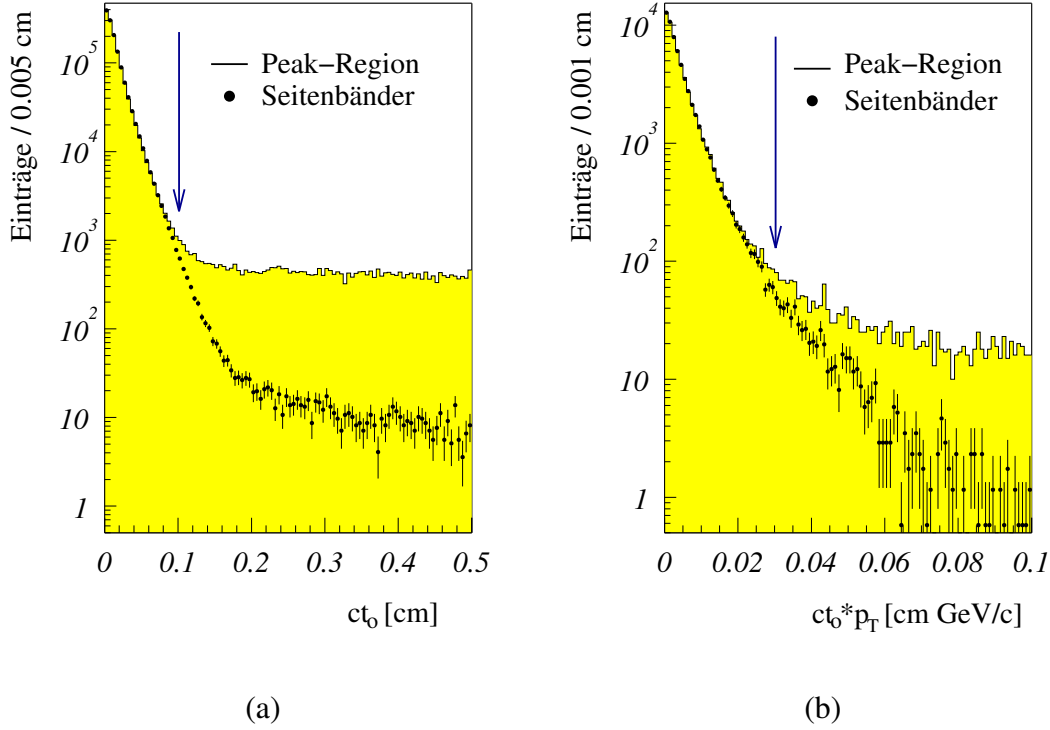


Abbildung 6.2: Verteilungen der Parameter ct_0 und $ct_0 \cdot p_T$. Abbildung (a) zeigt die Verteilungen der Flugstrecke ct_0 der K_S^0 -Kandidaten im K_S^0 -Ruhesystem getrennt für Peak-Region und Seitenbänder. Abbildung (b) zeigt die Verteilungen des Produktes der Flugstrecke ct_0 und des transversalen Impuls p_T der Zerfallsteilchen (p bzw. $\bar{p}$) relativ zum $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten getrennt nach Peak-Region und Seitenbändern. Die Werte der gewählten Schnitte sind durch Pfeile angedeutet.

Durch die Schnitte 1 und 2 wird eine sanfte Vorauswahl getroffen, die die zu analysierende Datenmenge reduziert. Die Schnitte 3 und 4 werden anhand der Abbildungen 6.2 erläutert. In Abbildung 6.2 (a) ist die Flugstrecke ct_0 des K_S^0 gezeigt. Zunächst wurde der Maximalwert in der Verteilung der invarianten Masse für die K_S^0 -Kandidaten bestimmt. Um diesen Wert wurde eine 3σ -Umgebung, die Peak-Region, definiert. Die Bereiche außerhalb dieser 3σ -Umgebung werden als Seitenbänder bezeichnet. Die Flugstrecke ct_0 ist in Abbildung 6.2 (a) getrennt für Peak-Region und Seitenbänder gezeigt, wobei die Seitenband-Verteilung normiert ist auf die Verteilung in der Peak-Region. Der Schnitt wird auf den Wert festgelegt, bei dem die Verteilung in den Seitenbänder unter die der Peak-Region fällt ($ct_0 = 0,1$ cm). In Abbildung 6.2 (b) ist die Verteilung des Produktes $ct_0 \cdot p_T$ für $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten in Peak-Region und Seitenbändern gezeigt. Analog zum Fall der K_S^0 -Kandidaten wurde hier eine 3σ -Umgebung definiert, die die Peak-Region und die Seitenbänder bestimmt. Die Seitenband-Verteilung

ist wiederum auf die Peak-Region normiert. Der Schnitt auf $ct_0 \cdot p_T$ wird auf den Wert gesetzt, bei dem sich die Verteilungen von Peak-Region und Seitenbändern separieren ($ct_0 \cdot p_T = 0,03 \text{ cm} \cdot \text{GeV}/c$).

Wie in Abbildung 6.1 zu sehen, gibt es Bereiche, in denen K_S^0 und Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ kinematisch nicht unterscheidbar sind und sich die Bänder im Armenteros-Podolanski-Plot überlagern. In diesen Bereichen ist eine eindeutige Identifikation des V^0 nicht möglich. Aus diesem Grund werden für die Analyse der Polarisation nur K_S^0 akzeptiert, deren Zerfallsprodukte eine maximale Impulsasymmetrie $Asym < 3$ besitzen. Ferner werden $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten, deren invariante Masse im zuvor definierten Massenfenster des K_S^0 liegt, aus der Analyse entfernt. Der Armenteros-Podolanski-Plot für die in der Analyse verwendeten V^0 -Teilchen ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

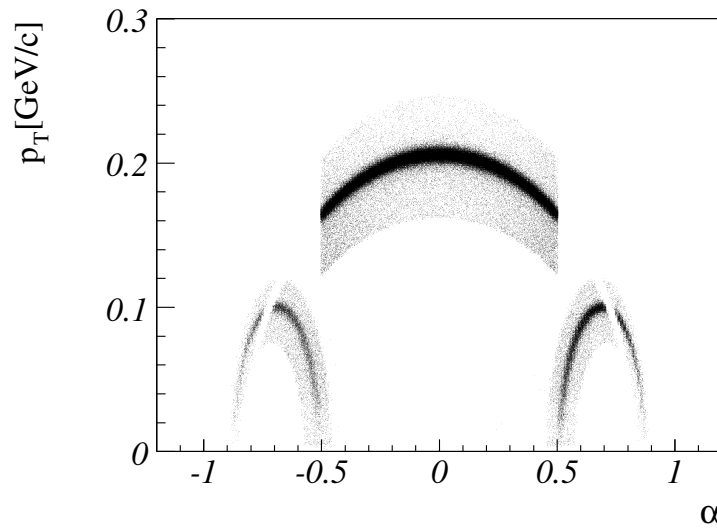


Abbildung 6.3: Armenteros-Podolanski-Plot für die Minimum-Bias-Daten, nach Anwendung aller Schnitte zur Trennung von K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$.

6.2 Rekonstruierte V^0

In Tabelle 6.1 sind die rekonstruierten V^0 -Teilchen getrennt nach Targetmaterial aufgeführt. Angegeben sind die Anzahl der gefundenen Signalereignisse und die jeweilige Masse. Die Abbildungen 6.4 bis 6.6 zeigen die mit den oben beschriebenen Schnitten aus den Minimum-Bias-Daten erhaltenen Verteilungen der invarianten Massen der V^0 -Teilchen. Dargestellt sind die Massen von K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ für die drei verschiedenen Targetmaterialien Kohlenstoff, Wolfram und Titan. In jede Verteilung ist eine Anpassung aus der Summe einer Gauß-Funktion und einem Polynom 1. Ordnung gelegt. Diese Polynom beschreibt den Untergrund, die Gauß-Funktion das Signal.

Tabelle 6.1: Rekonstruierte V^0 -Teilchen in Minimum-Bias-Daten für die drei verschiedenen Targetmaterialien. Angegeben sind jeweils die Zahl der Signalereignisse, der mit der Anpassung erhaltene Maximalwert der invarianten Masse und die Auflösung der invarianten Masse.

	K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Kohlenstoff			
Ereignisse	648672 $\pm$ 821	47718 $\pm$ 241	19461 $\pm$ 173
Masse [GeV/ c^2]	0,4970 $\pm$ 0,0049	1,1154 $\pm$ 0,0018	1,1158 $\pm$ 0,0019
Wolfram			
Ereignisse	948173 $\pm$ 1027	76694 $\pm$ 313	31131 $\pm$ 235
Masse [GeV/ c^2]	0,4971 $\pm$ 0,0049	1,1154 $\pm$ 0,0018	1,1159 $\pm$ 0,0018
Titan			
Ereignisse	312886 $\pm$ 578	26563 $\pm$ 185	9561 $\pm$ 127
Masse [GeV/ c^2]	0,4970 $\pm$ 0,0049	1,1154 $\pm$ 0,0018	1,1158 $\pm$ 0,0019

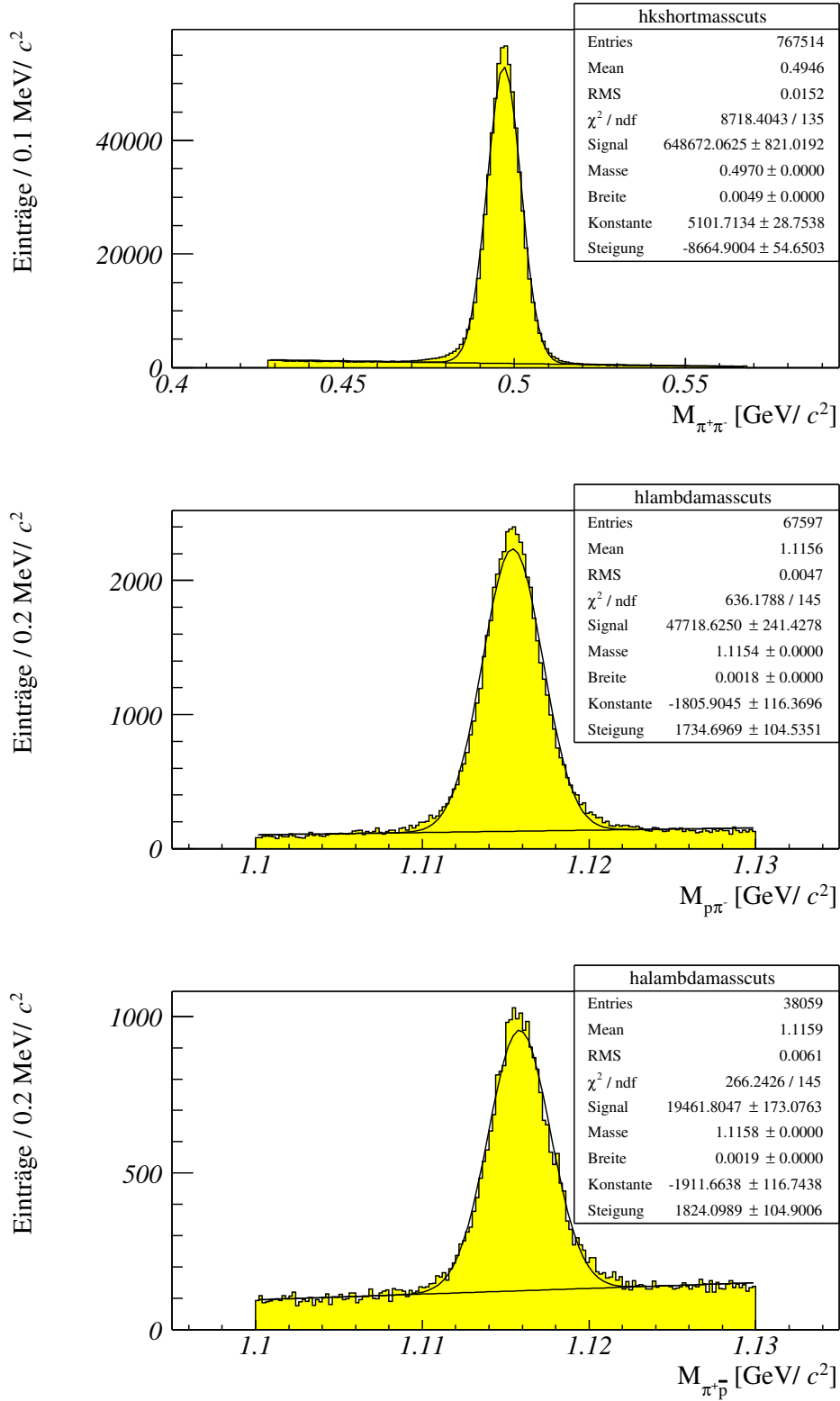
Targetmaterial: Kohlenstoff

Abbildung 6.4: Minimum-Bias-Daten (Kohlenstoff-Target): Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten) nach allen Schnitten. An die Verteilungen ist jeweils die Summe aus einer Gauß-Funktion und einem Polynom 1. Ordnung angepasst.

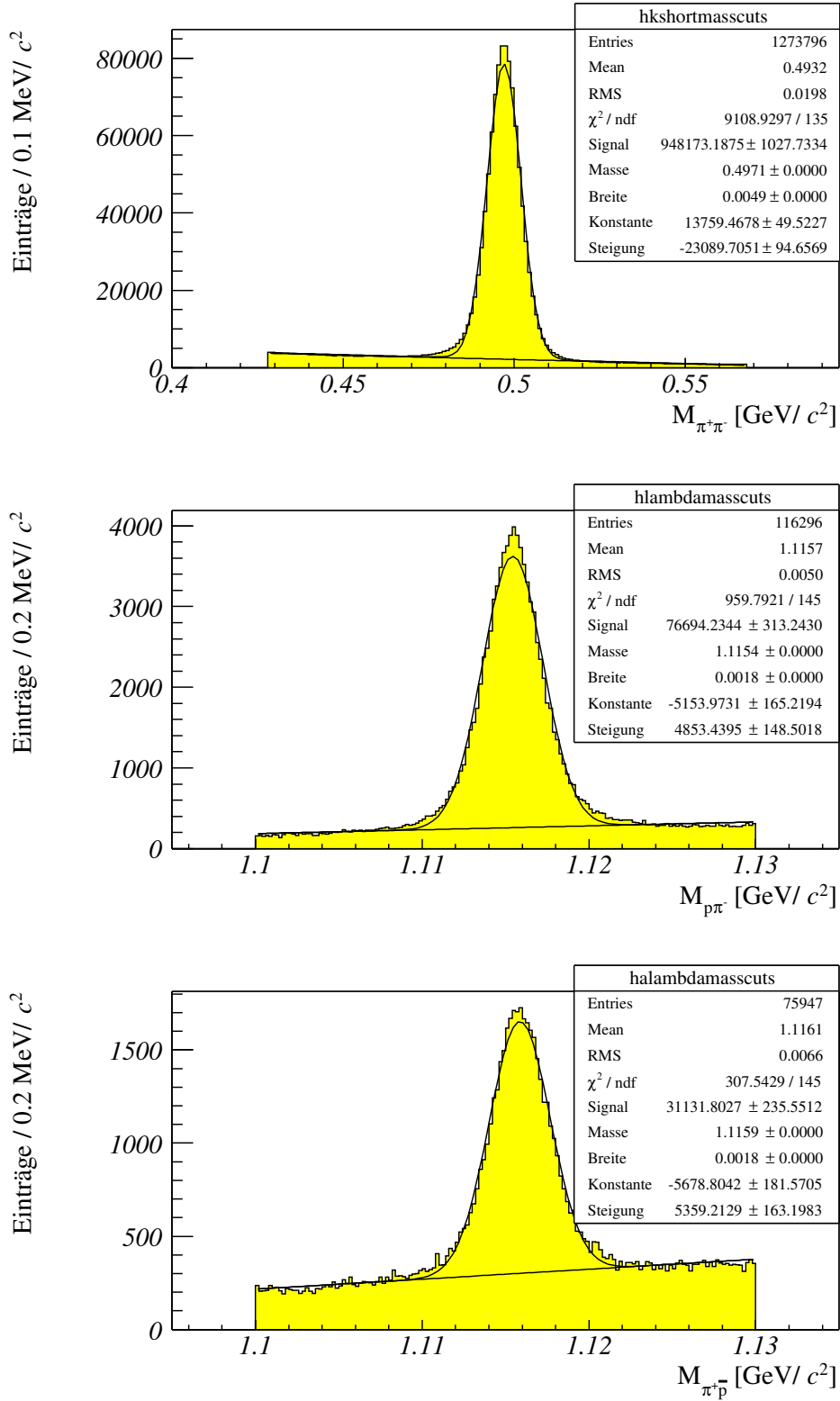
Targetmaterial: Wolfram

Abbildung 6.5: Minimum-Bias-Daten (Wolfram-Target): Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten) nach allen Schnitten. An die Verteilungen ist jeweils die Summe aus einer Gauß-Funktion und einem Polynom 1. Ordnung angepasst.

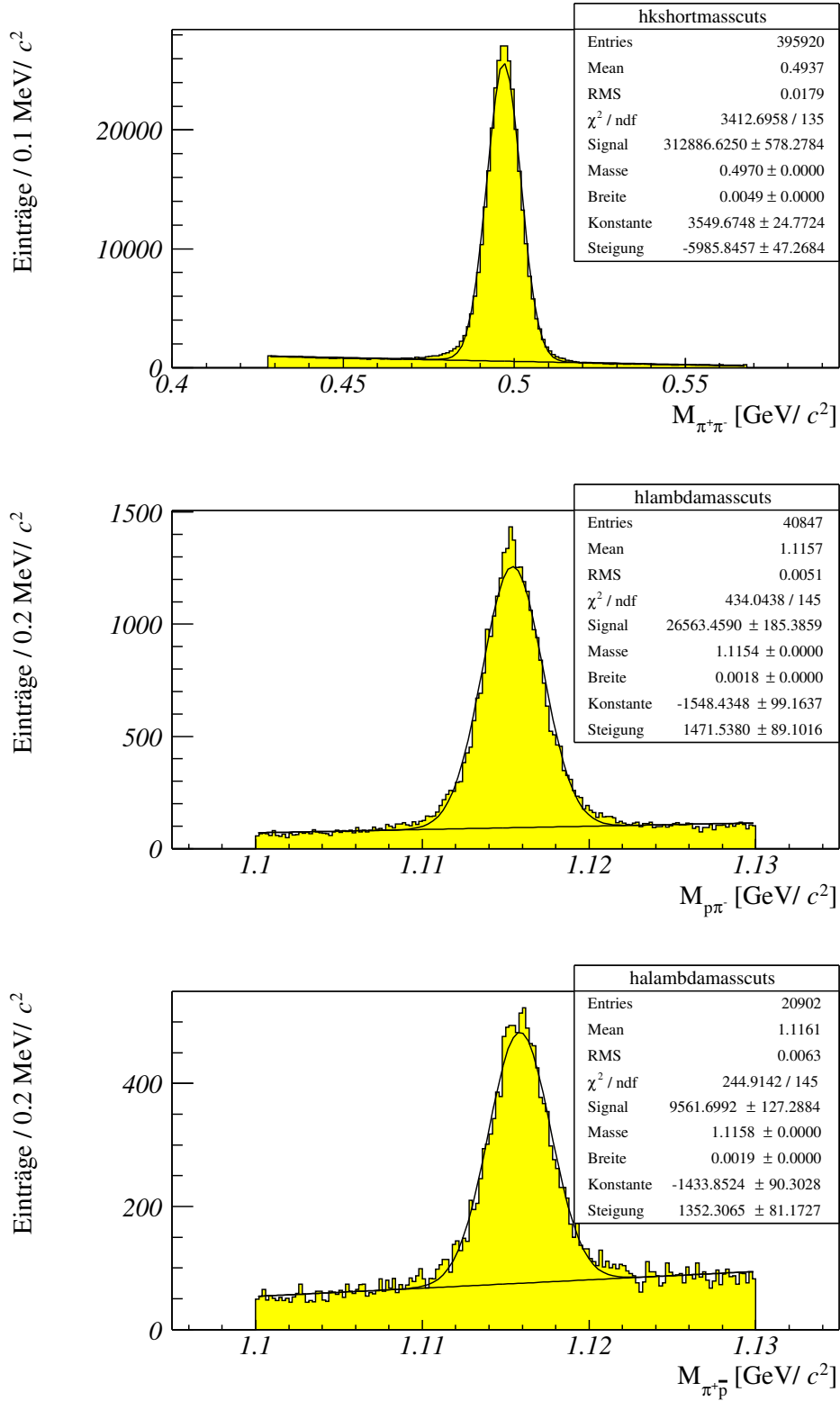
Targetmaterial: Titan

Abbildung 6.6: Minimum-Bias-Daten (Titan-Target): Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten) nach allen Schnitten. An die Verteilungen ist jeweils die Summe aus einer Gauß-Funktion und einem Polynom 1. Ordnung angepasst.

Kapitel 7

Bestimmung der Akzeptanz des HERA – B-Detektors für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle

Wie in Kapitel 2.6 beschrieben, ist für die Messung der Polarisierung von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen die Bestimmung der Akzeptanz des HERA – B-Detektors notwendig. In dieser Arbeit wurde die Akzeptanz mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt, die auf der Rechnerfarm SiMPLE (siehe Anhang D) durchgeführt wurden. In diesen Monte-Carlo-Simulationen werden die Winkelverteilungen ($I(\cos \theta)$, ϕ) für die Zerfallsprodukte der V^0 -Teilchen flach erzeugt. Die nach der Ereignisrekonstruktion beobachteten Verzerrungen dieser Verteilungen sind in diesem Fall auf die Akzeptanz des HERA – B-Detektors zurück zu führen. Im Folgenden werden die Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen, die Detektorsimulation und die Monte-Carlo-Rekonstruktion beschrieben.

7.1 Monte-Carlo-Generierung

Die Monte-Carlo-Generierung gliedert sich in zwei Schritte. Zunächst werden mit einem so genannten Ereignisgenerator alle Elementarteilchen simuliert, die in einer primären Wechselwirkung zwischen Proton und Targetkern erzeugt werden. Im zweiten Schritt werden diese Teilchen durch den simulierten Detektor propagiert (siehe Abbildung 7.1).

7.1.1 Generierung von Ereignissen

Für die Generierung von Ereignissen wurde der Standardgenerator FRITIOF [Pi92] in einer auf das HERA – B-Experiment angepassten Version [Iva99] verwendet. FRITIOF simuliert inelastische pN -Streuung und ermöglicht die gleichzeitige Behandlung von weichen und harten Streuprozessen. FRITIOF berücksichtigt zum Beispiel Vielfachstreuung und Energieverlust der Partonen bei Wechselwirkung mit den Kernen des Targets. Alle in FRITIOF erzeugten Spuren werden in der ARTE-Tabelle MTRA, alle

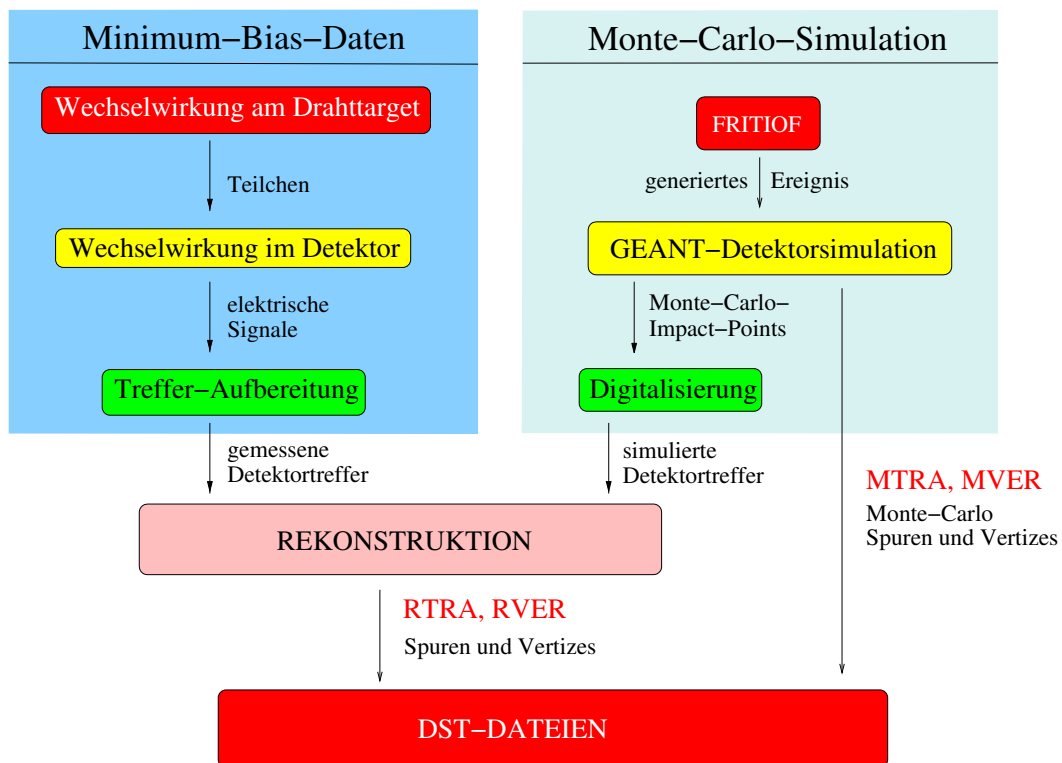


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Datennahme im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation.

erzeugten Vertizes in der ARTE-Tabelle MVER gespeichert. Langlebige Teilchen, wie zum Beispiel K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$, werden in FRITIOF als stabile Teilchen angenommen. Somit ist es notwendig, die Zerfälle dieser Teilchen in der Detektorsimulation zu berücksichtigen.

7.1.2 Detektorsimulation

Die HERA-B-Detektorsimulation wird mit der Simulationssoftware GEANT durchgeführt [CER94]. Von diesem Software-Paket werden alle für den Detektor charakteristischen Werte zum Aufbau, zu den verschiedenen Materialien und der Position der Detektorkammern eingelesen. Die Teilchen der zuvor erzeugten Ereignisse werden in GEANT durch den gesamten Detektor propagiert und Wechselwirkungen mit den verschiedenen Detektormaterialien simuliert. Auf ihrem Weg durch den Detektor hinterlassen diese Teilchen so genannte Monte-Carlo-Impact-Points (MIMPs), also Treffer in den jeweils für dieses Teilchen sensitiven Detektorkomponenten. Die Teilchen verlieren Energie bei Wechselwirkungen mit dem Detektor und zerfallen gemäß ihrer jeweiligen Lebensdauer. Auch Vielfachstreuung wird berücksichtigt. Die Detektorsimulation ist der zeitlich aufwändigste Teil der Monte-Carlo-Generierung. Während die Generierung eines Ereignisses in FRITIOF weniger als 1 Sekunde in Anspruch nimmt, benötigt die Detektorsimulation ungefähr 20 Sekunden pro Ereignis (mit einem Intel Xeon 2,4 GHz-

Prozessor¹).

Die aus dieser Simulation erhaltenen Informationen, die so genannte Monte-Carlo-Wahrheit, wird analog zu den Daten (siehe Kapitel 4) in den ARTE-Tabellen MIMP, MTRA und MVER gespeichert. Die MIMP-Tabelle enthält alle Monte-Carlo-Impact-Points, in der Tabelle MTRA sind alle Teilchenspuren und in der Tabelle MVER alle Vertizes gespeichert.

7.1.3 Optimierung der Monte-Carlo-Simulation für $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Zerfälle

Die oben genannten Schritte zeigen die Standardmethode zur Produktion von Monte-Carlo-Ereignissen. Um bei den insgesamt mehr als 130 Mio. Ereignissen in den Minimum-Bias-Daten eine vergleichbar hohe Statistik in den Monte-Carlo-Simulationen zu erreichen, musste die Monte-Carlo-Simulation auf die $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Zerfälle optimiert werden. Die Simulation mit den Standardmethoden hätte bei 130 Mio. Ereignissen mehr als 80 CPU-Jahre (Intel Xeon 2,4 GHz-Prozessor) dauern können, um eine ausreichende Statistik zu erhalten.

Um die Simulation zu optimieren und zu beschleunigen, wurde die vollständige Detektorsimulation, also der zeitaufwändigste Prozessierungsschritt, nur durchgeführt, wenn in dem in FRITIOF simulierten Ereignis ein Λ oder $\bar{\Lambda}$ gefunden wurde. Ein Ereignis aus FRITIOF, in dem kein Λ oder $\bar{\Lambda}$ gefunden wurde, wurde verworfen und ein neues Ereignis mit FRITIOF generiert. Wurde ein Λ oder $\bar{\Lambda}$ in einem generierten Ereignis gefunden, wurde die Liste von Teilchenspuren dieses Ereignisses so umsortiert, dass die gefundenen Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchenspuren als erste durch die Detektorsimulation ausgewertet wurden [Ric03]. In einem dritten Schritt wurde gefordert, dass die Λ oder $\bar{\Lambda}$ nach ihrer Lebensdauer nur in geladene Teilchen zerfallen, die jeweils im Detektor wechselwirken und Treffer in den äußeren Spurkammern (Pattern Chambers) und im Vertexdetektor (VDS) erzeugen. Von Treffern in diesen Detektoren wird hier gesprochen, wenn mindestens zwei Superlagen des jeweiligen Detektors von Tochterteilchen des Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Zerfalls durchquert wurden, und wenn in einer Superlage des jeweiligen Detektors die Monte-Carlo-Impact-Points (MIMPs) der Tochterteilchen einen Mindestabstand besitzen [Hus03b]. Durch diese Optimierungen wurde die Monte-Carlo-Generierung bedeutend schneller. Um die mehr als 41000 Λ für das Targetmaterial Kohlenstoff zu erhalten, wurden 374000 Ereignisse in 108 CPU-Tagen generiert. Die so simulierten Monte-Carlo-Daten wurden in den Tabellen MIMP, MTRA und MVER gespeichert, um diese Monte-Carlo-Ereignisse zu rekonstruieren.

7.2 Monte-Carlo-Rekonstruktion

In der Monte-Carlo-Rekonstruktion werden die Informationen der Monte-Carlo-Wahrheit in Informationen umgewandelt, die auch die Effizienzen und Auflösungen der einzelnen Detektorkomponenten beinhalten. Das Ergebnis dieser Monte-Carlo-

¹Intel und Xeon sind eingetragene Markenzeichen der Intel Corporation, Santa Clara, USA.

Rekonstruktion sind Daten, die auch der echte Detektor liefern würde, wenn die auf-gezeichneten Ereignisse den Ereignissen aus der Monte-Carlo-Simulation entsprächen. Aus den Monte-Carlo-Impact-Points werden in diesem Schritt Treffer in den Subdetektoren erzeugt. Liegen in dem jeweiligen Bereich defekte Detektorkanäle, werden die entsprechenden MIMPs nicht berücksichtigt.

Die weiteren Schritte der Ereignisrekonstruktion sind für diese digitalisierten Monte-Carlo-Ereignisse und die echten Detektordaten gleich. Die in diesen beiden Fällen erhaltenen Daten werden jeweils im gleichen Format gespeichert, sodass die Analyseschritte für die simulierten Daten und die Minimum-Bias-Daten gleich sind und die gleiche Analysesoftware verwendet werden kann.

7.3 Rekonstruierte V^0 im Monte-Carlo-Datensatz

Die Abbildungen 7.8 bis 7.10 zeigen die mit den in Kapitel 6 beschriebenen Schnitten erhaltenen Massenverteilungen der V^0 -Teilchen. Dargestellt sind die Massen von K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ für die drei verschiedenen Targetmaterialien Kohlenstoff, Wolfram und Titan. Wie auch bei den Minimum-Bias-Daten ist an jede Verteilung eine Anpassung aus der Summe einer Gauß-Funktion und einem Polynom 1. Ordnung gelegt. Diese lineare Funktion beschreibt den Untergrund, die Gauß-Funktion das Signal. Wie in Tabelle 7.1 zu sehen, können im Monte-Carlo-Datensatz im Vergleich zu den Minimum-Bias-Daten bedeutend weniger K_S^0 rekonstruiert werden. Die Ursache hierfür liegt in der speziell auf die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle optimierten Monte-Carlo-Generierung. Diese Optimierung bewirkt, dass im Monte-Carlo-Datensatz nur dann K_S^0 -Zerfälle gespeichert werden, wenn im gleichen Ereignis ein Λ - oder ein $\bar{\Lambda}$ -Zerfall generiert wurde. Durch diesen Effekt werden für die Analyse der Polarisation des K_S^0 nur geringe Verzerrungen erwartet, sodass diese K_S^0 in der weiteren Analyse ebenfalls verwendet werden.

7.4 Vergleich von Minimum-Bias-Daten und Monte-Carlo-Daten

Für die aus der Monte-Carlo-Simulation erhaltenen Daten und die Minimum-Bias-Daten wurden die Verteilungen für die Parameter θ , ϕ , x_F und p_T auf ihre Übereinstimmung geprüft (siehe Anhang B). Die Verteilungen sind normiert auf das Integral der Verteilungen in den Minimum-Bias-Daten, und die Seitenband-Subtraktion (siehe Kapitel 8) wurde bei der Füllung der Histogramme sowohl auf die Minimum-Bias-Daten, als auch auf die Monte-Carlo-Daten angewendet. Der Vergleich der Verteilungen von x_F und p_T ist in den Abbildungen 7.2 und 7.4 beispielhaft für Λ -Hyperonen für das Kohlenstoff-Target gezeigt (siehe auch Anhang B). Dieser Vergleich ist für die Messung der Polarisation wichtig, da die Polarisation von diesen beiden Parametern abhängt (siehe Kapitel 2). Die unterschiedlichen Verteilungen von x_F für die Minimum-Bias-Daten und die Monte-Carlo-Daten zeigen, dass die Implementation der Kinematik des Λ im Monte-Carlo-Generator nicht der gemessenen Kinematik in den Minimum-Bias-Daten

Tabelle 7.1: Rekonstruierte V^0 -Teilchen in Monte-Carlo-Daten für die drei verschiedenen Targetmaterialien. Angegeben sind jeweils die Zahl der Signalereignisse, der mit der Anpassung erhaltene Maximalwert der invarianten Masse und die Auflösung der invarianten Masse.

	K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Kohlenstoff			
Ereignisse	16680 ± 131	41704 ± 206	33771 ± 185
Masse [GeV/c^2]	$0,4978 \pm 0,0041$	$1,1157 \pm 0,0017$	$1,1157 \pm 0,0017$
Wolfram			
Ereignisse	38672 ± 202	68210 ± 264	33972 ± 186
Masse [GeV/c^2]	$0,4978 \pm 0,0041$	$1,1156 \pm 0,0017$	$1,1158 \pm 0,0017$
Titan			
Ereignisse	13215 ± 117	25824 ± 162	10220 ± 103
Masse [GeV/c^2]	$0,4978 \pm 0,0041$	$1,1157 \pm 0,0017$	$1,1157 \pm 0,0017$

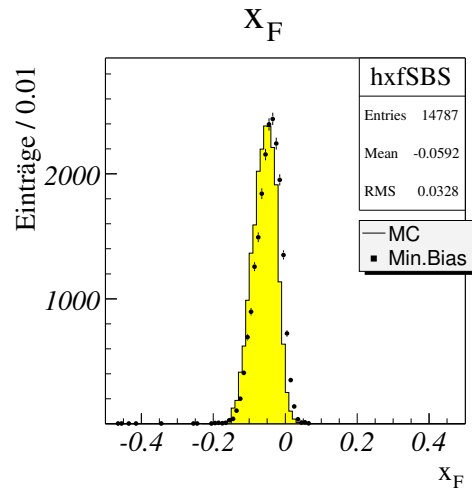


Abbildung 7.2: Kohlenstoff: Vergleich von x_F für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm). Die Verteilungen sind normiert auf das Integral der Verteilungen in den Minimum-Bias-Daten.

entspricht. Da das Monte-Carlo-Modell x_F offensichtlich falsch beschreibt, müssen die x_F -Verteilungen in den Monte-Carlo-Daten umgewichtet werden. Dazu wird die x_F -Verteilung in den Minimum-Bias-Daten durch die x_F -Verteilung der Monte-Carlo-Daten dividiert. Das Resultat dieser Division zeigt Abbildung 7.3. Durch die Verteilung wird eine Anpassung der Form

$$G(x_F) = k \cdot (1 - |x_F|)^c \quad (7.1)$$

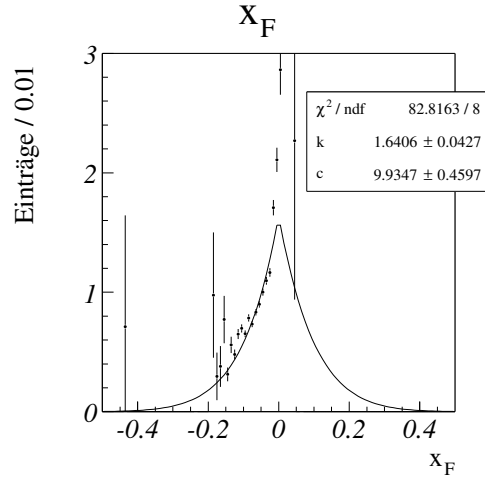


Abbildung 7.3: Division der x_F -Verteilung in den Minimum-Bias-Daten durch die x_F -Verteilung in den Monte-Carlo-Daten. In den Monte-Carlo-Daten wird die Anpassung der Form $G(x_F) = k \cdot (1 - |x_F|)^c$ mit den Parametern $k = 1,6127$ und $c = 8,33$ zur Umgewichtung der x_F -Verteilung verwendet.

gelegt, da für x_F eine um 0 symmetrische Verteilung erwartet wird. Der erhaltene Wert $G(x_F)$ wird bei Füllung der Monte-Carlo-Winkelverteilungen $I(\cos \theta)$ und der Parameter $(p_T, p_T^2, \theta, \phi, \dots)$ in Histogramme als Gewicht verwendet. Somit erhält man für die Polarisationsmessung einen Wert, der auf die Differenzen in den x_F -Verteilungen korrigiert ist, und kann die Unsicherheit des Anpassungsparameters c bei der Berechnung der systematischen Fehler berücksichtigen.

Abbildung 7.4 zeigt die unterschiedlichen Verteilungen von p_T für die Minimum-Bias-Daten und die Monte-Carlo-Daten, die durch Exponentialfunktionen der Form $e^{c \cdot p_T^2}$ beschrieben werden können. Diese Verteilungen weichen für $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ voneinander ab. Man erkennt, dass die Verteilung von p_T^2 in den Minimum-Bias-Daten für $p_T^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$ durch eine Exponentialfunktion mit anderem Exponenten beschrieben werden muss, als für $p_T^2 < 1 \text{ GeV}^2/c^2$. Wie Abbildung 7.5 zeigt, ist dieser Effekt auch bei anderen Experimenten gesehen worden und scheinbar nicht korrekt in der Monte-Carlo-Generierung berücksichtigt worden. Damit diese Differenz in den p_T^2 -Verteilungen die Polarisationsmessung nicht bestimmt, wurde die Polarisation nur für V^0 mit $p_T < 1,0 \text{ GeV}/c$ gemessen.

Wie die Abbildungen 7.6 zeigen, weichen die Monte-Carlo-Verteilungen für den Winkel ϕ im Falle des Λ und des $\bar{\Lambda}$ teilweise voneinander ab. Während im Falle des Λ die Verteilungen in den Bereichen $\phi < -1$ und $\phi > 2$ gut übereinstimmen, gilt dies für die ϕ -Verteilung im Falle des $\bar{\Lambda}$ für den Bereich $-1 < \phi < 2$. In diesem Zusammenhang wurde festgestellt, dass in den Monte-Carlo-Daten die Verteilung der Spursteigungen in x -Richtung breiter ist, als in den Minimum-Bias-Daten (siehe Abbildung 7.7). Eine mögliche Ursache hierfür könnte eine falsche Monte-Carlo-Beschreibung der Effizienzen von Vertexdetektor und Spurkammern sein. Eine weiter gehende Untersuchung die-

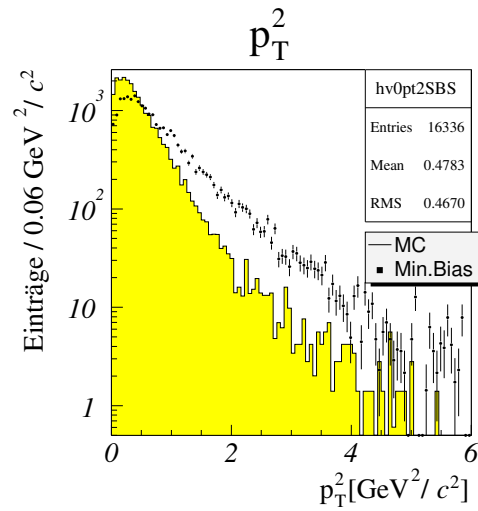


Abbildung 7.4: Kohlenstoff: Vergleich von p_T für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm). Die Verteilungen sind normiert auf das Integral der Verteilungen in den Minimum-Bias-Daten.

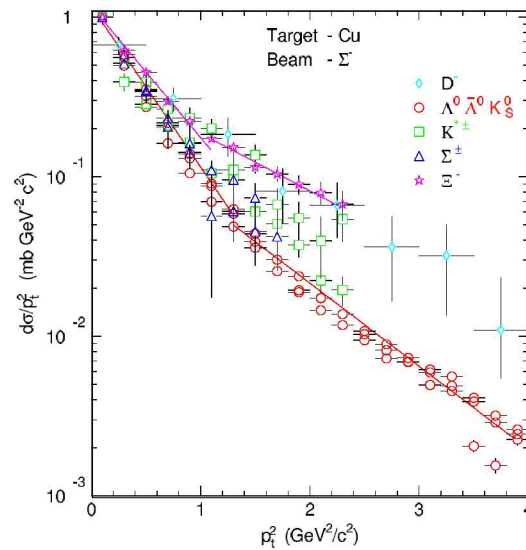


Abbildung 7.5: Verteilungen von p_T^2 für verschiedene Hyperonen im Experiment WA89 (aus [Ple02]). Zur Anpassung an die Daten sind zwei Exponentialfunktionen notwendig.

ses Effektes erforderte detaillierte Studien der Effizienzen dieser Detektoren und würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Damit die Polarisationsmessung durch diese Unterschiede nicht beeinflusst wird, wurden die Bereiche, in denen die Unterschiede in den ϕ -Verteilungen beobachtet wurden, aus der Analyse entfernt.

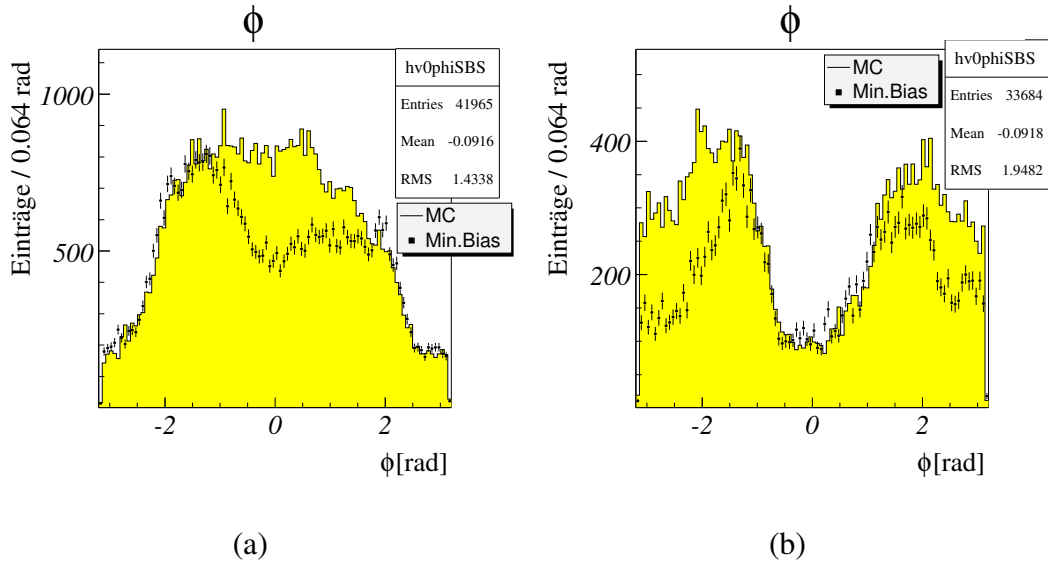


Abbildung 7.6: Kohlenstoff: Verteilung des Winkels ϕ von (a) Λ und (b) $\bar{\Lambda}$. Während im Falle des Λ die Verteilungen in den Bereichen $\phi < -1$ und $\phi > 2$ gut übereinstimmen, gilt dies für die ϕ -Verteilung im Falle des $\bar{\Lambda}$ für den Bereich $-1 < \phi < 2$.

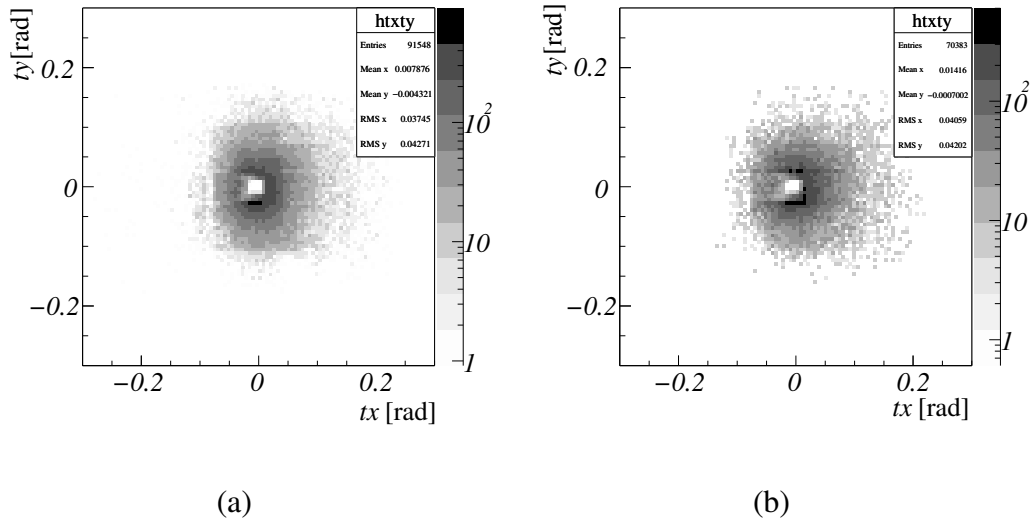


Abbildung 7.7: Die Abbildungen zeigen die Spursteigungen tx und ty der positiv geladenen Spuren gegeneinander aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass die Breite der tx -Verteilung in den Minimum-Bias-Daten (a) geringer ist als in den Monte-Carlo-Daten (b).

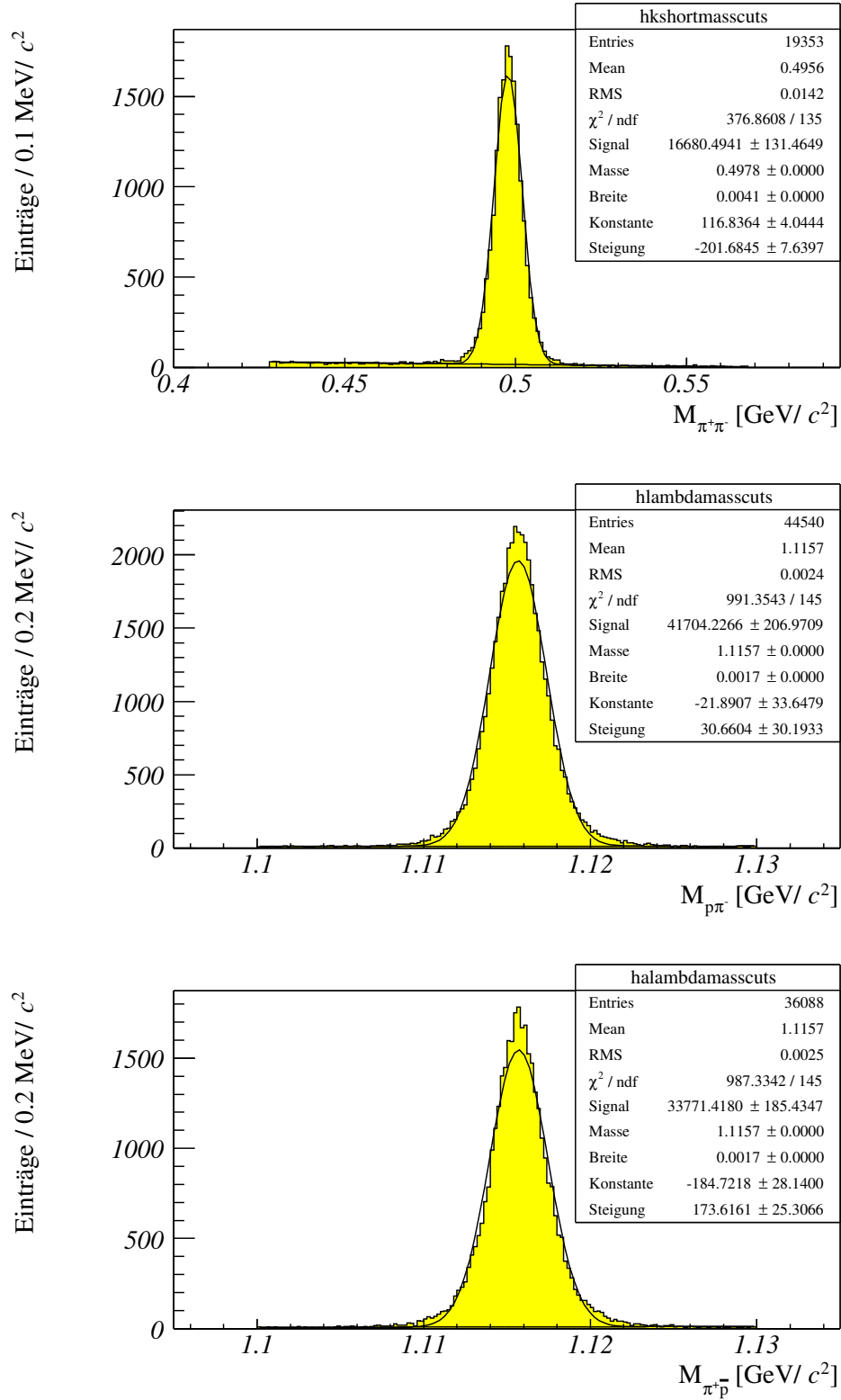
Targetmaterial: Kohlenstoff

Abbildung 7.8: Monte-Carlo-Daten für das Kohlenstoff-Target: Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten) nach allen Schnitten. An die Verteilungen ist jeweils die Summe aus einer Gaußfunktion und einem Polynom 1. Ordnung angepasst.

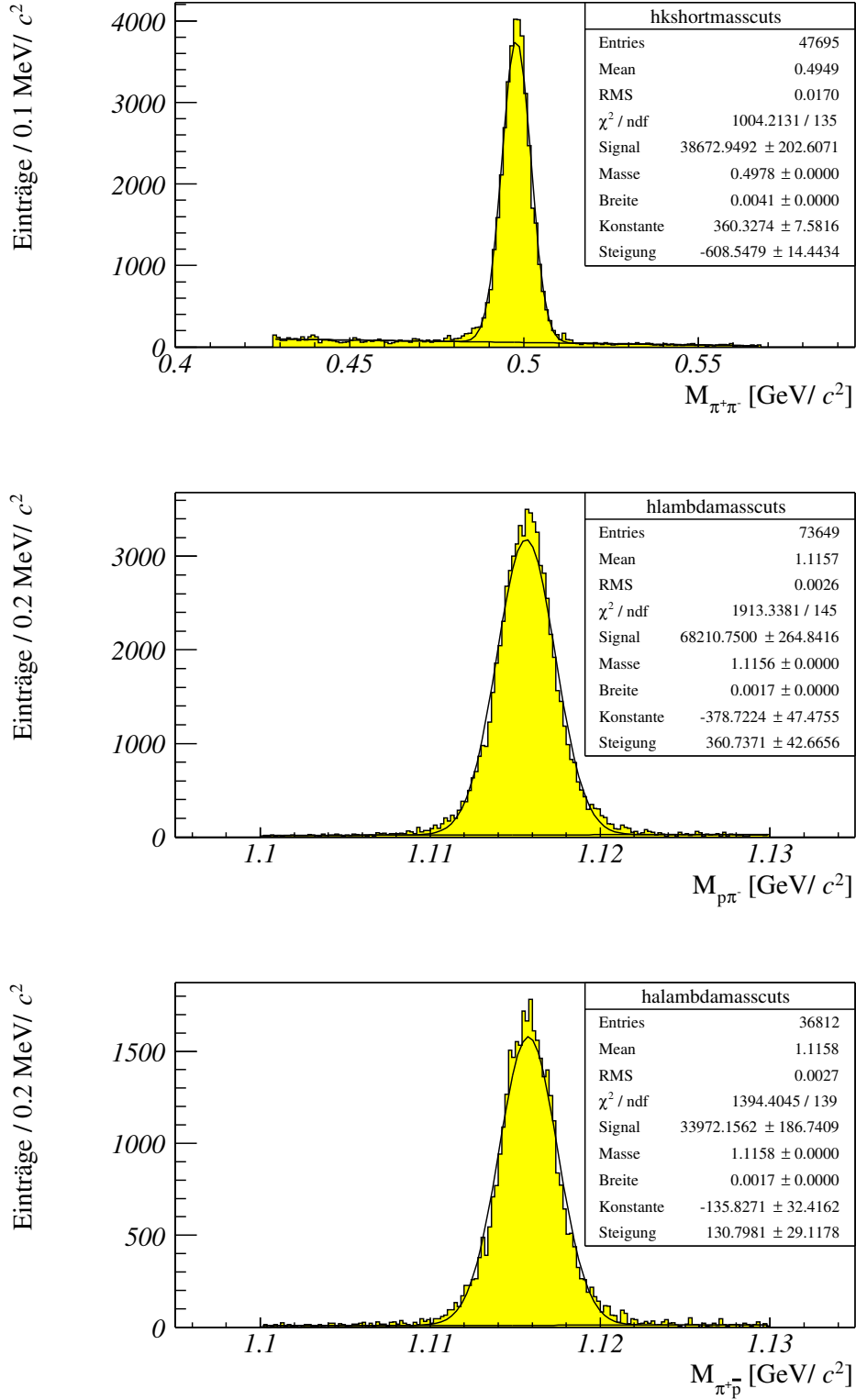
Targetmaterial: Wolfram

Abbildung 7.9: Monte-Carlo-Daten für das Wolfram-Target: Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten) nach allen Schnitten. An die Verteilungen ist jeweils die Summe aus einer Gaußfunktion und einem Polynom 1. Ordnung angepasst.

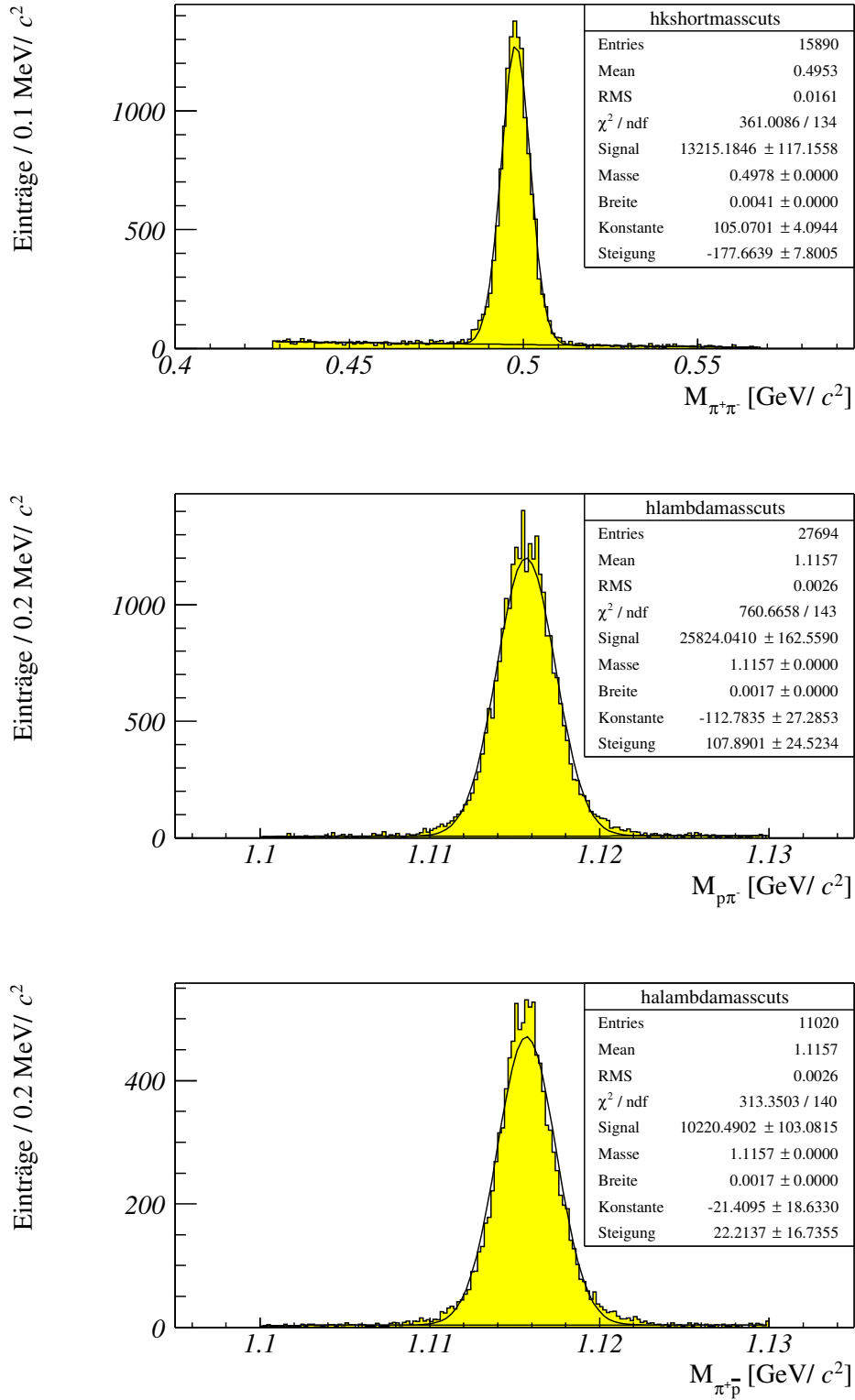
Targetmaterial: Titan

Abbildung 7.10: Monte-Carlo-Daten für das Titan-Target: Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten) nach allen Schnitten. An die Verteilungen ist jeweils die Summe aus einer Gaußfunktion und einem Polynom 1. Ordnung angepasst.

Kapitel 8

Messung der Polarisation

In diesem Kapitel werden die zur Analyse der Λ -Polarisation notwendigen Schritte detailliert beschrieben. Die mit der in Kapitel 6 beschriebenen Analyse rekonstruierten V^0 -Teilchen werden mit den aus der Monte-Carlo-Simulation (siehe Kapitel 7) erhaltenen V^0 -Teilchen verglichen.

Zunächst werden an die Massenverteilungen für die drei V^0 -Teilchen K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ jeweils Anpassungen aus der Summe einer Gauß-Funktion und einem Polynom 1. Ordnung durchgeführt. Die Gauß-Funktion beschreibt das Signal und das Polynom 1. Ordnung den linearen Untergrund. Aus diesen Anpassungen erhält man für jede Verteilung die Standardabweichung σ . Ausgehend vom Maximalwert einer jeden Verteilung wird eine 3σ -Umgebung als Peak-Region definiert. Die Bereiche außerhalb dieser 3σ -Umgebung werden als Seitenbänder bezeichnet. Getrennt für die Peak-Region und die Seitenbänder werden verschiedene Parameter wie z.B. p_T , p_T^2 , x_F , θ und ϕ für die V^0 -Teilchen K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ in Histogramme gefüllt. Die Winkelverteilungen $I(\cos\theta_i)$ der Zerfallprodukte des K_S^0 (π^+), des Λ (p) und des $\bar{\Lambda}$ ($\bar{p}$) werden ebenso getrennt für Peak-Region und Seitenbänder in Histogramme gefüllt, um mithilfe dieser Verteilungen über die Formel

$$I(\cos\theta_i) = \frac{1}{4\pi} A(\cos\theta_i) (1 - \alpha P_i \cos\theta_i) \quad (8.1)$$

$$= \frac{1}{4\pi} A(\cos\theta_i) R(\cos\theta_i) \quad (8.2)$$

- $A(\cos\theta_i)$: Akzeptanz des Detektors
 α : Asymmetrieparameter (vgl. Kapitel 2)
 P_i : Polarisation
 i = x, y, z .

die Polarisation zu berechnen. Geht man davon aus, dass sich der durch das Polynom 1. Ordnung beschriebene Untergrund in den Seitenbändern ähnlich verhält wie in der Peak-Region, so kann man alle Verteilungen um diesen Untergrund korrigieren. Dazu werden die Seitenband-Verteilungen skaliert. Als Skalierungsfaktor dient hier das

Verhältnis des Integrals des Polynoms 1. Ordnung in der Peak-Region zu dem Integral in den Seitenbändern. Die so erhaltenen skalierten Verteilungen der verschiedenen Parameter für die Seitenbänder werden von den Verteilungen für die Peak-Region abgezogen (Seitenband-Subtraktion).

Eine weitere Möglichkeit, den Untergrund aus den Verteilungen zu entfernen, besteht darin, die Winkelverteilungen $I(\cos \theta)$ gegen die Massenverteilungen in einem zweidimensionalen Histogramm aufzutragen. Pro Intervall (Scheibe) der Winkelverteilung wird jeweils eine Anpassung an die Massenverteilung durchgeführt. Die durch die Anpassung bestimmte Zahl der Einträge wird in das entsprechende Intervall (x -Achse) der eindimensionalen Winkelverteilung gefüllt. Der Vergleich dieser Methode mit der Methode der Seitenband-Subtraktion zeigte im Rahmen der Fehler gute Übereinstimmung. Die im Folgenden abgebildeten Winkelverteilungen $I(\cos \theta)$ wurden mit der Methode der Seitenband-Subtraktion erstellt.

Diese Schritte werden sowohl für die Minimum-Bias-Daten als auch für die Monte-Carlo-Daten durchgeführt. In einem letzten Schritt werden die Verteilungen für die Minimum-Bias-Daten durch die Verteilungen für die Monte-Carlo-Daten dividiert. Dadurch werden die von der HERA – B-Detektor-Akzeptanz abhängigen Effekte herausgerechnet, und man erhält Akzeptanz-korrigierte Verteilungen zur Berechnung der Polarisation. Wird nun eine Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung an diese Verteilungen durchgeführt, so erhält man αP – und damit die Polarisation – als die Steigung des Funktionsgraphen.

Um auf die in Kapitel 7 beschriebenen Differenzen in x_F und p_T zwischen Minimum-Bias-Daten und Monte-Carlo-Daten zu korrigieren, werden die Monte-Carlo-Verteilungen x_F -gewichtet und nur für $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ gefüllt. Die x_F -Verteilungen werden für die Minimum-Bias-Daten durch die jeweilige Verteilung für die Monte-Carlo-Daten dividiert und an die resultierenden Verteilungen wie in Kapitel 7 beschrieben Anpassungen durchgeführt. Die in den Anpassungen gefundenen Funktionen dienen im Falle der Monte-Carlo-Daten bei der Füllung der Histogramme für p_T , p_T^2 , x_F , θ und ϕ und der Winkelverteilungen $I(\cos \theta)$ als Gewichte, die vom x_F -Wert des jeweils in das Histogramm einzufüllenden Ereignisses abhängen. Die so erhaltenen in x_F gewichteten Verteilungen können wie oben beschrieben zur Berechnung der Polarisation verwendet werden.

Die Ergebnisse der Polarisationsmessungen für die drei V^0 -Teilchen sind in den Abbildungen 8.1 bis 8.9 dargestellt. In der linken Spalte einer jeden Seite sind jeweils die Winkelverteilungen $I(\cos \theta)$ für Minimum-Bias-Daten und Monte-Carlo-Daten zum besseren Vergleich übereinander gelegt. Hierbei wurden jeweils die Monte-Carlo-Verteilungen so skaliert, dass das Integral dieser Verteilung dem Integral der Minimum-Bias-Verteilung entspricht. In der rechten Spalte einer jeden Seite ist jeweils das Ergebnis der Division der Minimum-Bias-Daten durch die Monte-Carlo-Daten $R(\cos \theta_i)$ mit $i = x, y, z$ gezeigt. An jede Verteilung ist ein Polynom 1. Ordnung angepasst.

Die Abbildungen 8.1 bis 8.9 zeigen die Winkelverteilungen $I(\cos \theta)$ für K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$. Die Verteilungen für K_S^0 sind in $\cos \theta$ symmetrisch um 0, da die Zerfallsprodukte des K_S^0 (π^+ und π^-) symmetrisch in ihren kinematischen Eigenschaften sind. In der Vertei-

lung für $\cos \theta_z$ gibt es nur Einträge für Werte $-0,7 \leq \cos \theta_z \leq 0,7$. Diese Einschränkung ist auf den in Kapitel 6 beschriebenen Schnitt auf die Impulsasymmetrie $Asym < 3$ zurück zu führen.

Die Winkelverteilungen für das Proton aus dem Zerfall des Λ und das Antiproton aus dem Zerfalls des $\bar{\Lambda}$ zeigen einen ähnlichen Verlauf. In der Verteilung für $\cos \theta_z$ ist in beiden Fällen eine starke Asymmetrie zu erkennen; es werden weniger Zerfälle registriert, in denen das Proton bzw. Antiproton in positiver z -Richtung emittiert wird. Der Grund hierfür liegt in der reduzierten Rekonstruktionseffizienz solcher Zerfälle. Ein in positiver z -Richtung emittiertes Proton bzw. Antiproton fliegt in derselben Richtung wie das Mutterteilchen (siehe Definition des Koordinatensystems in Kapitel 2). Dies bedeutet auf Grund der Impulserhaltung, dass sich das gleichzeitig emittierte π^- bzw. π^+ entgegen gesetzt zur Richtung des Lorentz-Boosts bewegt. Betrachtet man diesen Sachverhalt nun nicht mehr wie bisher im Ruhesystem des Λ bzw. des $\bar{\Lambda}$, sondern im Laborsystem (Detektorsystem) so wird das π^- bzw. π^+ eine Spur mit geringem Impuls erzeugen, die unter die Schwelle für erfolgreiche Rekonstruktion einer Spur fällt. Die Wahrscheinlichkeit hierfür steigt an, je stärker das Proton bzw. Antiproton in Richtung des Lorentz-Boosts emittiert wird. Da bei der Rekonstruktion der V^0 (siehe Kapitel 6) immer beide Zerfallsprodukte verlangt werden, finden solche Zerfälle keine Berücksichtigung in der Analyse. Dieses Verhalten wird in den Monte-Carlo-Daten reproduziert.

Desweiteren sind in den Verteilungen für $\cos \theta_z$ keine Einträge im Bereich $0,1 \leq \cos \theta_z \leq 0,3$ zu finden. Studien haben gezeigt, dass diese Lücke in den Verteilungen auf das Entfernen von Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten, deren Spurpaare eine invariante Masse im Bereich der K_S^0 -Masse haben, zurück zu führen ist (siehe Kapitel 6).

Die Ergebnisse für alle V^0 -Teilchen sind in Tabelle 8.1 zusammen gefasst.

Tabelle 8.1: Polarisationswerte für alle V^0 -Teilchen mit den statistischen Fehlern.

	K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Kohlenstoff			
x	$0,0113 \pm 0,0025$	$0,0659 \pm 0,0293$	$+0,0146 \pm 0,0447$
y	$-0,0127 \pm 0,0030$	$0,0227 \pm 0,0336$	$-0,0573 \pm 0,0498$
z	$-0,0544 \pm 0,0055$	$-0,0397 \pm 0,0377$	$-0,0785 \pm 0,0545$
Wolfram			
x	$-0,0131 \pm 0,0021$	$0,0631 \pm 0,0241$	$0,0858 \pm 0,0366$
y	$-0,0012 \pm 0,0025$	$0,0187 \pm 0,0279$	$-0,1394 \pm 0,0383$
z	$-0,0102 \pm 0,0046$	$0,0008 \pm 0,0324$	$0,1305 \pm 0,0522$
Titan			
x	$-0,0031 \pm 0,0037$	$0,1883 \pm 0,0386$	$0,1310 \pm 0,0648$
y	$-0,0035 \pm 0,0043$	$-0,0036 \pm 0,0464$	$-0,0681 \pm 0,0688$
z	$0,0043 \pm 0,0080$	$0,1005 \pm 0,0540$	$0,1914 \pm 0,0861$

Kohlenstoff

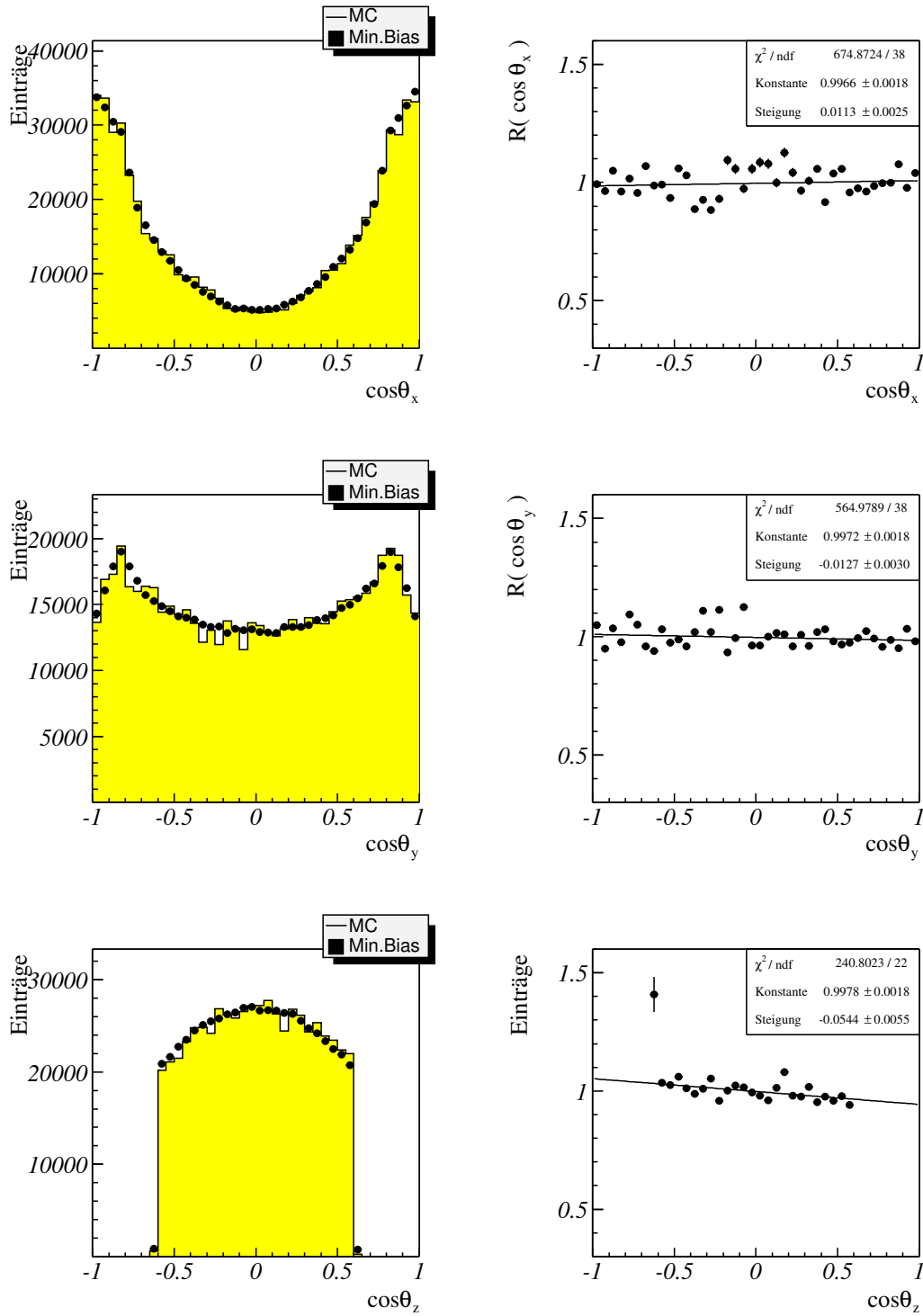


Abbildung 8.1: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für K_S^0 für $p_T < 1$ GeV/c mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Kohlenstoff

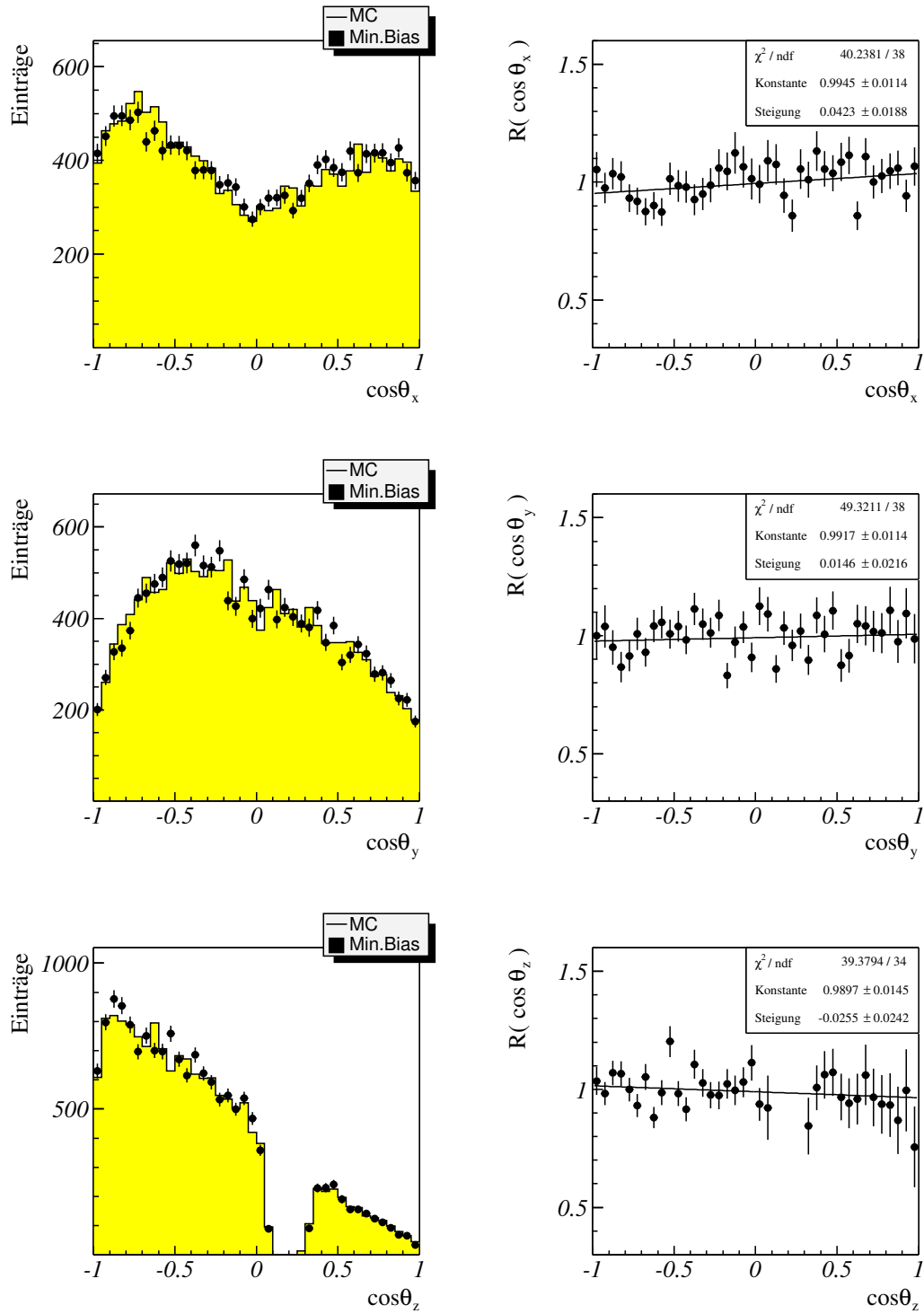


Abbildung 8.2: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für Λ für $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Kohlenstoff

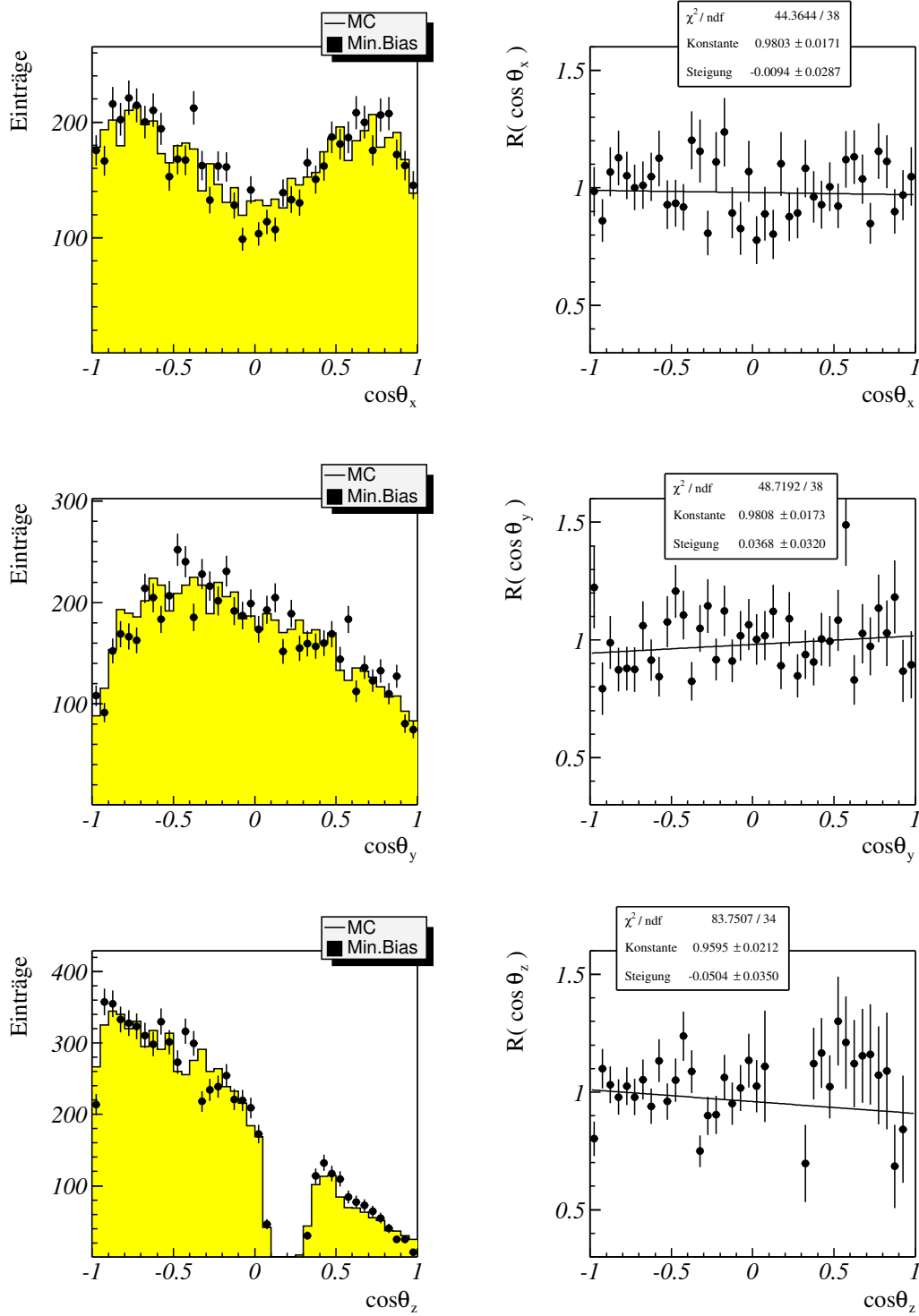


Abbildung 8.3: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für $\bar{\Lambda}$ für $p_T < 1$ GeV/c mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Wolfram

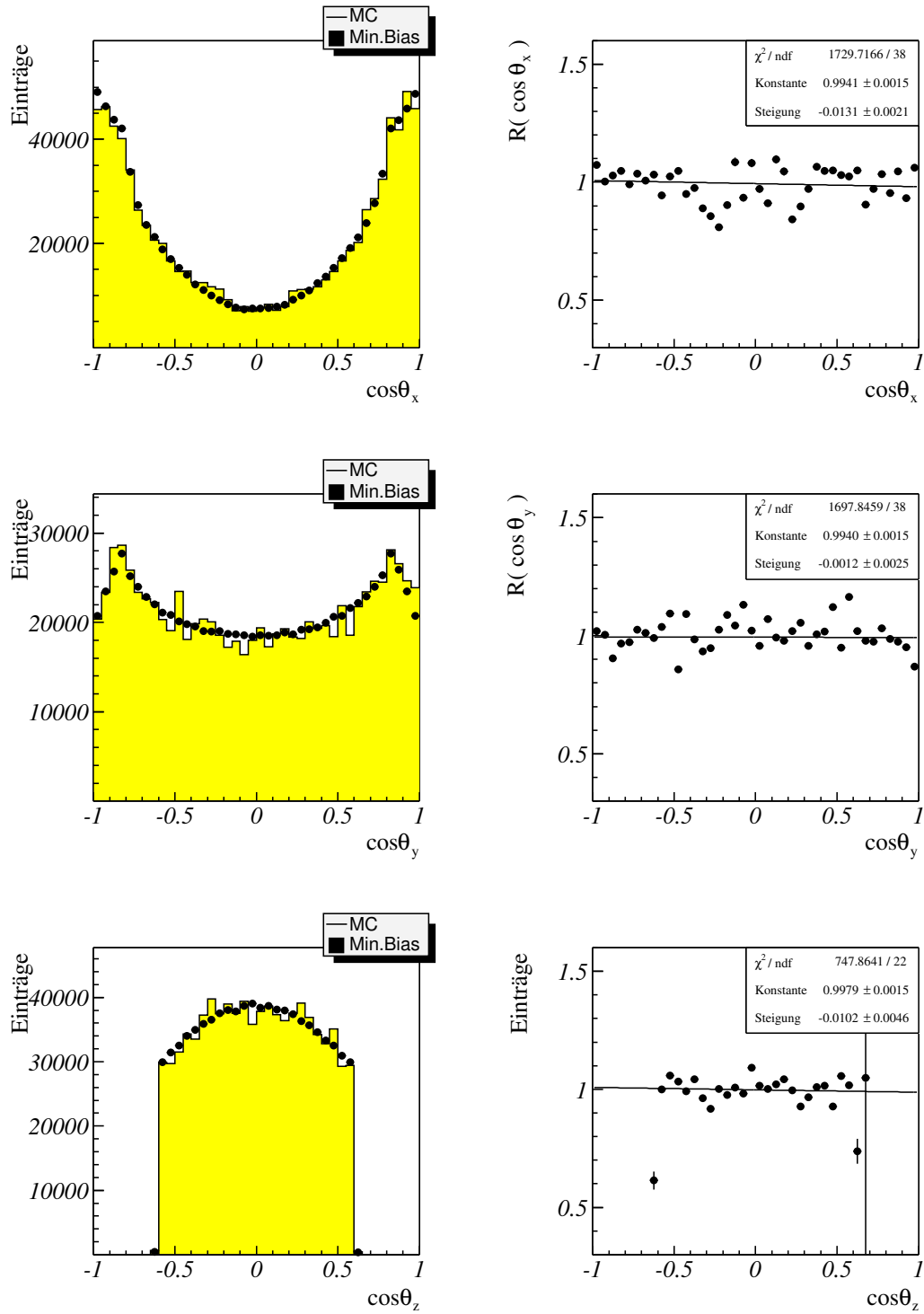


Abbildung 8.4: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für K_S^0 für $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Wolfram

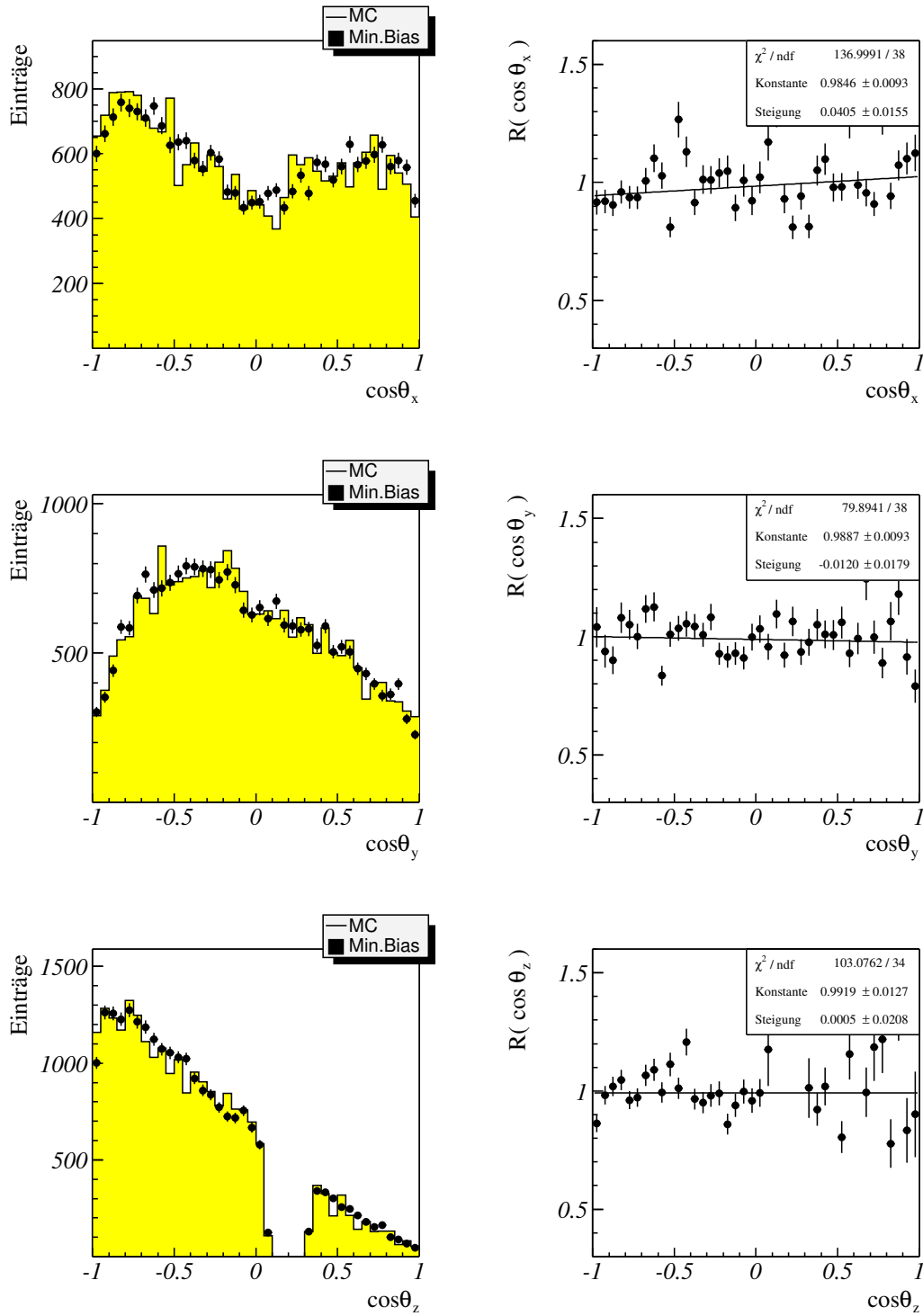


Abbildung 8.5: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für Λ für $p_T < 1$ GeV/c mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Wolfram

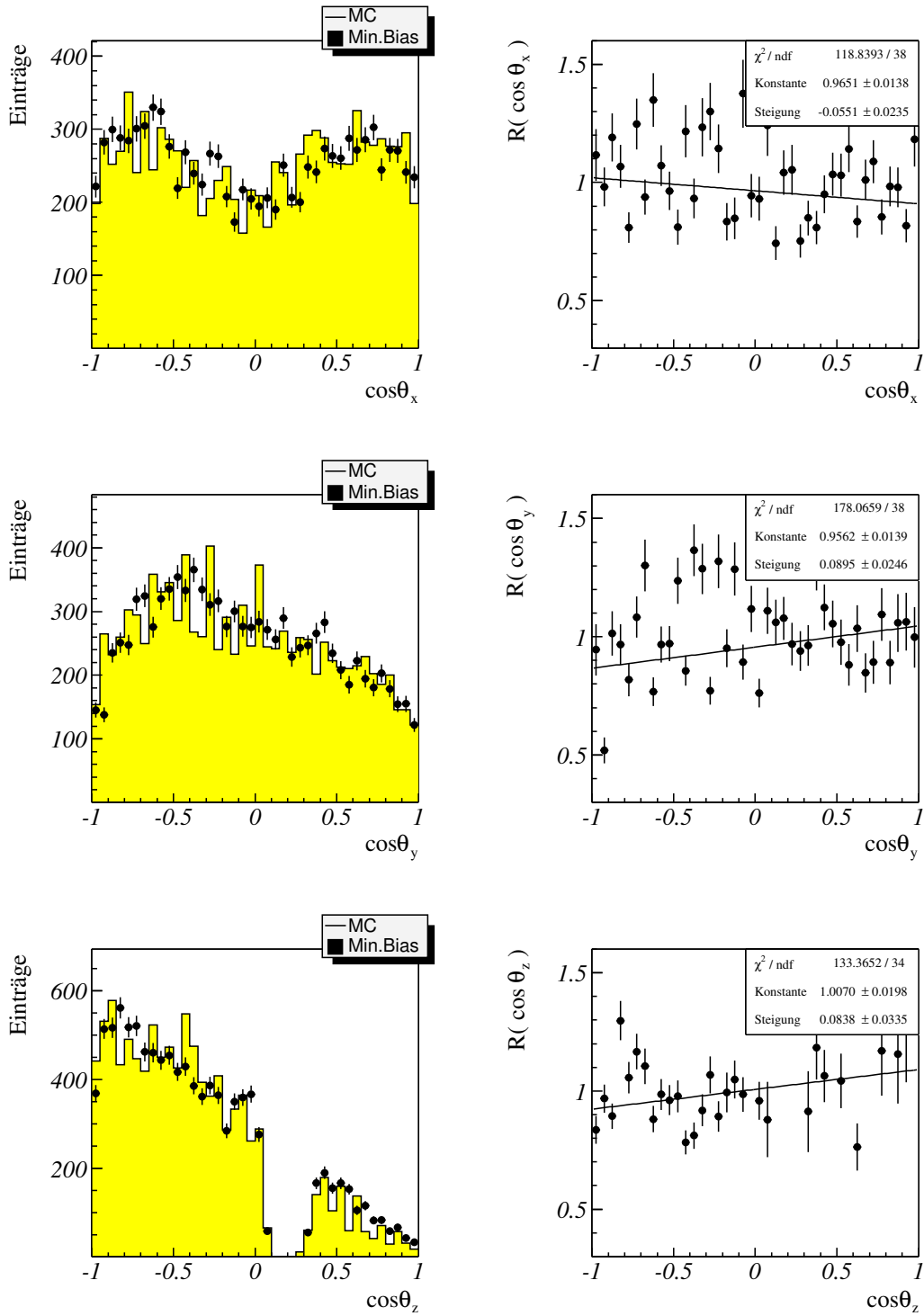


Abbildung 8.6: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für $\bar{\Lambda}$ für $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Titan

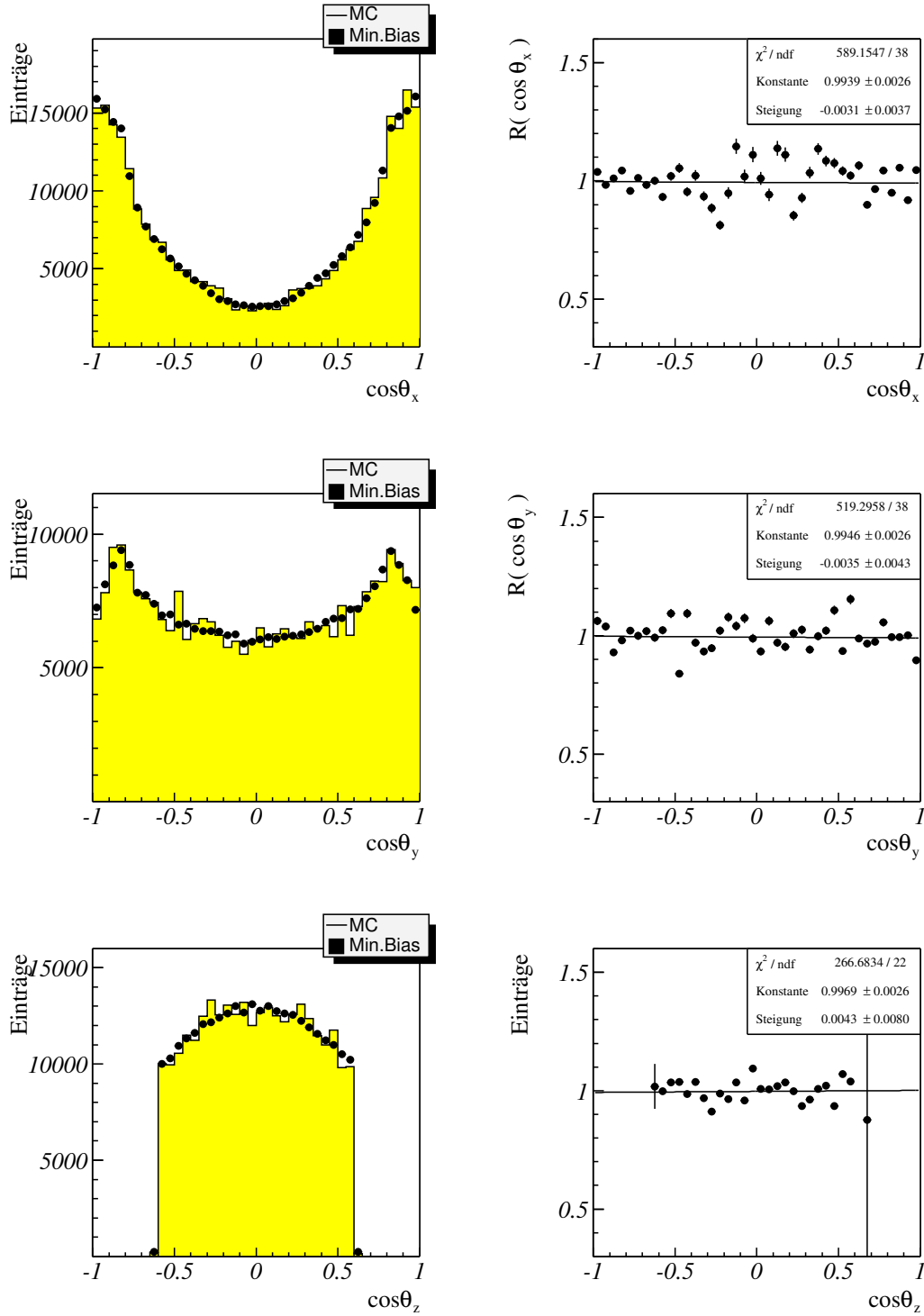


Abbildung 8.7: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für K_S^0 für $p_T < 1$ GeV/c mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Titan

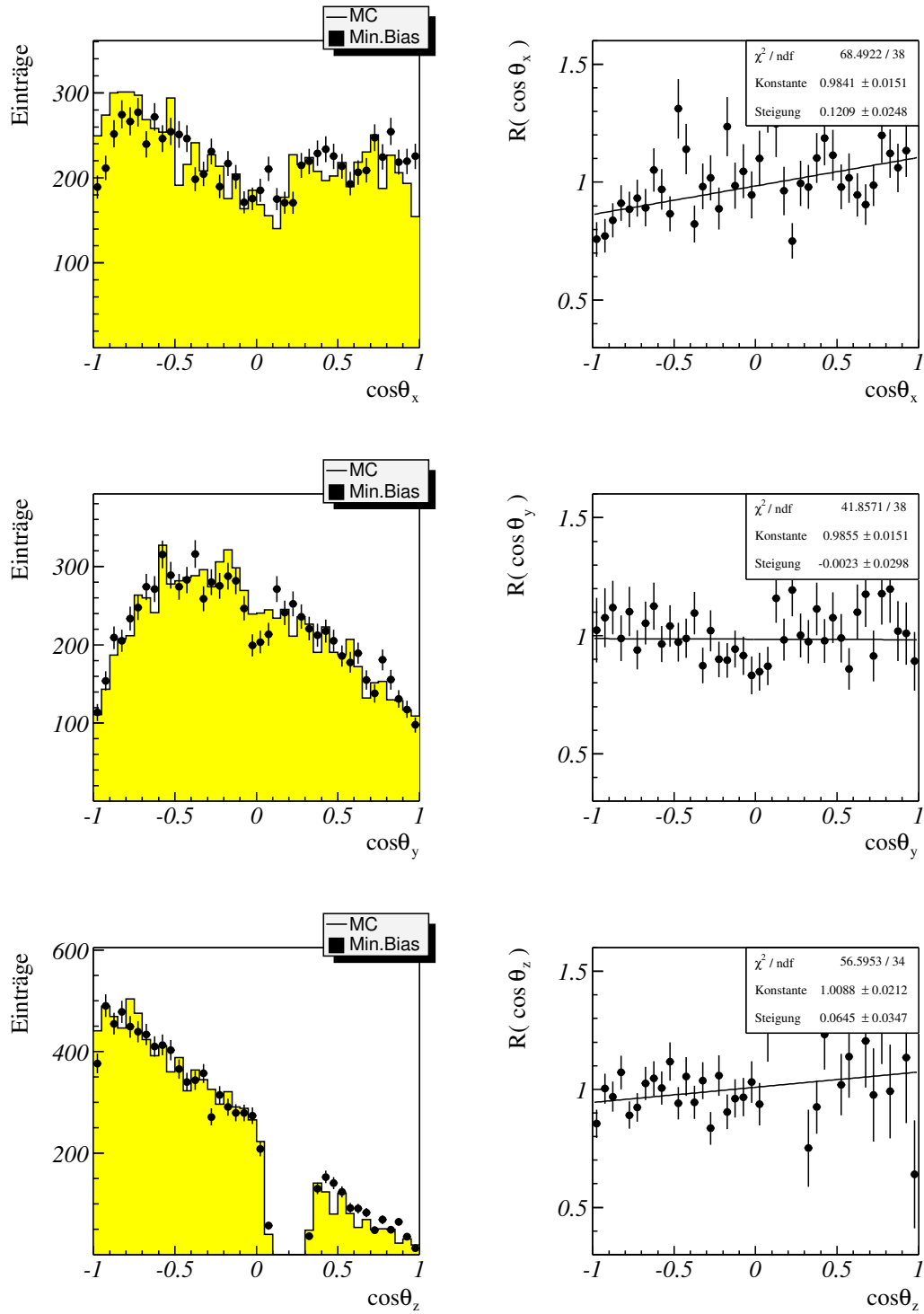


Abbildung 8.8: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für Λ für $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Titan

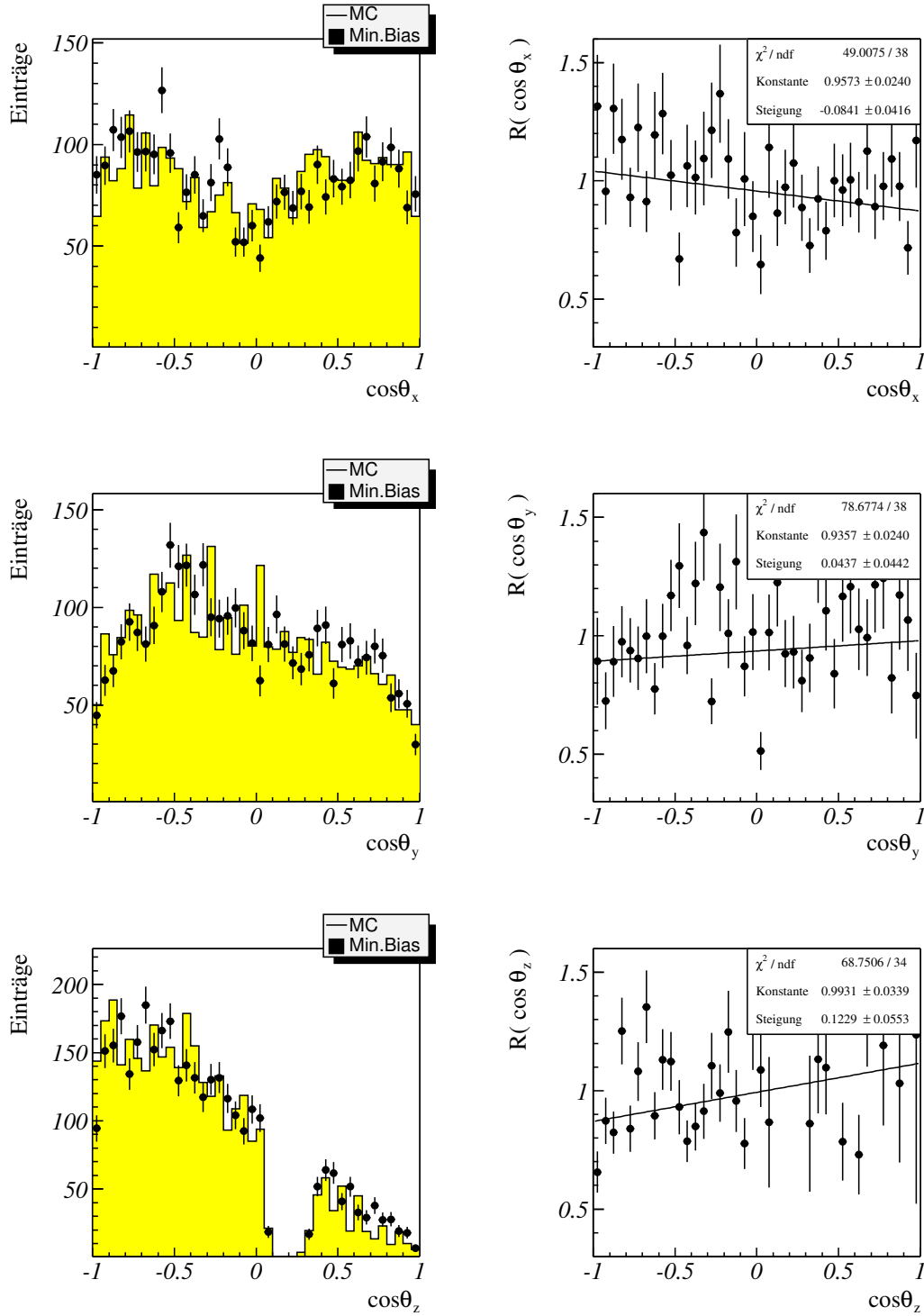


Abbildung 8.9: Winkelverteilungen $I(\cos\theta)$ für $\bar{\Lambda}$ für $p_T < 1$ GeV/c mit x_F -Gewichtung und Ergebnis der Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung nach Akzeptanzkorrektur.

Kapitel 9

Systematische Fehler

In diesem Kapitel werden mögliche systematische Fehler der vorliegenden Analyse diskutiert. Zunächst werden die Fehler, die durch die Differenzen zwischen Monte-Carlo-Daten und Minimum-Bias-Daten in x_F und p_T entstehen, angegeben. Weiterhin geht in den gesamten systematische Fehler für die Polarisierung der Fehler des Asymmetrieparameters α ein.

9.1 Fehler durch die x_F -Umgewichtung

Tabelle 9.1: Systematische Fehler für die Polarisierung der V^0 -Teilchen mit x_F -Umgewichtung der Monte-Carlo-Daten.

	K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Kohlenstoff			
x	0,0001	0,0017	0,0037
y	0,0002	0,0009	0,0042
z	0,0001	0,0059	0,0780
Wolfram			
x	0,0002	0,0016	0,0217
y	0,0002	0,0012	0,0102
z	0,0001	0,0002	0,1297
Titan			
x	0,0003	0,0016	0,0332
y	0,0002	0,0025	0,0050
z	0,0005	0,0149	0,1902

Um den systematischen Fehler durch die Differenzen in den x_F -Verteilungen für Monte-Carlo-Daten und Minimum-Bias-Daten zu ermitteln, wurden für jedes Target-

material der Parameter c der Gewichtungsfunktion $G(x_F) = k \cdot (1 - |x_F|)^c x_F$ um seinen statistischen Fehler σ variiert. In Tabelle 9.4 sind die erhaltenen systematischen Fehler durch die x_F -Gewichtung aufgeführt. Die größeren Fehler für die $\bar{\Lambda}$ -Polarisation resultieren aus den größeren Differenzen zwischen Monte-Carlo-Daten und Minimum-Bias-Daten (siehe Anhang B).

9.2 Fehler durch die Beschränkung des p_T -Bereiches

Wie in Kapitel 7 gezeigt, beschreibt die Monte-Carlo-Simulation das Verhalten der Minimum-Bias-Daten im Bereich $p_T > 1$ GeV/ c nicht korrekt. Aus der vorliegenden Analyse wurde dieser Bereich ausgeschlossen. Um den systematischen Fehler dieser Beschränkung zu untersuchen, wurde der Schnittwert $p_T = 1$ GeV/ c um 0,1 GeV/ c variiert. Die daraus resultierenden Fehler für die Polarisationsmessung sind in Tabelle 9.2 aufgeführt.

Tabelle 9.2: Systematische Fehler für die Polarisation der V^0 -Teilchen durch die Beschränkung auf $p_T < 1$ GeV/ c .

	K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Kohlenstoff			
x	0,0050	0,0101	0,0373
y	0,0012	0,0101	0,0420
z	0,0017	0,0397	0,0501
Wolfram			
x	0,0052	0,0134	0,0428
y	0,0013	0,0127	0,0472
z	0,0019	0,0426	0,0498
Titan			
x	0,0049	0,0147	0,0336
y	0,0012	0,0183	0,0391
z	0,0024	0,0413	0,0471

9.3 Fehler des Asymmetrieparameters α

Bei der Berechnung der systematischen Fehler durch die x_F -Gewichtung und die Beschränkung in p_T wurde der Asymmetrieparameter α als Konstante angenommen. Man berücksichtigt den gemessenen Fehler $\alpha = 0.642 \pm 0.013$ bei der Berechnung der Polarisation, indem die relativen Fehler der jeweiligen Steigungen αP und α quadratisch

addiert werden. Der Fehler auf die Polarisationsmessung vergrößert sich dadurch um einen Faktor kleiner als 1,007 (für die Λ -Polarisation in x -Richtung bei Verwendung des Titandrahtes).

9.4 Gesamter systematischer Fehler

Der gesamte systematische Fehler der transversalen Polarisation setzt sich aus den in diesem Kapitel angegebenen Fehlerbeiträgen zusammen zu

$$\sigma_{tot}^{sys} = \sqrt{(\sigma_{tot}^{x_F})^2 + (\sigma_{tot}^{p_T})^2 + (\sigma_{tot}^{\alpha})^2}.$$

Dieser Fehler liegt in derselben Grenordnung wie der statistische Fehler.

Tabelle 9.3: Systematische Fehler für die transversale Polarisation der V^0 -Teilchen.

	K_S^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Kohlenstoff	0,0050	0,0102	0,0375
Wolfram	0,0052	0,0135	0,0480
Titan	0,0049	0,0148	0,0472

Kapitel 10

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Minimum-Bias-Daten untersucht, die im Dezember 2002 mit dem HERA-B-Detektor am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg genommen wurden. Die Zerfälle von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, die in pA -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 41.57$ GeV erzeugt wurden, wurden analysiert und die Polarisation der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen für verschiedene Targetmaterialien gemessen. Zur Akzeptanzbestimmung wurde eine spezielle, schnelle Monte-Carlo-Simulation verwendet, die die gesuchten Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Monte-Carlo-Datensatz anreicherte. Die Messung der transversalen Λ -Polarisation P ergab mit drei verschiedenen Targetdrähten folgende Ergebnisse:

$$P(\Lambda, \text{Kohlenstoff}) = 0,066 \pm 0,029(\text{stat.}) \pm 0,010(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Kohlenstoff}) = 0,015 \pm 0,045(\text{stat.}) \pm 0,038(\text{syst.})$$

$$P(\Lambda, \text{Wolfram}) = 0,063 \pm 0,024(\text{stat.}) \pm 0,014(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Wolfram}) = 0,086 \pm 0,037(\text{stat.}) \pm 0,048(\text{syst.})$$

$$P(\Lambda, \text{Titan}) = 0,188 \pm 0,039(\text{stat.}) \pm 0,015(\text{syst.})$$

$$P(\bar{\Lambda}, \text{Titan}) = 0,131 \pm 0,065(\text{stat.}) \pm 0,047(\text{syst.})$$

Damit wurde für Λ eine von Null um 2σ verschiedene Polarisation, für $\bar{\Lambda}$ eine mit Null verträgliche Polarisation gemessen. Diese Ergebnisse sind mit früheren Messungen und theoretischen Erwartungen in guter Übereinstimmung. Der Messwert der Polarisation für den Titan-Draht zeigt verglichen mit den Werten für die Kohlenstoff- und Wolfram-Drähte einen signifikant höheren Wert. Für zukünftige Analysen ist eine weitere Beschleunigung und Verbesserung der Monte-Carlo-Simulation wünschenswert. Insbesondere im Bereich der Λ -Kinematik sind Änderungen an der Monte-Carlo-Simulation notwendig, um höhere Statistik zu erhalten und darüber hinaus die Systematik zu verbessern.

Anhang A

Dokumentation: Der Myon-Pretrigger und seine Online-Software

Die digitalisierten Detektordaten von maximal acht Spalten des Myon-System stehen mit einer Rate von 10,4 MHz an den Eingängen der Pretrigger Link Boards an (siehe Abbildung A.1). Im Falle des Pad-Systems sind dies die Treffer-Informationen von 30 (MU3) bzw. 29 (MU4) Pads. Beim Pixel-System werden die Treffer-Informationen von je sechs benachbarten Auslesekanälen der Gas-Pixel-Kammern zusammen gefasst, die digitalen Trefferdaten werden durch ein logisches ODER verknüpft. Jeder der acht Kanäle einer PLB kann die Daten einer Spalte des Myon-Detektors verarbeiten. Die Eingänge dieser acht Kanäle sind über Flachbandkabel mit dem FED-System bzw. mit den Pixel Mapping Boards (PMB) verbunden. Das BX-Taktsignal und die acht Bits

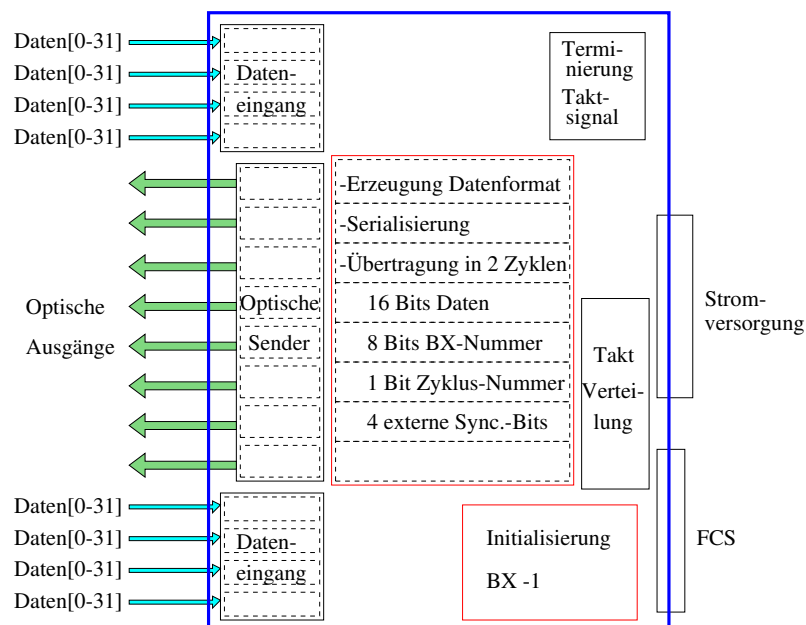


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des Pretrigger Link Boards (PLB) [Cru98]. Die Funktionsweise wird detailliert im Text erläutert.

umfassende BX-Nummer erhalten die PLBs über eine Steckerleiste an der Rückseite der Crates, in die die PLBs eingebaut sind. Um die Daten nach der Entscheidung des FLT den Detektorinformationen zuordnen zu können, wird die BX-Nummer den Pad-Treffer-Informationen zugefügt.

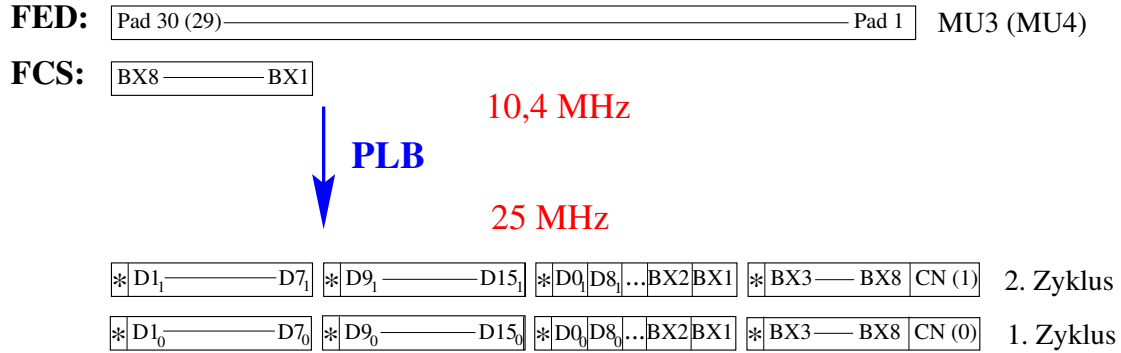


Abbildung A.2: Sortierung der Bits in einem PLB-Kanal. Die Datenbits (D0₀ bis D0₁₅, D1₀ bis D1₁₅), die BX-Nummer (BX1 bis BX8) und die Synchronisationsbits (*) werden auf zwei Zyklen verteilt [Sch01b].

Wie in Abbildung A.2 dargestellt werden die so zusammen gestellten Daten umgeordnet und auf zwei je 32 Bits umfassende Zyklen aufgeteilt. Diese werden mit einer Taktrate von 25 MHz verarbeitet. Zur Markierung der Zyklen wird eine Zyklus-Nummer (CN: Cycle Number) erzeugt und den Daten hinzugefügt. Die Detektordaten aus dem Pad-System werden in zwei Blöcke zu je 15 Pads aufgeteilt. Hier enthält der zweite Block der MU4-Daten zunächst nur 14 Pads. Da die Koinzidenzberechnung auf den PCUs die Daten zweier übereinander liegender Pads der Superlage MU4 benötigt und jedes MU4-Pad zweimal für die Konizidenzberechnung verwendet wird, wird jeweils eine Kopie des letzten MU4-Pads des ersten Blocks dem zweiten Block hinzu gefügt. Die Blöcke der Daten von 15 Pads werde so auf die Daten-Bits der beiden Zyklen, D0₀ bis D15₀ bzw. D0₁ bis D15₁ aufgeteilt. Zur Überprüfung der optischen Datenübertragung werden neben der BX-Nummer (BX1 bis BX8) vier externe Synchronisationsbits eingefügt. Diese Daten werden mittels eines speziellen Bausteins [Mot87] serialisiert. Dieser Baustein wandelt die 32 Bits Daten mit einer Rate von 25 MHz in differentielle PECL-Signale (Positive Emitter Coupled Logic) mit einer effektiven Datenübertragungsrate von 800 MBit/s um. Die so erzeugten Ausgangsdaten der PLBs werden mit-hilfe der Pretrigger Optical Links (POL) an die Pretrigger Coincidence Units (PCUs) gesendet. Die POL-Sender sind als Aufsteckkarten in speziellen Fassungen auf den PLBs installiert.

Die eigentliche Konzidenzberechnung im Myon-Pretrigger-System findet auf den Pre-trigger Coincidence Units (PCU) statt (Abbildung A.3). Vier Kanäle auf jeder PCU verarbeiten jeweils die Daten einer MU3-Spalte und der drei dazu gehörigen MU4-Spalten. Zwei dieser Kanäle sind auf der Hauptkarte, zwei auf einer auf die Hauptkarte aufgesteckte Mezzanin-Karte implementiert. Über eine VME-Schnittstelle (VME: VERSA Module Eurocard) können die PCUs initialisiert und kontrolliert werden. Acht

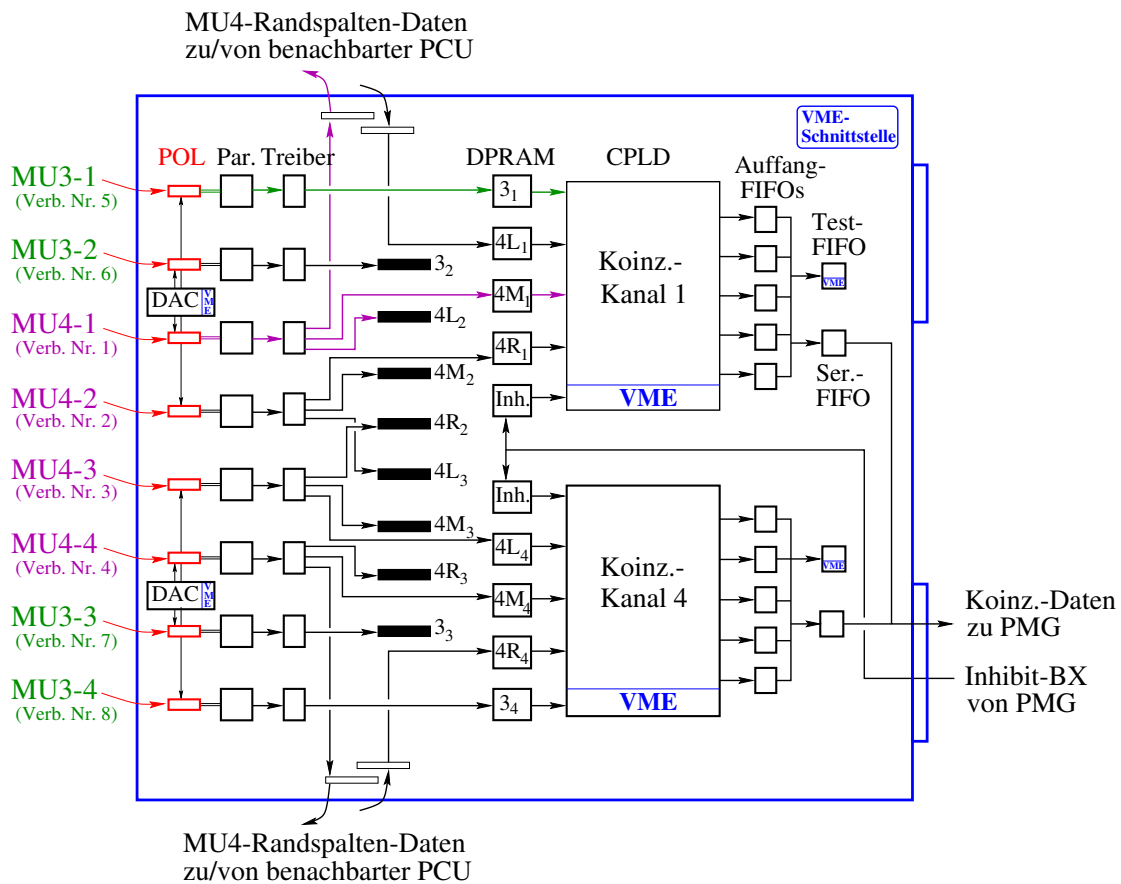


Abbildung A.3: Schematische Darstellung der Pretrigger Coincidence Units (PCU) [Sch01b]. Im Text wird die Funktionsweise der PCUs detailliert beschrieben.

POL-Empfänger auf der PCU-Hauptkarte wandeln die optisch übertragenen Daten von vier MU3- und den vier dazu gehörigen MU4-Spalten in elektrische Signale um. Die Offset-Spannungen der POL-Empfänger werden individuell über Digital-Analog-Wandler (DAC, englisch für: Digital-to-Analog-Converter) eingestellt. Die Daten werden anschließend unter Verwendung des gleichen Bausteins, der schon zur Serialisierung auf den PLBs benutzt wurde, parallelisiert. Für die Koinzidenzberechnung werden pro Kanal jeweils die Daten einer MU3-Spalte und dreier MU4-Spalten benötigt. Die Verteilung der Daten auf die verschiedenen Kanäle ist in Abbildung A.4 gezeigt.

Die MU4-Spalten eines solchen Koinzidenzkanals werden mit „L“, „M“ und „R“ bezeichnet (siehe Abbildung 3.16). Diese Bezeichnungen dienen der Kennzeichnung von Treffermustern der MU4-Pads. Nach der Verteilung der Daten auf die verschiedenen Kanäle werden die MU3- und MU4-Daten eines jeden Kanals synchronisiert, um unterschiedliche Laufzeiten der Daten für die verschiedenen Spalte auszugleichen. Dieser Vorgang wird mittels eines Dual Ported Random Access Memorys (DPRAM: Speicherbaustein, der unabhängige Schreib- und Lesezugriffe ermöglicht) durchgeführt. Die Daten werden im Mittel um 144 ns verzögert und in die Eingangsregister eines programmierbaren Logikbausteins (CPLD: Complex Programmable Logic Device) geschrieben.

Bit gesetzt, wird die Adresse, die der Position der Koinzidenz entspricht, zweimal ausgegeben, aber nur einmal durch das Valid-Bit als gültig erklärt. Sind zwei Bits im Teildatenwort gesetzt, werden beide Adressen als gültig markiert und ausgegeben. Sollten mehr als zwei Bits im Teildatenwort gesetzt sein, werden die zwei am weitesten voneinander entfernten Koinzidenzen gültig erklärt und die dazugehörigen Adressen ausgegeben. Alle übrigen Koinzidenzen gehen in diesem Fall verloren. Es findet hier also eine Auswahl „2 aus 4“ statt, die in den Eigenschaften der CPLDs begründet ist. Diese Stufe der Koinzidenzberechnung liefert insgesamt acht Koinzidenzdatensätze mit jeweils acht Bits: einem Valid-Bit, vier Bits der Koinzidenzadresse und drei Bits für das Treffermuster der MU4-Daten. Ein weiterer Selektionsschritt „5 aus 8“ findet statt, wenn mehr als fünf Koinzidenzen auftreten. Hier werden die fünf Koinzidenzen mit dem geringsten Abstand zum Protonenstrahlrohr ausgewählt. Die so gefundenen Informationen über Koinzidenzen werden von den CPLDs zunächst in Auffang-FIFOs (FIFO: First-in-First-Out-Speicher) geschrieben. Diese Bausteine ermöglichen unabhängige Schreib- und Lesezugriffe bei Erhalt der zeitlichen Reihenfolge der Daten. Hier findet eine Nullunterdrückung statt, d. h. wenn keine Koinzidenzen gefunden wurden, werden keine Daten in die FIFOs geschrieben. Die gültigen Koinzidenzdaten werden sortiert nach ihrer Koinzidenzadresse in die FIFOs geschrieben, wobei das erste FIFO jeweils die Koinzidenz erhält, die dem Strahlrohr am nächsten liegt. Befinden sich Daten im ersten Auffang-FIFO, werden diese Daten ausgelesen und in einem weiteren FIFO zur Serialisierung zwischengespeichert. Dann werden die Valid-Bits der Koinzidenzdaten in den übrigen Auffang-FIFOs überprüft und die Daten gültiger Koinzidenzen ebenfalls in den Serialisierungs-FIFO übertragen. Kopien dieser Daten werden in einem Test-FIFO gespeichert, der über die VME-Schnittstelle zu Kontrollzwecken ausgelesen werden kann. Jeweils zwei PCUs und ein PMG sind zu einem logischen Segment zusammen gefasst und können über eine spezielle Verbindung auf der Rückseite der Crates (Backplane) Daten austauschen. Über diese Backplane zeigt der jeweilige Koinzidenzkanal auf einer PCU dem PMG an, dass sich Koinzidenzdaten im Serialisierungs-FIFO befinden. Diese Daten werden dann vom PMG angefordert und über die Backplane von den Auffang-FIFOs zur PMG übertragen.

Die Pretrigger Message Generatoren (PMG) übersetzen die von den PCUs empfangenen Koinzidenzdaten in Nachrichten für den FLT (siehe Abbildung A.5). Diese standardisierten Nachrichten enthalten die Parameter der Koinzidenzen, aus denen der FLT die Region of Interest (RoI) berechnet, die Impulsabschätzung und die BX-Nummer der Ereignisse. Ein CPLD auf jeder PMG überwacht ständig die Schnittstellen zu den angeschlossenen PCUs, um die Datenübertragung von den PCUs zum jeweiligen PMG zu initiieren. Hier wird auch kontrolliert, in wie vielen Koinzidenzkanälen gleichzeitig Daten zur Verfügung stehen und sichergestellt, dass jeweils nur ein Koinzidenzkanal Zugriff auf die gemeinsame Datenschnittstelle hat. Da die x -Position der Koinzidenz nicht in den von der PCU gesendeten Daten enthalten ist, fügt der PMG drei Bits zu den Daten hinzu. Aus diesen kann die genaue x -Position einer Koinzidenz bestimmt werden, die einzelnen Pretrigger-Module bestimmten Detektorbereichen zugeordnet sind. Die FLT-Nachrichten werden mit einer in einem RAM implementierten Look-up Table

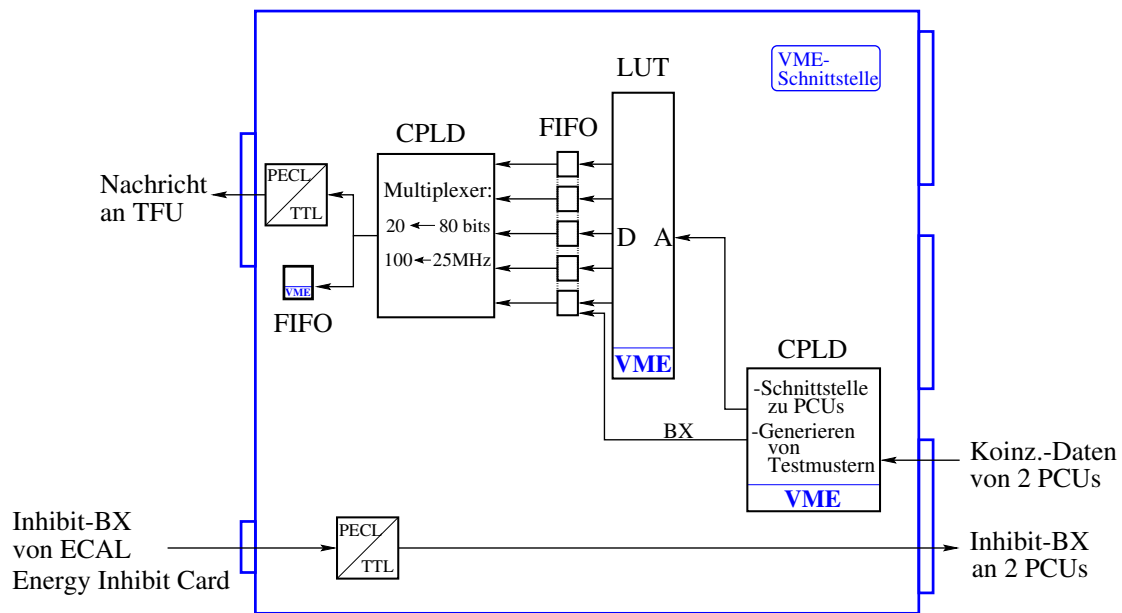


Abbildung A.5: Schematische Darstellung des Pretrigger Message Generators (PMG) [Sch01b]. Im Text findet sich eine Beschreibung der Funktionsweise.

erzeugt. Eine solche Nachricht besteht aus 80 Bits. 57 Bits werden durch die LUT bestimmt, acht Bits umfasst die BX-Nummer und weitere 15 Bits sind für Nachrichten vom Elektron-Pretrigger reserviert. Die FLT-Nachricht wird zunächst in einer FIFO-Stufe gespeichert. Ein Multiplexer, der in einem CPLD realisiert ist, teilt die mit einer Rate von 25 MHz eingehenden Daten in vier Teile zu je 20 Bits auf. Diese werden mit einer Rate von 100 MHz zum FLT übertragen. Wie auch bei der PCU wird eine Kopie der gesendeten Daten in einem Test-FIFO gespeichert, der zu Kontrollzwecken via VME-Schnittstelle ausgelesen werden kann.

A.1 Die Online-Software für das Myon-Pretrigger-System

Im Jahr 2000 wurde das Myon-Pretrigger-System mit seinen etwa 100 Modulen in das HERA-B-Experiment integriert und in Betrieb genommen. Dies machte die Entwicklung einer Online-Software notwendig, die das Myon-Pretrigger-System in die bereits bestehende Datennahmeumgebung einpasste und die Initialisierung und Überwachung des Systems während der Datennahme übernahm. Die Anforderungen an die Online-Software für den Myon-Pretrigger sind folgende:

- VME-Zugriffe auf die Hardware-Komponenten des Systems müssen unterstützt werden und einfach ausführbar sein.

- Eine benutzerfreundliche Auswahl der Hardware-Komponenten für die jeweiligen Zugriffe muss bereit gestellt werden.
- Komplexe Funktionen, die über mehrere VME-Zugriffe hinaus gehen, müssen fest in die Software implementiert werden, da die Elektronik-Module keine programmierbaren Prozessoren besitzen.
- Funktionen zur Durchführung automatisierter Tests müssen zur Verfügung stehen,
- Eine menügesteuerte Benutzerschnittstelle für Experten sollte bereit gestellt werden.
- Abfolgen von Zugriffen mittels Steuerskripte müssen ermöglicht werden.

Für die Integration in die HERA – B-Datennahmeumgebung mussten weitere Anforderungen erfüllt werden:

- Die Initialisierung und Steuerung aller PCUs und PMGs muss schnell und zuverlässig ablaufen.
- Die Software muss die Koordination der von sieben verschiedenen VME-CPU's gesteuerten Hardware-Module übernehmen.
- Die Hardware-Module müssen ohne Störung der Datennahme überwacht werden und Systeminformationen für die Schichtbesatzung des HERA – B-Experiments aufbereitet werden.
- Die dauerhafte Speicherung wichtiger Informationen über den Zustand des Systems während der Datennahme in einer Datenbank und in Logdateien muss gesichert sein.
- Schnittstellen zum Austausch von Informationen mit anderen Systemen des HERA – B-Datennahmesystems müssen bereit gestellt werden.

Die Architektur der entwickelten Online-Software ist in Abbildung A.6 dargestellt. Zentraler Prozess der Online-Software ist MPRE_BOSS. Er dient als Schnittstelle für alle Zugriffe innerhalb der Online-Software und für die Kommunikation mit Systemen außerhalb des Myon-Pretriggers. Auch die Kommunikation zwischen der Benutzerschnittstelle `mpre_con` und den `mpre_srv`-Prozessen erfolgt über MPRE_BOSS. Die Treiberfunktionen zur Initialisierung und Steuerung der Hardware-Module sind in sieben `mpre_srv`-Prozessen implementiert. Pro VME-CPU und Crate des Myon-Pretrigger-System gibt es einen solchen `mpre_srv`-Prozess. Zugriffe auf die Hardware-Module, die länger als 2 Sekunden dauern, werden in jedem Crate von den `mpre_slave`-Prozessen ausgeführt, die mit den `mpre_srv`-Prozessen auf derselben VME-CPU über einen gemeinsamen Speicherbereich, Shared Memory (`shm`), kommunizieren. Die Verwaltung von Fehlermeldungen übernimmt der Prozess `mpre_errlog`. Dieser Prozess kann auch bestimmte Logdateien schreiben. Monitoring-Daten werden vom `mpre_monitor`-Prozess aufbereitet und in Form von Histogrammen grafisch dargestellt. Diese Informationen werden in einer Datenbank und in Logdateien gesichert.

Tabelle A.1: Die Datenbank-Tabellen für den Myon-Pretrigger

manueller Zugriff	
MAP	Zuordnung Myon-Detektor → Myon-Pretrigger-Kanäle
CRATE	Zuordnung VME-CPU's → VME-Crates
SETUP	Kombinationen von PCUs und PMGs für verschiedene RUN-Konfigurationen
LINK_QUALITY	Schwellenwerte für Klassifizierung der optischen Verbindungen
RUN_SETTING	Einstellungen für Initialisierung, Monitoring und Maskierung
BOARD	Eigenschaften der PCUs und PMGs
LOGICAL_PCU	Konfigurationen der PCUs
LOGICAL_PMG	Konfigurationen der PMGs
MASK_BP	Vorlagen für die PCU-Maskierung
automatischer Zugriff	
PCU_MASK	aktuelle PCU-Masken
PCU_OFFSET	Offset-Werte für die POL-Empfänger (DAC)
OPT_LINK	Klassifizierung der optischen Verbindungen gemäß LINK_QUALITY-Tabelle
externer Zugriff	
MuonMask	Liste der heißen Detektorkanäle

Jahr 2000 verwendeten lokalen Konfigurationsdateien möglich ist.

Insgesamt wurden 12 Datenbank-Tabellen für die Steuerung des Myon-Pretriggers aufgebaut, ein externer Prozess stellt eine weitere Tabelle zur Verfügung. Die Tabellen können in drei Gruppen eingeteilt werden. Wie in Tabelle A.1 zu sehen, gibt es Tabellen, die nur von Myon-Pretrigger-Experten verändert werden können. Verschiedene Tabellen werden von Prozessen der Online-Software selbstständig aktualisiert. Die Tabelle MuonMask wiederum wird von einem Prozess außerhalb des Myon-Pretriggers geändert.

In der Tabelle MAP sind Zuordnungen zwischen Spalten des Detektors und den Kanälen von PLBs, PCUs, PMGs und POLs abgelegt. Diese Tabelle ist ein Abbild der Hardware-Installation und wird nur bei Hardware-Änderungen oder Reparaturen geändert. In Tabelle CRATE sind die einzelnen VME-CPU's den jeweiligen VME-Crates zugeordnet. Mithilfe der Tabelle SETUP, können verschiedene Hardware-Zusammenstellungen vorgenommen werden, um beispielsweise Teile der Hardware zu initialisieren und zu betreiben. Schwellen für Fehlerraten der optischen Verbindungen im Myon-Pretrigger werden in der Tabelle LINK_QUALITY definiert. Allgemeine Einstellung für die verschiedenen Betriebsmodi des Myon-Pretriggers finden sich in der Tabelle RUN_SETTINGS. Hier kann festgelegt werden, welche Schritte bei der Initialisierung vorgenommen werden sollen, oder welche Hardware-Module im jeweiligen Run Verwendung finden sollen. Ferner wird festgelegt, welche Monitoring-Aufgaben

durchgeführt werden sollen. Die an die Hardware-Module gebundenen Eigenschaften, wie Seriennummern und Status sind in der Tabelle BOARD zusammen gefasst. Die an die Installation der Hardware-Module gebundenen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Zuordnung der optischen Verbindungen oder Informationen über Defekte, sind in den Tabellen LOGICAL_PCU bzw. LOGICAL_PMG abgebildet. In der Tabelle MASK_BP sind sogenannte Blueprint-Masken (engl.: Blaupausen) definiert, die für jede PCU festlegen, welche Kanäle aufgrund von dauerhaften Defekten immer ausmaskiert bleiben müssen.

Die während des Runnings verwendeten Masken werden in der Tabelle PCU_MASK gespeichert. Hier werden zusätzlich zu den schon bekannten Defekten, die sich in MASK_BP wider spiegeln, auch defekte („heiße“) Kanäle des Myon-Detektors berücksichtigt. Die aktuellen Einstellungen der POL-Empfänger (DAC-Einstellungen) werden in der Tabelle PCU_OFFSET gespeichert. Ist eine optische Verbindung instabil oder dauerhaft defekt, so werden die jeweiligen Qualifizierungen in der Tabelle OPT_LINK unter Verwendung der Klassifizierungen in LINK_QUALITY vorgenommen. Die so festgelegte Struktur der Datenbank des Myon-Pretriggers enthält alle Informationen, die zum Betrieb und zur Beurteilung der Datenqualität des Systems notwendig sind.

Während der Datennahme der Jahre 2000 bis 2003 konnte der Betrieb des Myon-Pretriggers jederzeit gewährleistet werden. Die Online-Software ermöglichte einen sicheren und effizienten Betrieb. Die entwickelte Datenbank wird auch nach Ende des HERA-B-Experiments z.B. zur Analyse der Myon-Pretrigger-Performance erfolgreich verwendet. Weiter reichende Informationen zum Myon-Pretrigger-System und die hierfür entwickelte Software finden sich in den Arbeiten [Ada01, Bec01, Sch01b].

Anhang B

Vergleich von Monte-Carlo-Simulation und Minimum-Bias-Daten

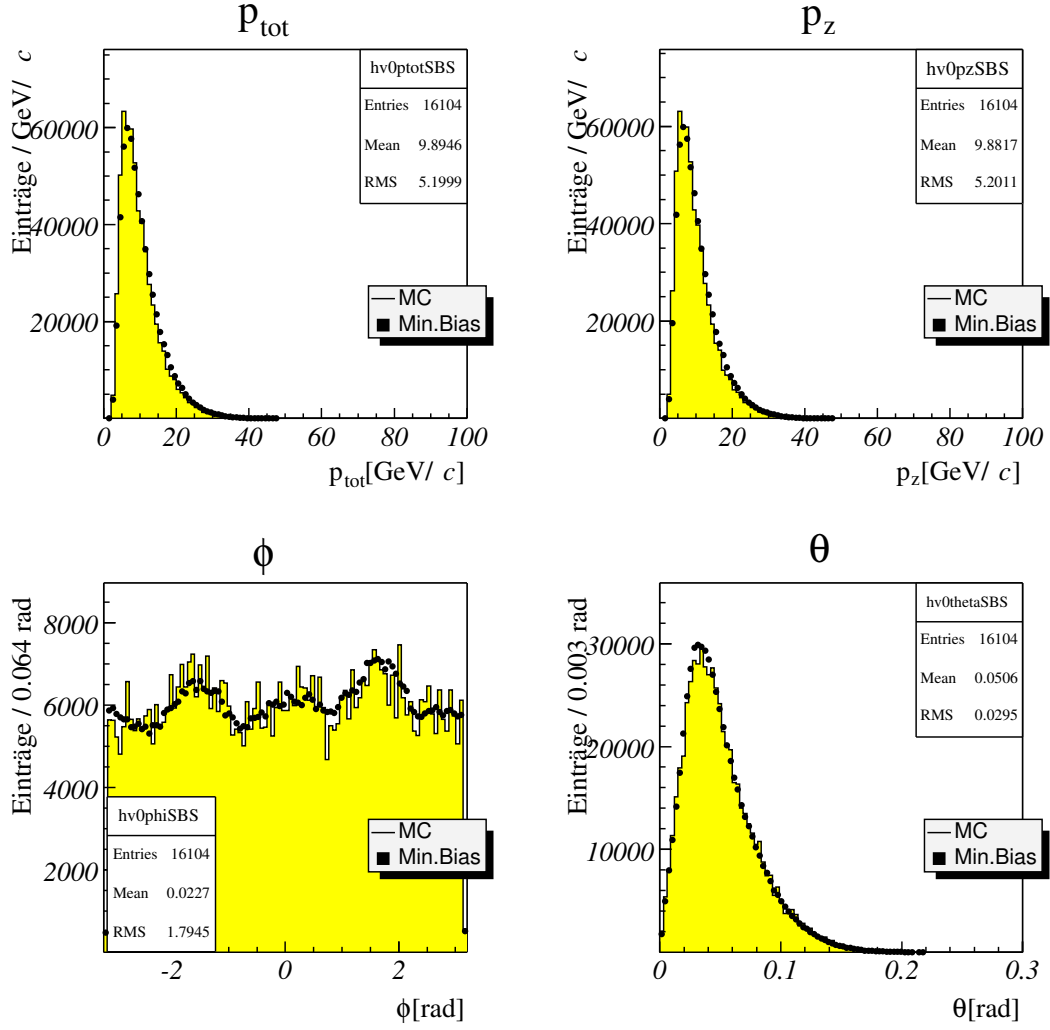


Abbildung B.1: Kohlenstoff: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für K_S^0 in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

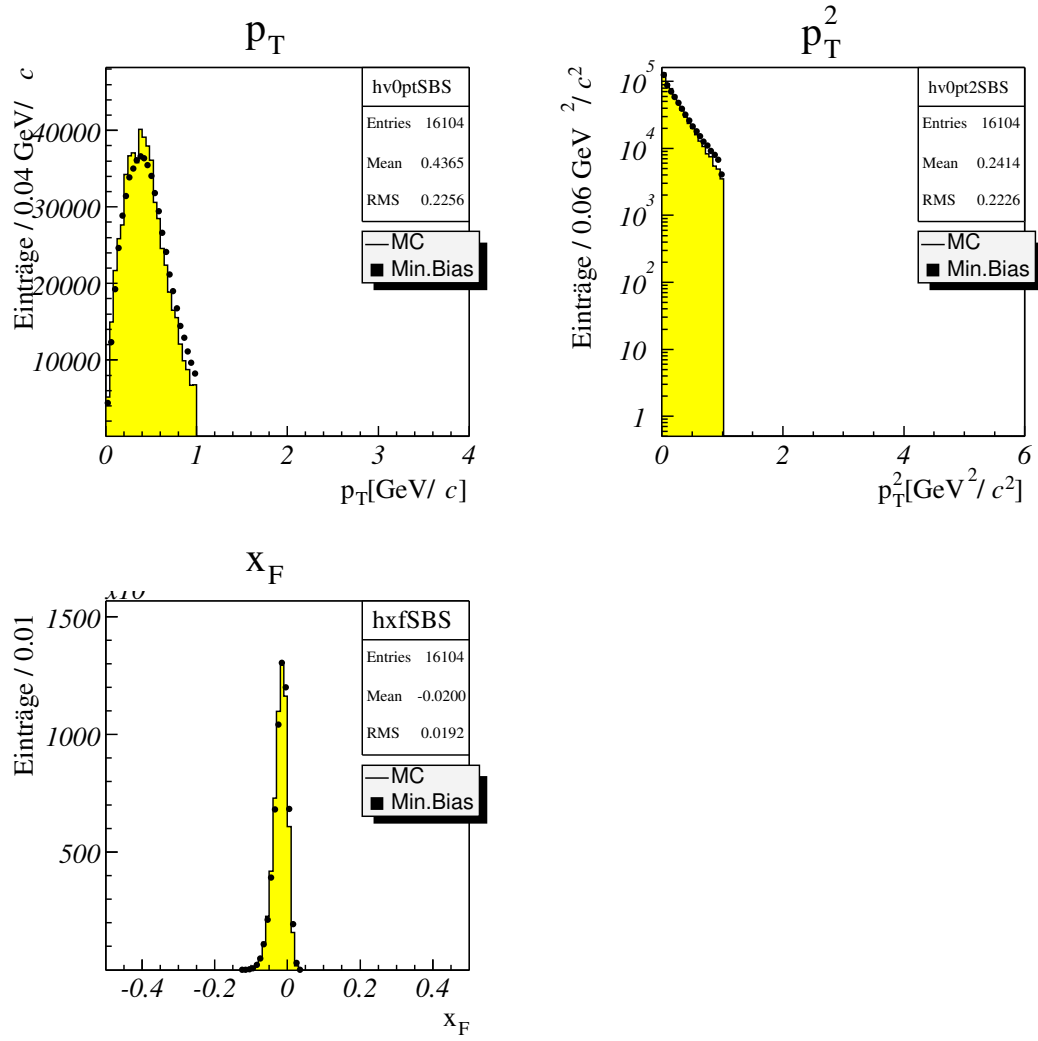


Abbildung B.2: Kohlenstoff: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für K_S^0 in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

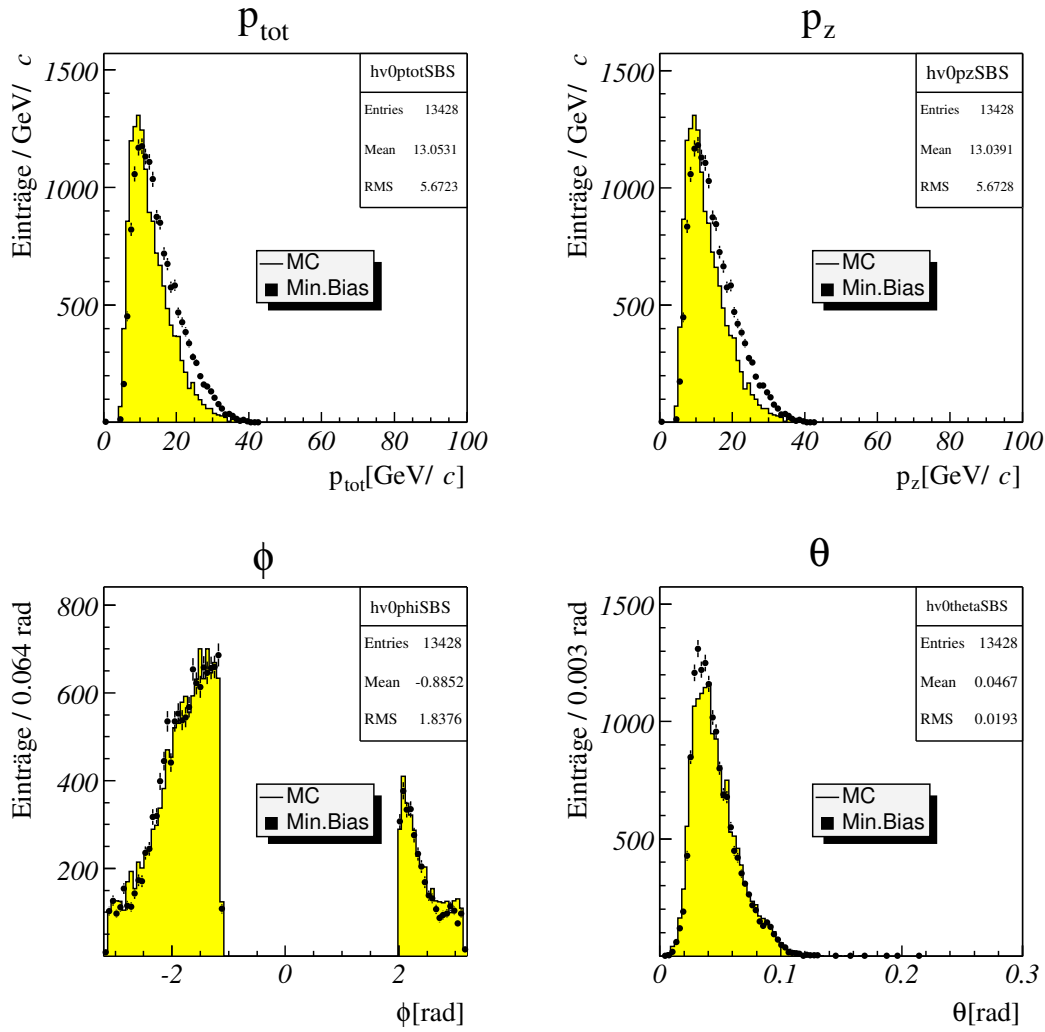


Abbildung B.3: Kohlenstoff: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

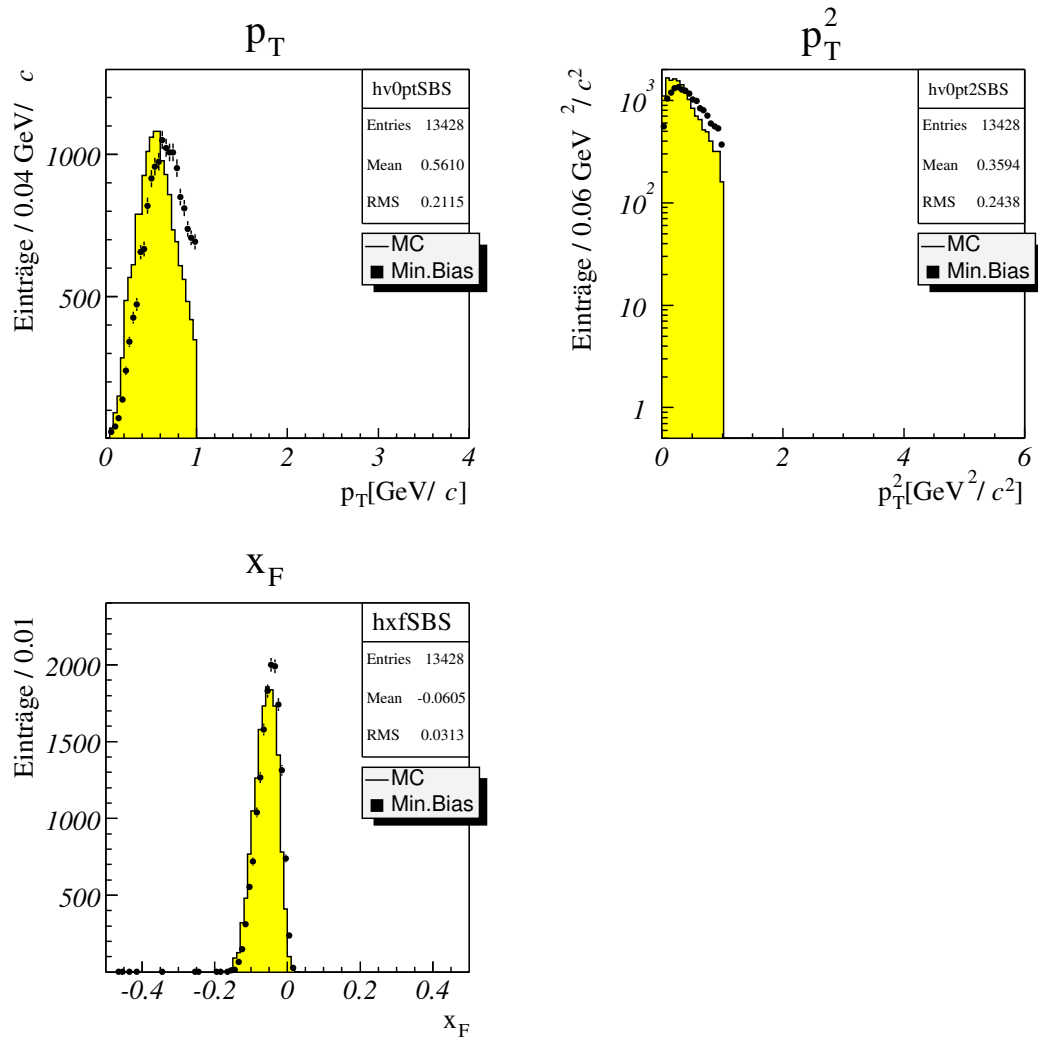


Abbildung B.4: Kohlenstoff: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

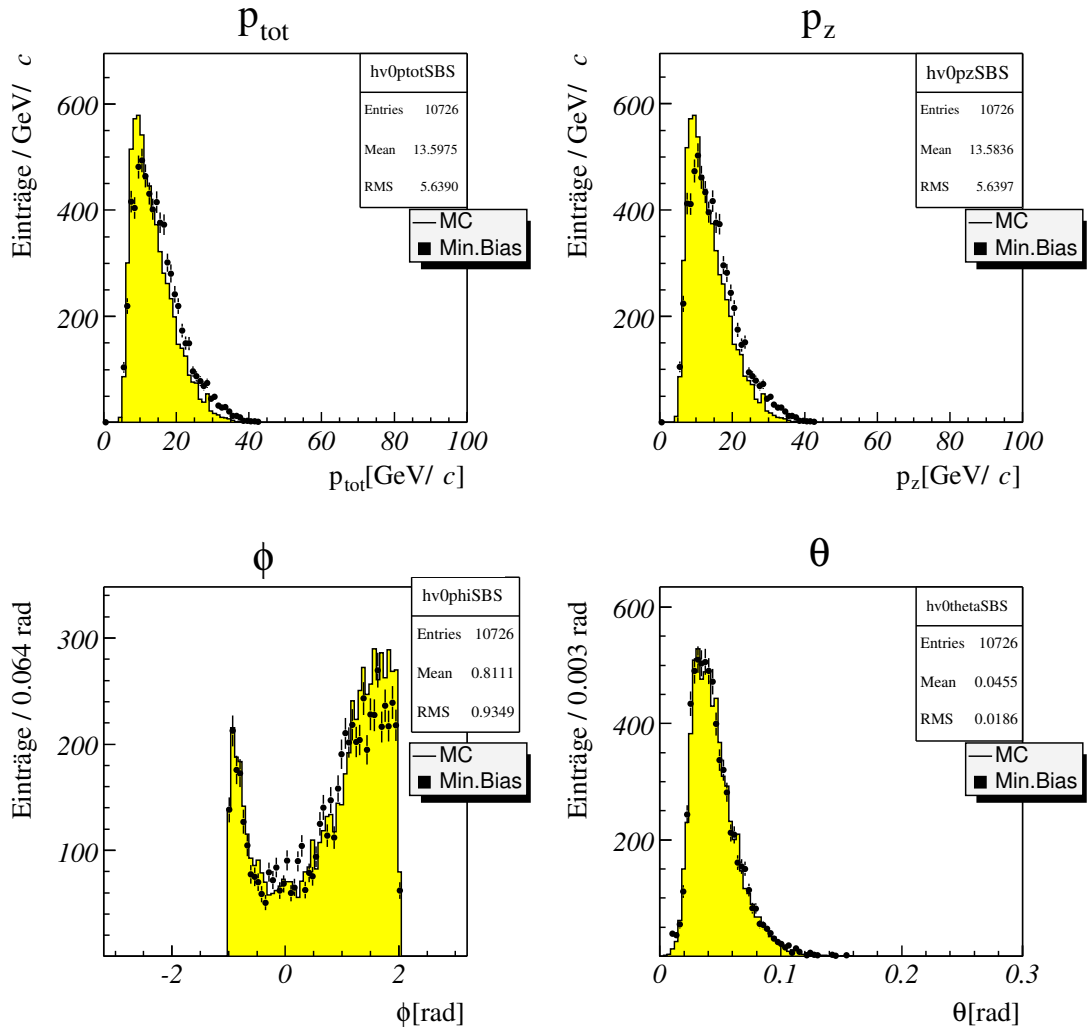


Abbildung B.5: Kohlenstoff: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für $\bar{\Lambda}$ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

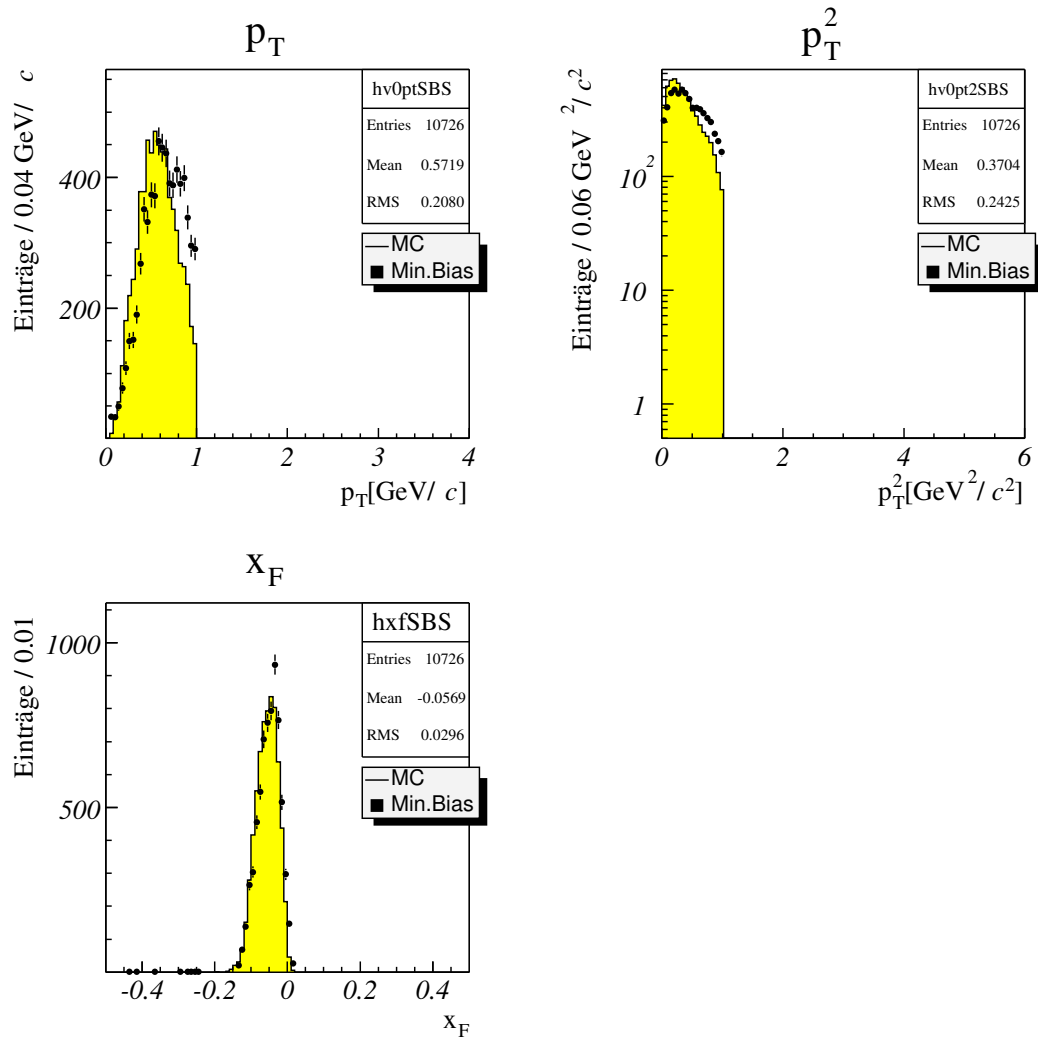


Abbildung B.6: Kohlenstoff: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für $\bar{\Lambda}$ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

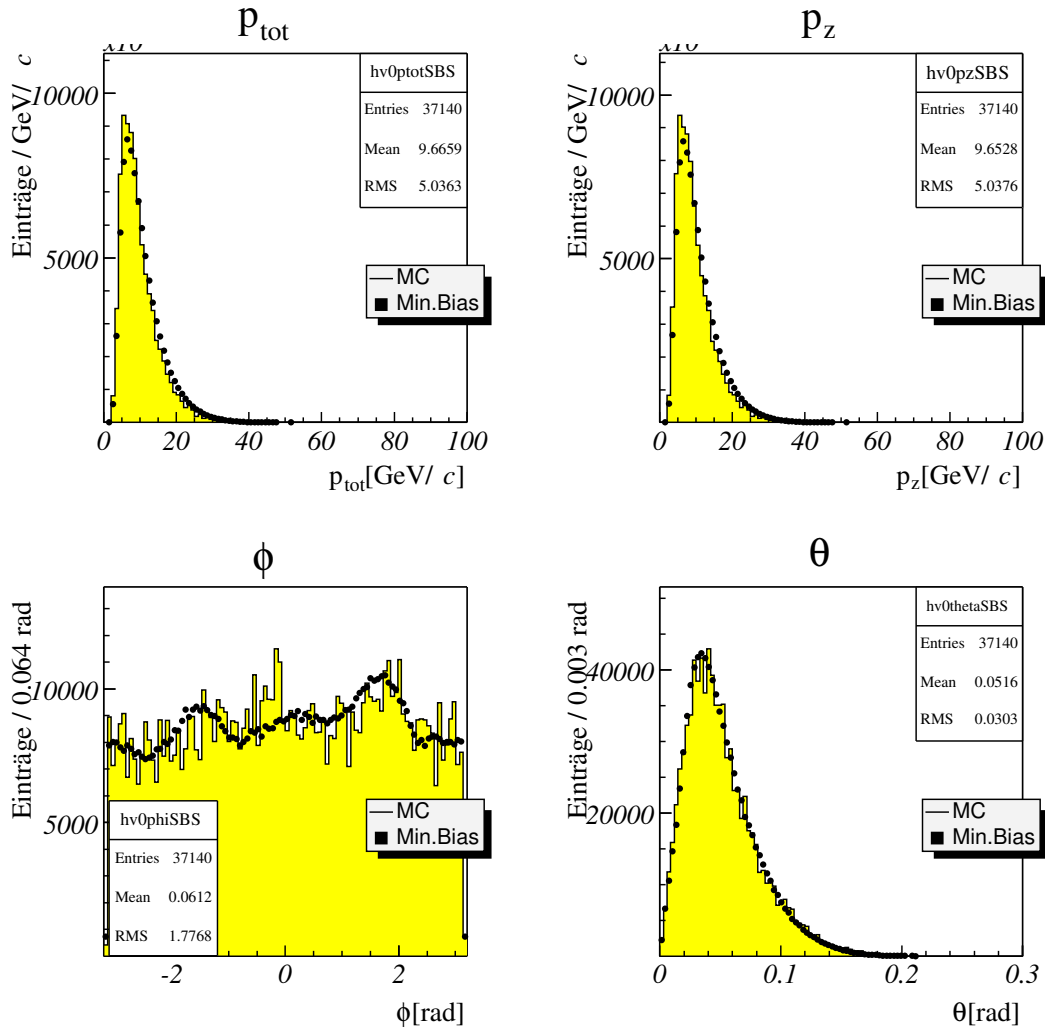


Abbildung B.7: Wolfram: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für K_S^0 in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

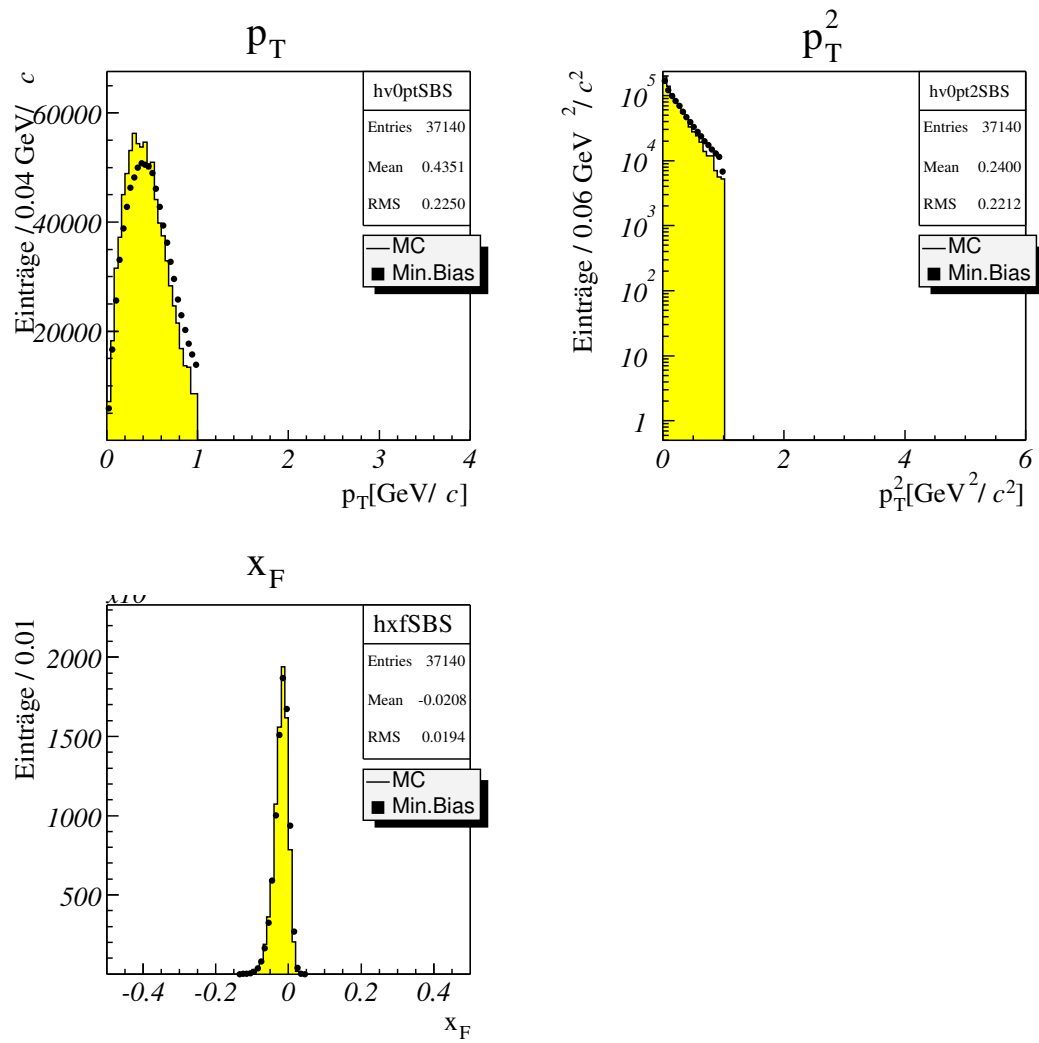


Abbildung B.8: Wolfram: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für K_S^0 in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

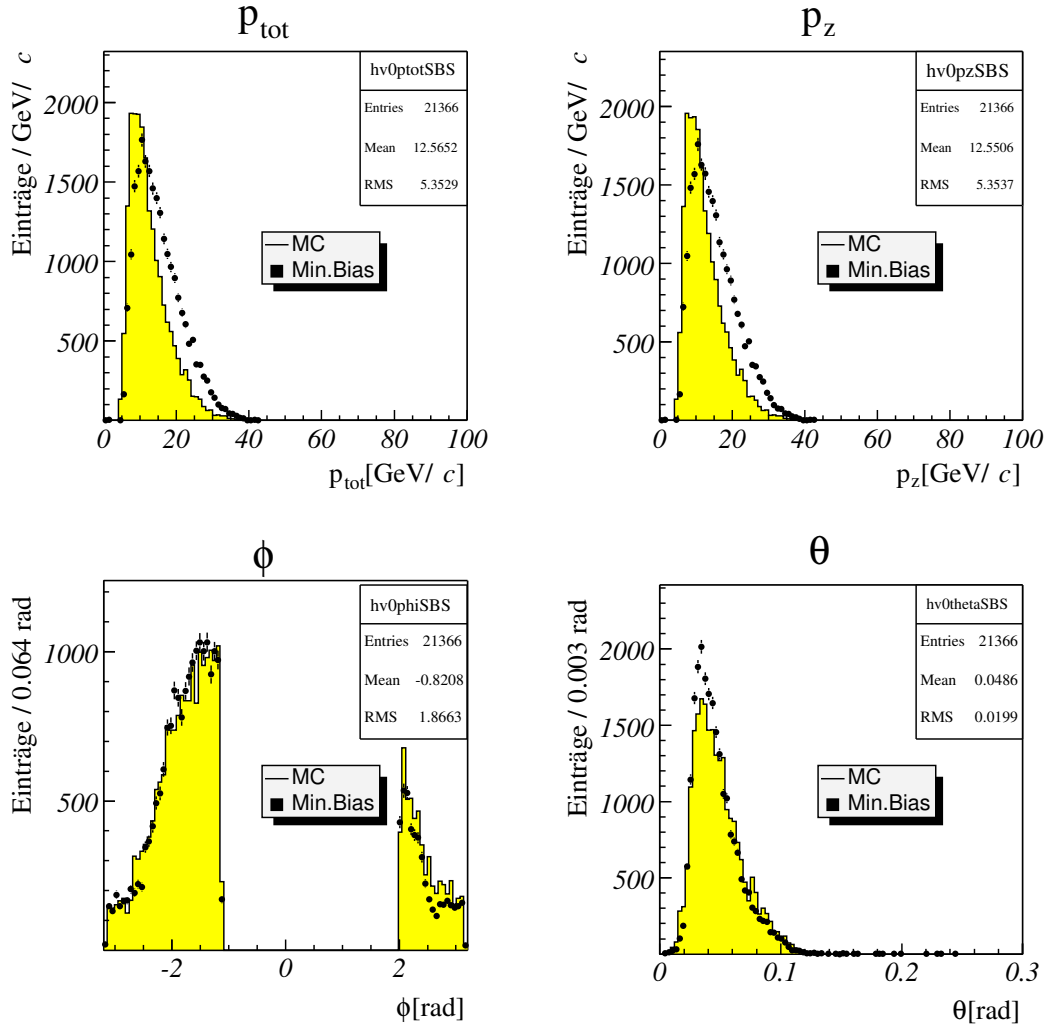


Abbildung B.9: Wolfram: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

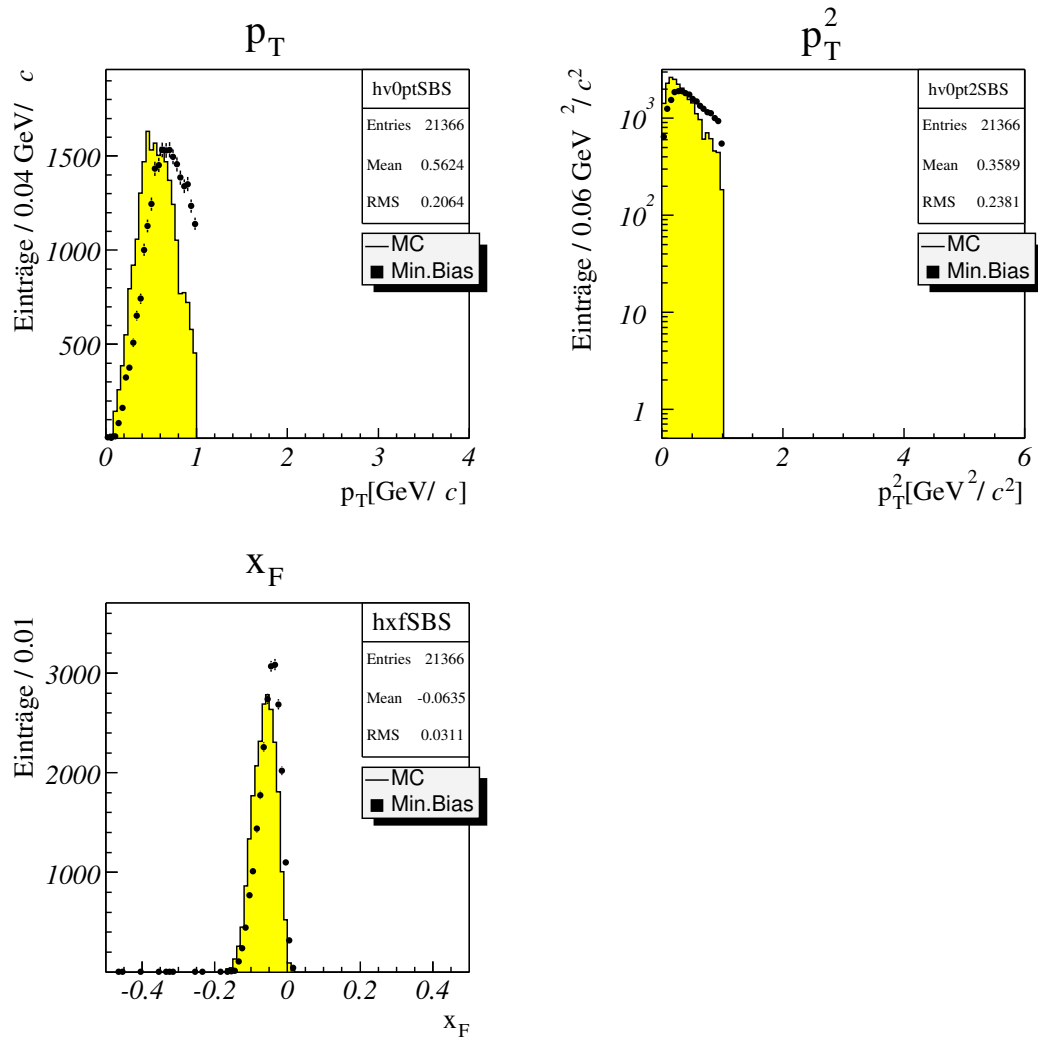


Abbildung B.10: Wolfram: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

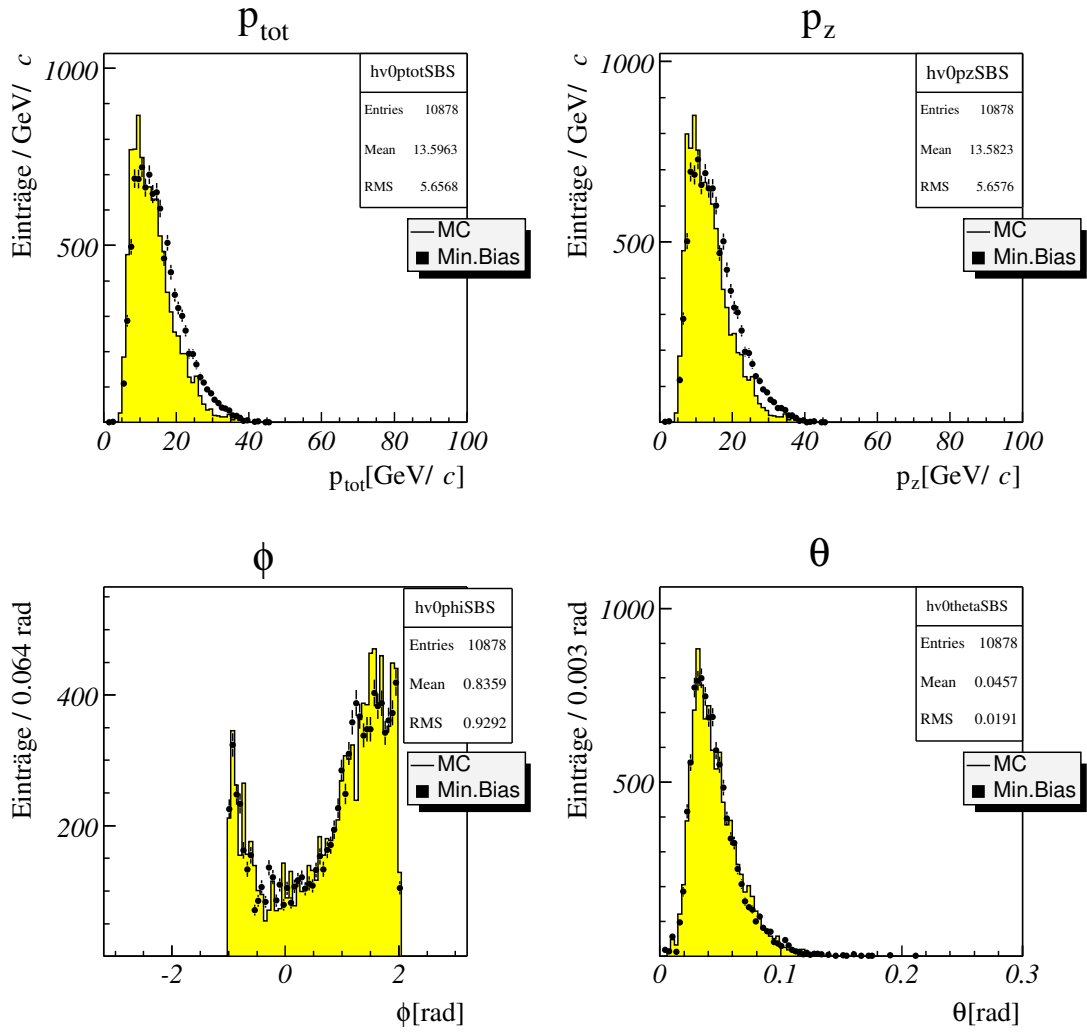


Abbildung B.11: Wolfram: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

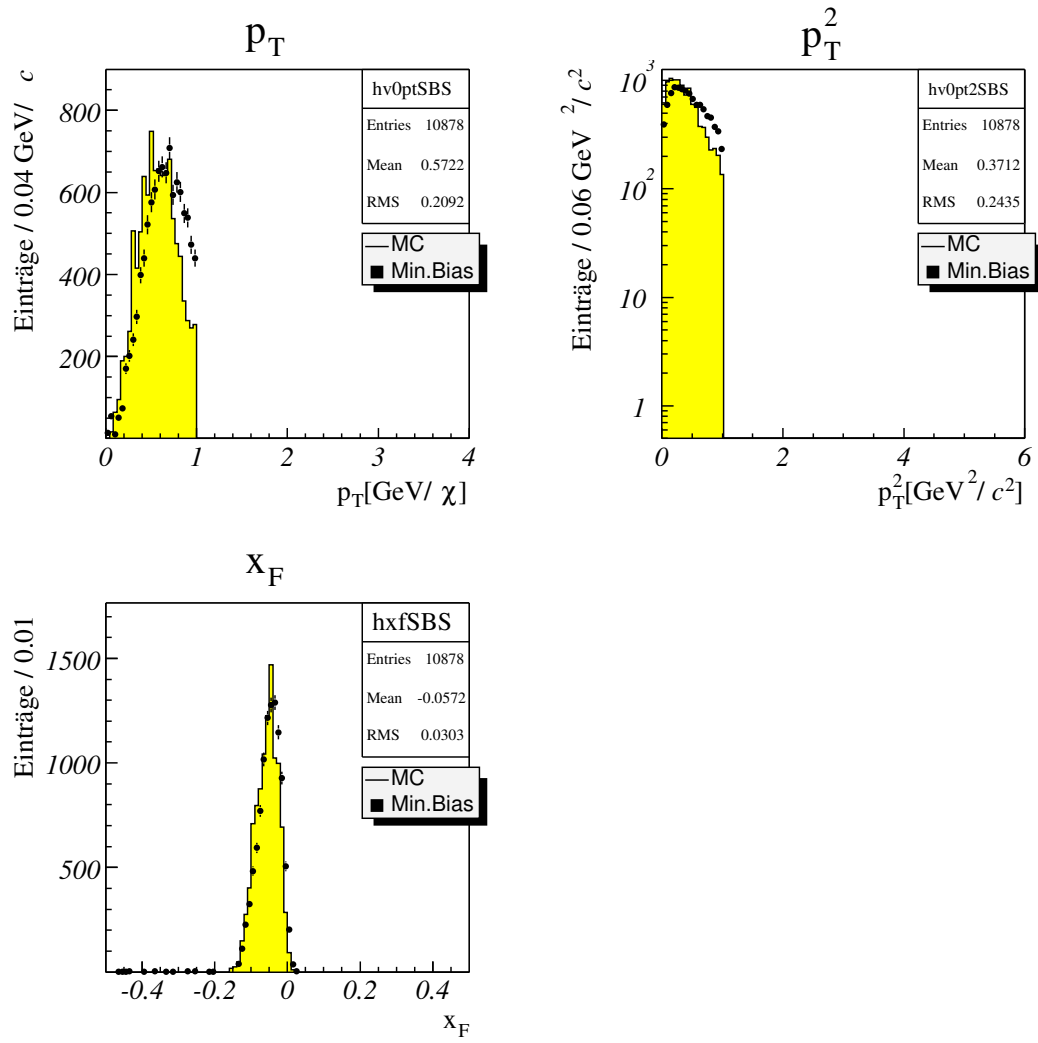


Abbildung B.12: Wolfram: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für $\bar{\Lambda}$ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

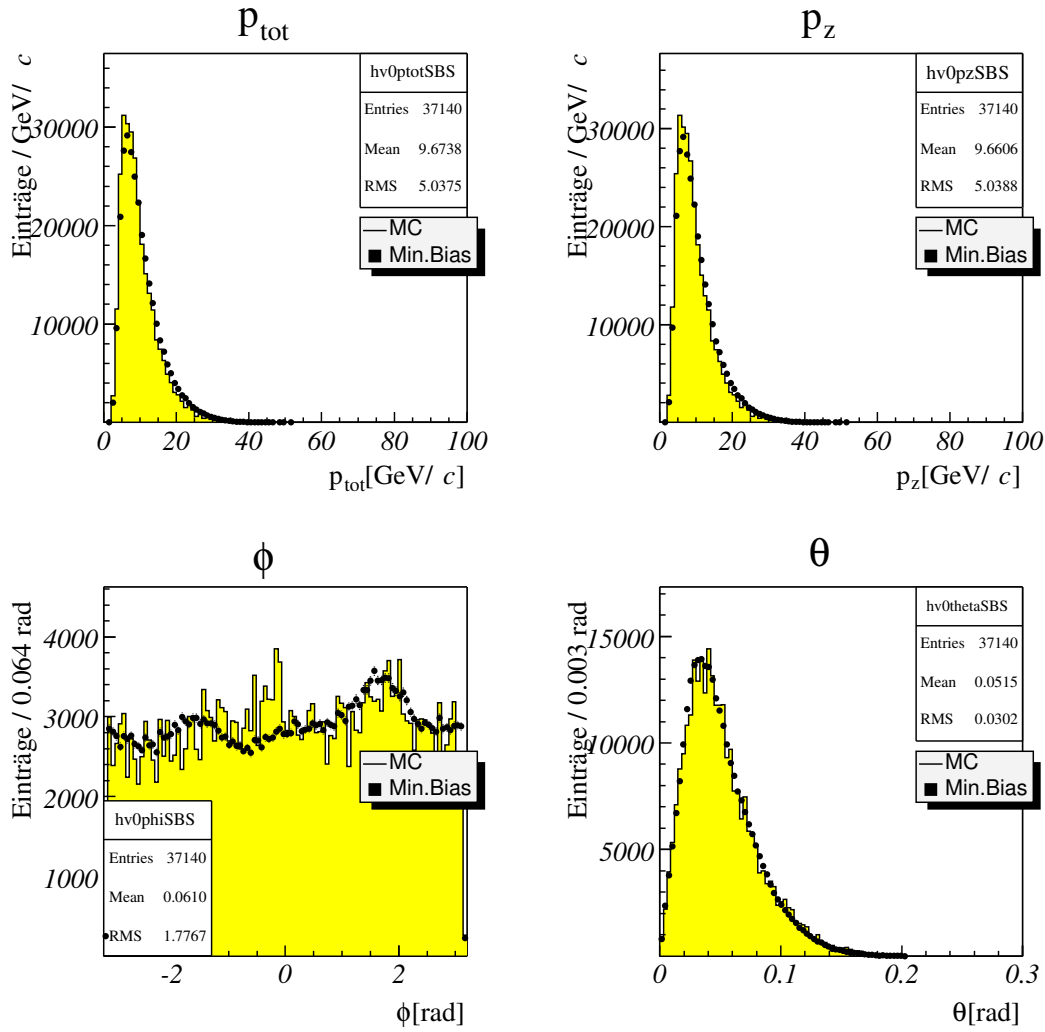


Abbildung B.13: Titan: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für K_S^0 in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

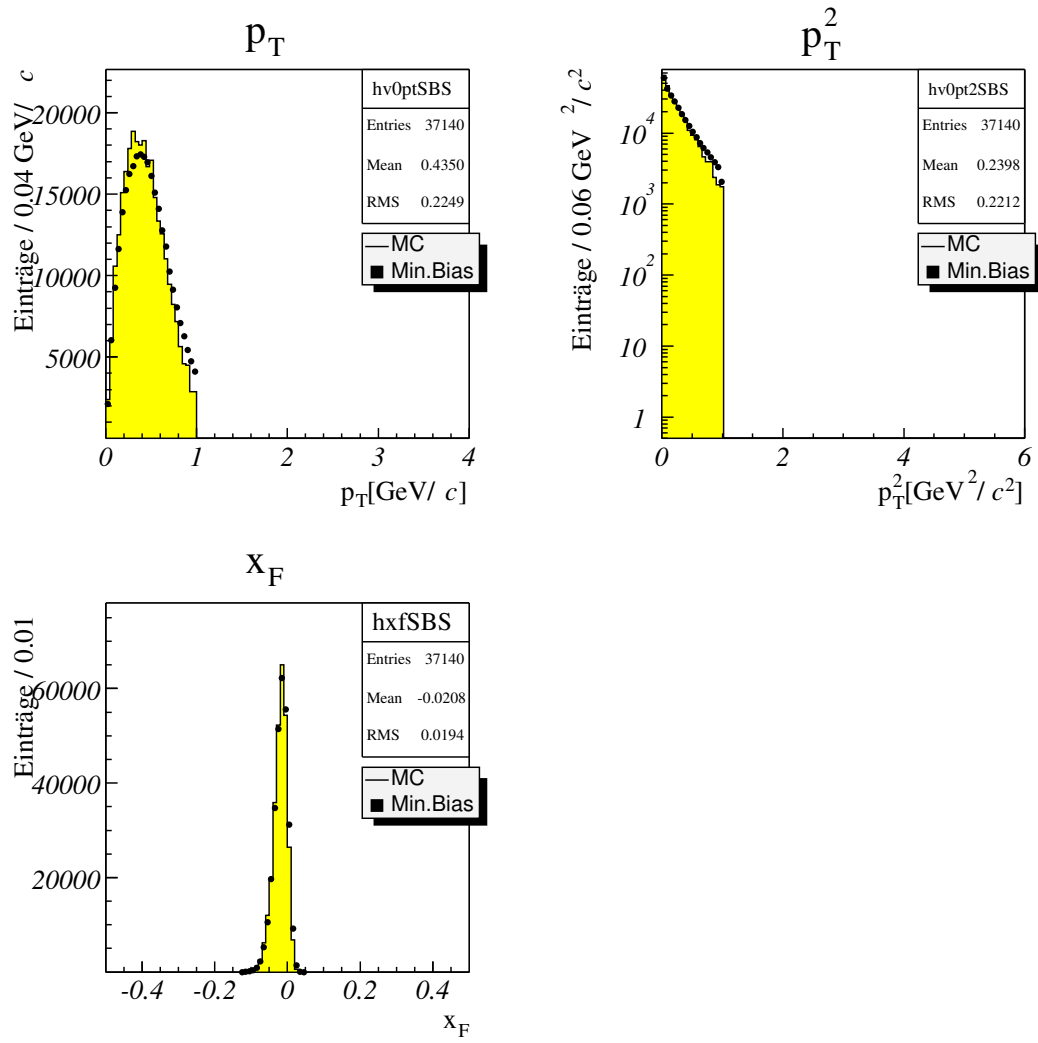


Abbildung B.14: Titan: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für K_S^0 in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

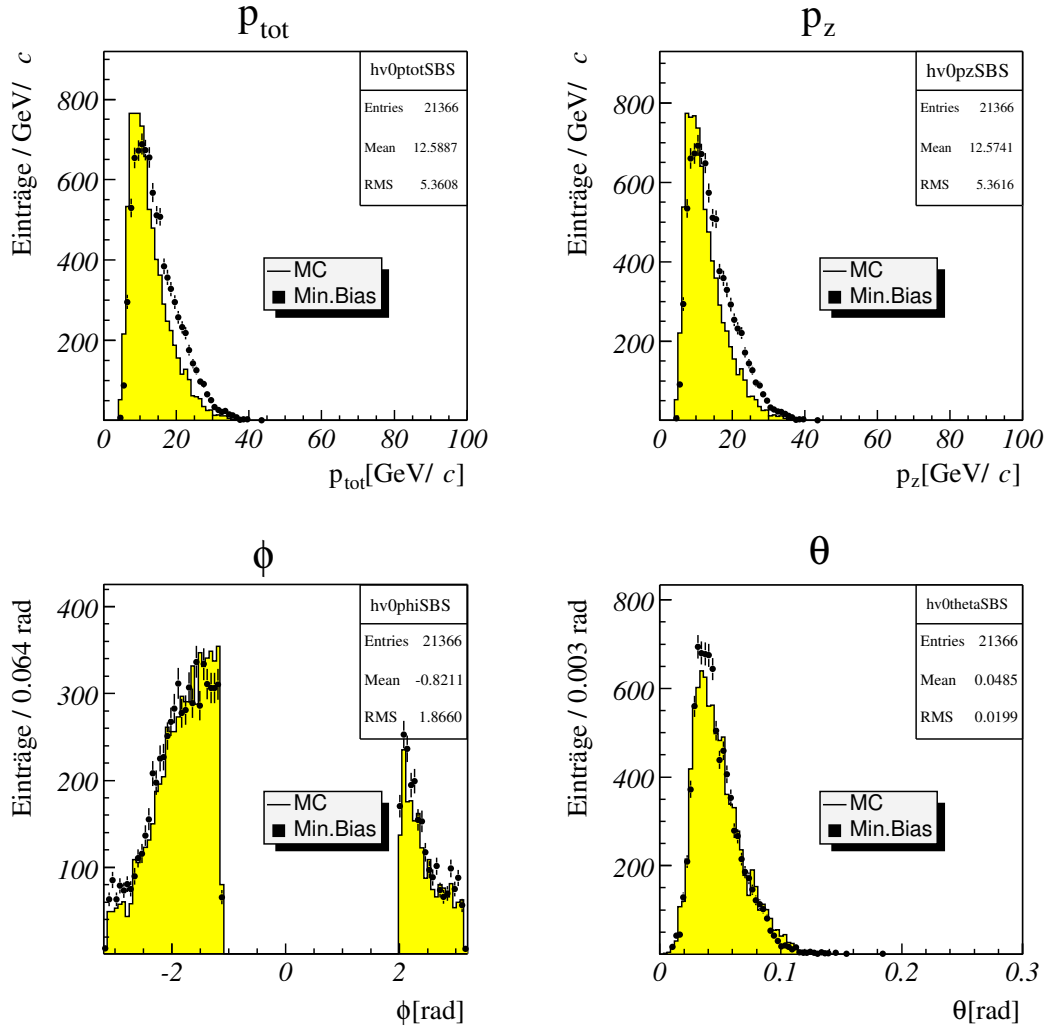


Abbildung B.15: Titan: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

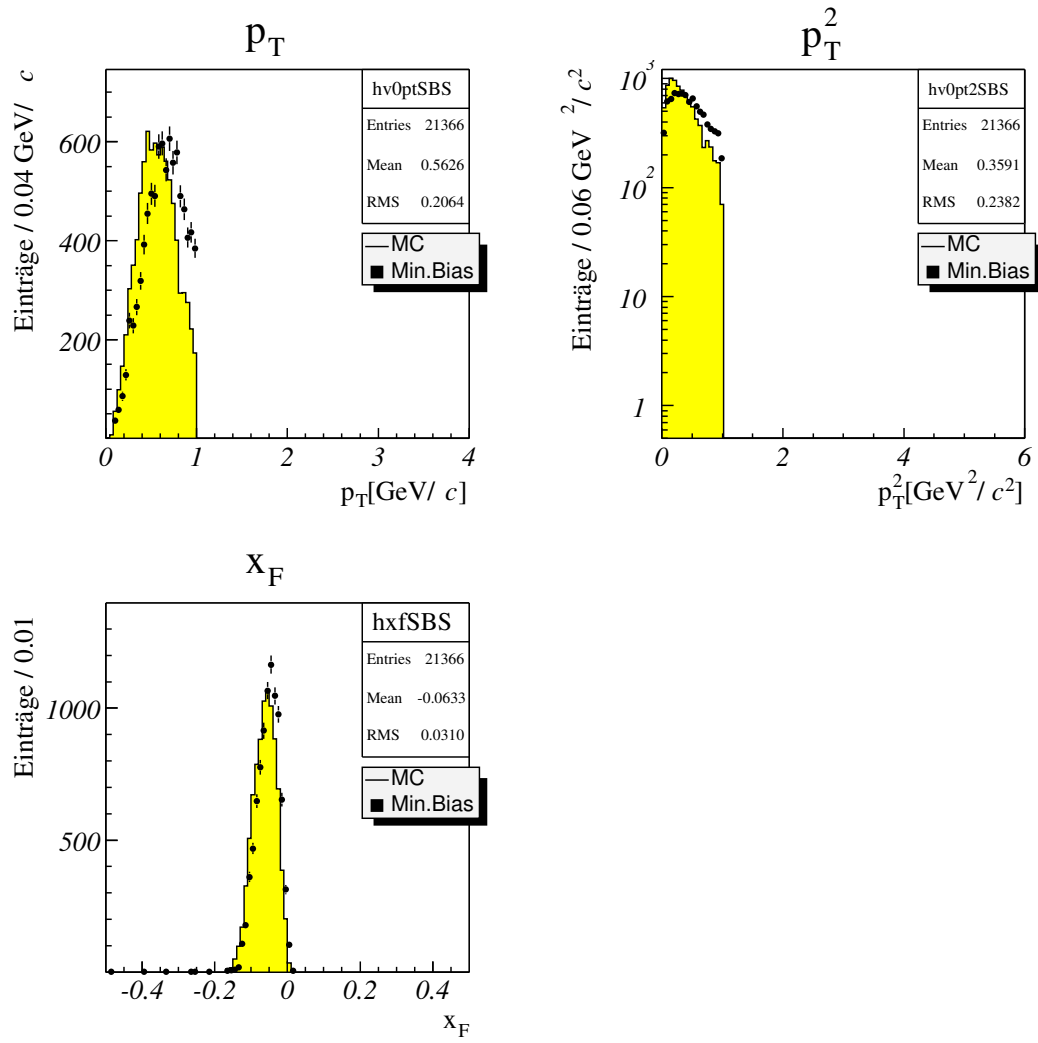


Abbildung B.16: Titan: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für Λ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

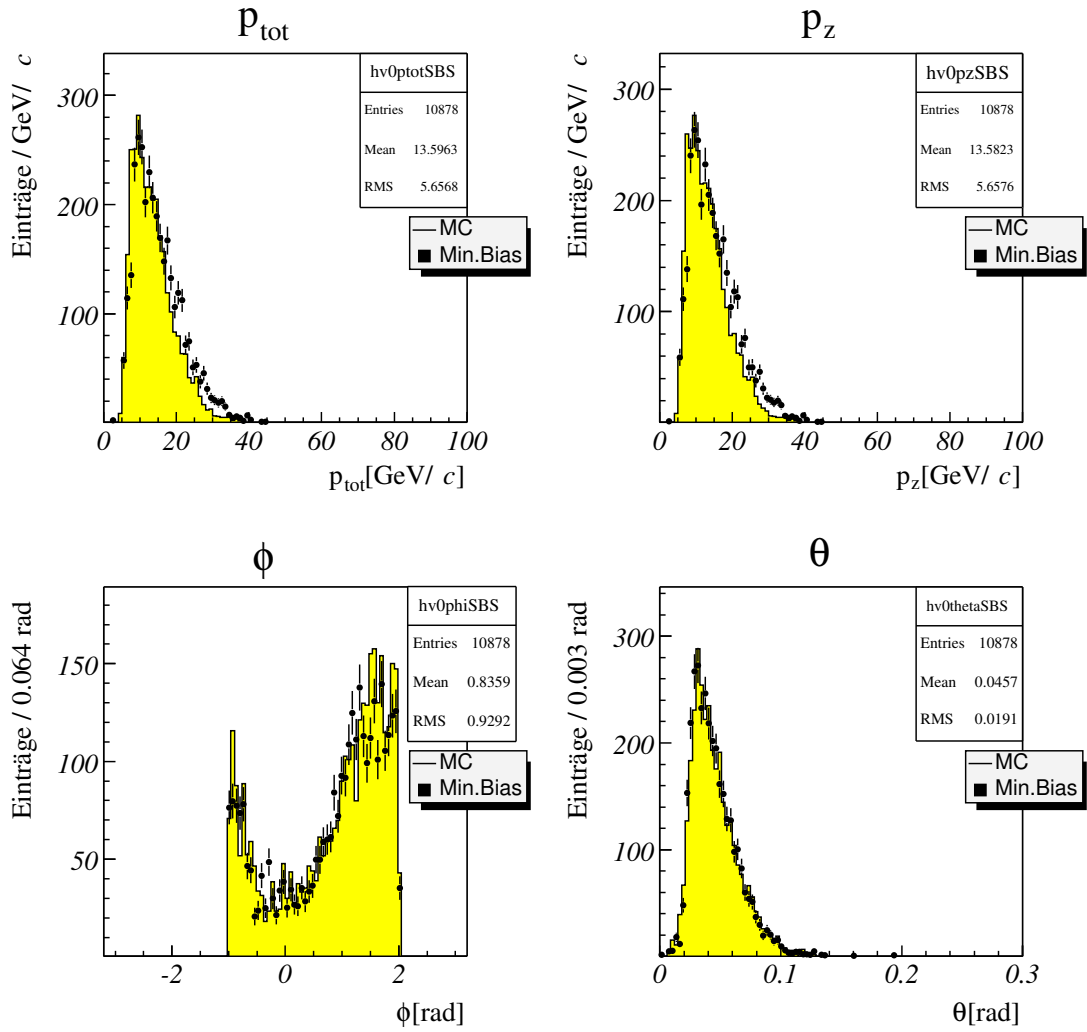


Abbildung B.17: Titan: Vergleich von Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für $\bar{\Lambda}$ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

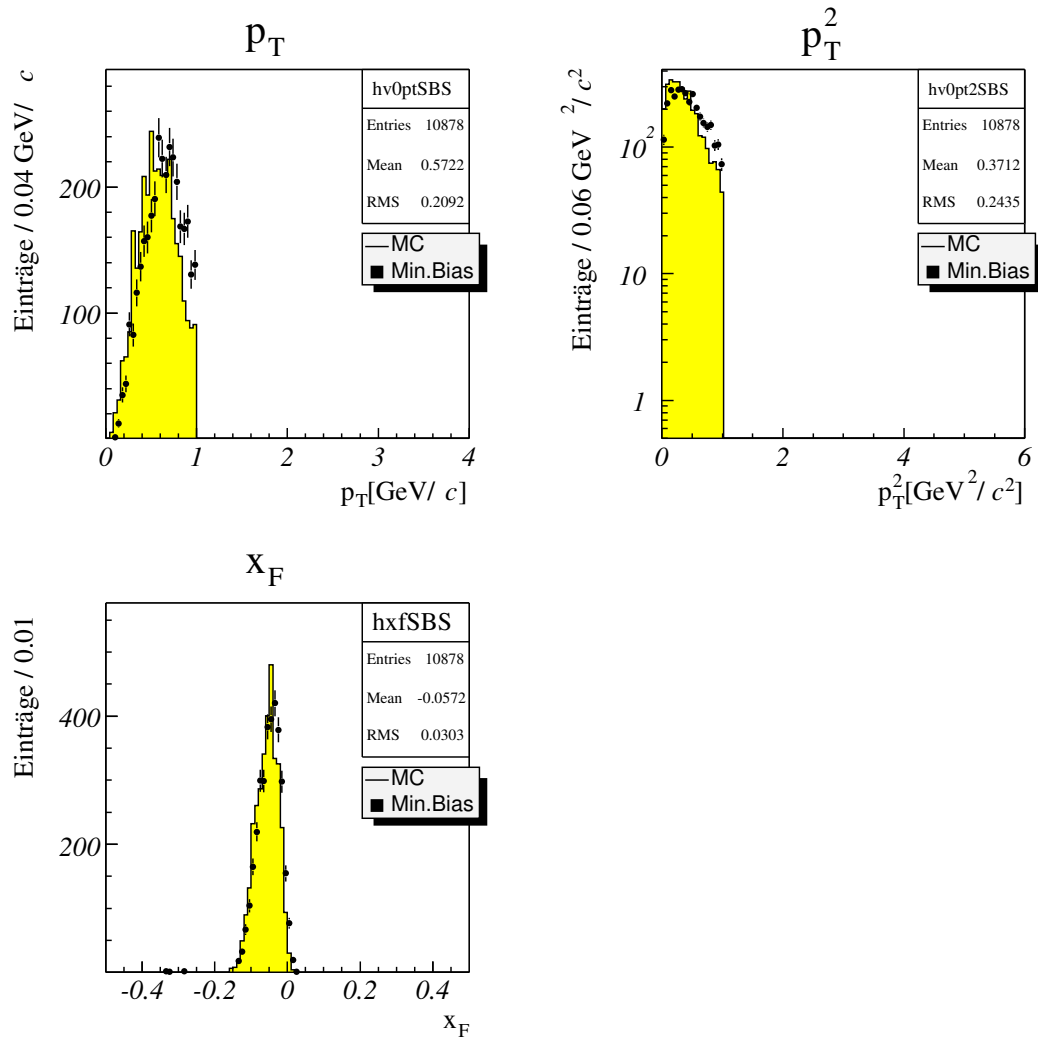


Abbildung B.18: Titan: Vergleich von x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für $\bar{\Lambda}$ in den Minimum-Bias-Daten (Punkte) und den Monte-Carlo-Daten (Histogramm).

Anhang C

Verwendete Daten

Im Dezember 2002 wurden mit dem HERA–B-Detektor in insgesamt 48 Runs Daten mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Wechselwirkungstrigger aufgezeichnet. Da diese Daten nicht mit einem Trigger selektiert wurden, der bestimmte Physikprozesse anreichert, werden diese Daten auch Minimum-Bias-Daten (minimal bias, englisch für: minimale Beeinflussung) genannt. Es wurden Kohlenstoff-, Wolfram- und Titan-Drähte verwendet. Für die Datennahme wurden Wechselwirkungsraten von bis zu 2 MHz gewählt. Um Ereignisse zu unterdrücken, in denen keine Wechselwirkung stattgefunden hat, wurden zusätzliche Triggerbedingungen gestellt. Dazu wurden die Trefferinformationen des RICH und die Clusterinformationen des ECAL ausgewertet. Ereignisse wurden akzeptiert, wenn die im ECAL deponierte Energie mindestens 1 GeV betrug und mindestens 20 Treffer im RICH registriert wurden (Modus RE). Mit diesem Wechselwirkungstrigger – einem Zufallstrigger mit zusätzlicher Unterdrückung leerer Ereignisse – wurden die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgezeichnet.

RUN	Datum	WW-Rate (MHz)	Draht	Repro	Ereignisse	rekonstr. Ereignisse	%	Kommentar (Log-Buch)	Trigger	Bxinator
20653	09.12.2002	1,36	10	4	1734726	1734614	99,99	WW-Run	RE	W
20663	12.12.2002	0,55	10	4	4003997	4003819	100,00	Unten 1, WW, 10M ev.	RE	W
20668	12.12.2002	0,56	10	4	2288926	2288792	99,99	WW C-Draht 0.6 MHz	RE	W
20670	12.12.2002	0,68	10	4	2583633	2583607	100,00	WW-Trigger , Unten 1 0.6 MHz	RE	W
20671	12.12.2002	0,93	100	4	2629647	2629368	99,99	WW-Trigger II	RE	W
20675	13.12.2002	1,28	100	4	7733657	7732564	99,99	WW-Run, Innen 1 (W)	RE	W
20676	13.12.2002	0,82	10	4	675437	675415	100,00	WW-Run, Unten 1 (C)	RE	W
20678	13.12.2002	0,88	10	4	5121506	5121375	100,00	WW-Run, Unten 1 (C)	RE	W
20679	13.12.2002	1,27	100	4	8675028	8674252	99,99	WW-Run, Innen 1 (W)	RE	W
20680	13.12.2002	1,32	100	4	1376041	1375290	99,95	WW-Run, Innen 1 (W)	RE	W
20682	13.12.2002	0,96	100000	4	5497551	5497226	99,99	WW-Run, Unten 2 Draht (Ti)	RE	W
20693	15.12.2002	0,98	100000	4	573379	573350	99,99	WW-Run, Drahttarget Unten 2 (Ti)	RE	W
20695	15.12.2002	0,99	100000	4	4724521	4724399	100,00	WW-Run, Drahttarget Unten 2 (Ti)	RE	W
20700	15.12.2002	0,79	10	4	2012648	2012491	99,99	Unten 1 Transp. Run bei 0.8MHz WW-Rate	RE	W
20701	15.12.2002	1,26	100	4	2018443	2018249	99,99	transp. WW-Trigger, Innen 1 bei 1.3 MHz	RE	W
20703	15.12.2002	0,99	100000	4	795337	795332	100,00		RE	W
20704	15.12.2002	0,99	100000	4	1238781	1238773	100,00	Run 20703 weitergeführt	RE	W
20705	15.12.2002	0,79	10	4	1303905	1303729	99,99	WW-Trigger Unten 1 - 0.8MHz	RE	W
20706	15.12.2002	0,78	10	4	38141	38133	99,98	Run 20705 weitergeführt	RE	W
20711	17.12.2002	0,84	10	4	3466459	3466403	100,00	200kHz BG 0.8 MHz WW	RE	W
20723	17.12.2002	0,92	10	4	2848025	2847791	99,99	Unten 1, Inter. Tr.	RE	W
20724	17.12.2002	0,96	10	4	277936	277929	100,00	Unten 1, WW-Trigger	RE	W
20725	17.12.2002	0,96	10	4	3148178	3147854	99,99	Unten 1, Inter. Tr. without delfi4	RE	W
20726	17.12.2002	1,51	10	4	1994465	1993733	99,96	Unten 1, Inter. Tr. 2MHz	RE	W
20728	17.12.2002	0,78	10	4	453635	453616	100,00	Unten 1, 0.9 MHz	RE	W
20734	17.12.2002	0,78	10	4	7438284	7437993	100,00	WW-Run, Unten 1, 0.8 MHz	RE	W
20735	18.12.2002	0,8	100	4	1043289	1042894	99,96	WW-Trigger FLT spy mode Innen 1	RE	W
20736	18.12.2002	1,27	100	4	15461	15455	99,96	WW-Trigger, Innen 1, 1.3 MHz	RE	W
20737	18.12.2002	1,29	100	4	18920	18918	99,99	WW-Trigger, Innen 1, 1.3 MHz	RE	W
20738	18.12.2002	1,27	100	4	2082766	2082628	99,99	WW-Trigger, Innen 1, 1.3 MHz	RE	W
20739	18.12.2002	1,2	100	4	7005917	7005132	99,99	WW-Trigger, Innen 1, 1.3 MHz	RE	W
20740	18.12.2002	0,74	10	4	3786598	3786553	100,00	WW Draht Unten 1-0.8 MHz	RE	W
20742	18.12.2002	0,73	10	4	2714468	2714410	100,00	WW-Trigger, Innen 1, 0.8 MHz	RE	W
20743	18.12.2002	0,75	10	4	3647125	3647081	100,00	WW-Run Unten 1 0.8MHz	RE	W
20744	18.12.2002	1,18	100	4	362345	362051	99,92	WW, Innen 1, 1.3 MHz	RE	W
20746	18.12.2002	1,23	100	4	5013042	5012365	99,99	WW Innen 1 1.3 MHz	RE	W
20747	19.12.2002	1,26	100	4	6219769	6218963	99,99	WW-Trigger, Innen 1, 1.3 MHz	RE	W
20749	19.12.2002	1,24	100	4	3898581	3898222	99,99	WW Innen 1 1.3 MHz	RE	W
20764	20.12.2002	0,86	100	4	4184930	4184812	100,00	WW Unten 1 bei 0.8 MHz	RE	W
20766	20.12.2002	0,98	100	4	2366338	2366050	99,99	WW-Trigger, InnenI (W) bei 0.8 MHz	RE	W

Transparent
Transparent
Transparent
Transparent

0.8, 1 and 2 MHz

20767	20.12.2002	1,16	100	4	137940	137867	99,95	WW-Trigger, InnenI (W) bei 0.8 MHz	RE	W
20768	21.12.2002	0,89	10	4	2435408	2435231	99,99	WW-Trigger, Unten 1 (C)	RE	W
20769	21.12.2002	0,89	10	4	236485	236463	99,99	WW-Trigger, Unten 1 (C)	RE	W
20770	21.12.2002	0,89	10	4	7867549	7867502	100,00	WW-Trigger, Unten 1 (C)	RE	W
20771	21.12.2002	1,09	100000	4	2707272	2707084	99,99		RE	W
20772	21.12.2002	1,09	100000	4	1666906	1674040	100,43	Mbias, Ti, 1.1 MHz	RE	W
20773	21.12.2002	1,1	100000	4	5656409	5656262	100,00	Mbias, Ti, 1.1 MHz	RE	W
TOTAL: 47 Runs					137719804	137713054	99,99			
			Unten 2	Ti	22860156	22861265	100,00			
			Innen 1	W	54782114	54779424	100,00			
			Unten 1	C	60077534	60072365	99,99			

Anhang D

Das Siegener-Multi-Processor-Linux- Environment SiMPLE

- 24 Rechenknoten, mit jeweils:
 - 2 Pentium 4 Xeon 2,4 GHz-Prozessor,
 - 1 GByte Hauptspeicher,
 - 200 GByte lokaler Festplatte (als Datenspeicher),
- 2 Fileserver, mit jeweils:
 - 2 Pentium 4 Xeon 2,4 GHz-Prozessor,
 - 2 GByte Hauptspeicher,
- 16 Arbeitsplatz-PCs, mit jeweils:
 - 1 Pentium 4-Prozessor (1,8 bis 2,4 GHz),
 - 512 MByte Hauptspeicher,
- 1 Festplattenstapel mit RAID-5-System und 2 TByte Nettospeicherkapazität
- 1 SCSI-Tapelaufwerk (LTO Ultrium 1)
- Gigabit-Ethernet zwischen Rechenknoten und Fileservern
- Unterbrechungsfreie Stromversorgung

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zustände des Baryonoktetts mit $J^P = \frac{1}{2}^+$	5
2.1	Λ -Produktion über Gluon-Bremsstrahlungsprozesse im Modell von Heller	10
2.2	Thomas-Präzession im Modell von DeGrand und Miettinen	13
2.3	Entstehung eines $s\bar{s}$ -Paares im Andersson-Modell	14
2.4	Vergleich der gemessenen Λ -Polarisation mit den theoretischen Vorhersagen des Soffer-Modells	16
2.5	Definition des Koordinatensystems im Ruhesystem des Λ	20
2.6	Zerfall des Λ	21
3.1	Schematische Darstellung des HERA-Speicherrings.	23
3.2	Der HERA-B-Detektor.	25
3.3	Schematische Darstellung des HERA-B-Targets.	26
3.4	Schematische Darstellung des HERA-B-Vertexdetektors.	27
3.5	Schematische Aufbau des HERA-B-Vertexdetektors.	28
3.6	Schematische Darstellung der OTR-Driftkammern	28
3.7	Superlagen des äußeren und inneren Spurkammersystems.	29
3.8	Schematische Darstellung eines Mikrostreifen-Gaszählers	30
3.9	Schematische Darstellung des HERA-B-RICH	31
3.10	Aufbau eines Moduls des HERA-B-ECAL	33
3.11	Perspektivische Ansicht des HERA-B-ECAL	34
3.12	Perspektivische Ansicht des Myon-Detektors	35
3.13	Querschnitt einer Pad-Kammer	36
3.14	Schematische Darstellung einer Gas-Pixel-Kammer	37
3.15	Das Datennahme- und Triggersystem in HERA-B	38
3.16	Das Koinzidenzschema des Myon-Pretrigger-Systems	39
3.17	Die Komponenten des Myon-Pretrigger-Systems	40
3.18	Schematische Darstellung des RICH-Multiplizitätsveto-Systems	41
3.19	Schematische Darstellung des Pretrigger- und FLT-Netzwerks	44
4.1	Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion.	49
4.2	Schematische Darstellung von Spur-Klonen	51
5.1	Mittelwerte der Wechselwirkungsrate und der Untergrundrate	55
5.2	Mittelwerte der Treffer, Spursegmente und Spuren im VDS	56

5.3	Mittelwerte der Treffer, Spursegmente und Spuren im OTR	57
5.4	Mittelwerte der Treffer, Spursegmente und Spuren im ITR	58
6.1	Armenteros-Podolanski-Plot für die Minimum-Bias-Daten	60
6.2	Verteilungen der Parameter ct_0 und $ct_0 \cdot p_T$	62
6.3	Armenteros-Podolanski-Plot für die Minimum-Bias-Daten nach Anwendung aller Schnitte	63
6.4	Minimum-Bias-Daten (Kohlenstoff-Target): Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen	65
6.5	Minimum-Bias-Daten (Wolfram-Target): Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen	66
6.6	Minimum-Bias-Daten (Titan-Target): Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen	67
7.1	Schematische Darstellung der Datennahme im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation	70
7.2	Kohlenstoff: x_F für Λ	73
7.3	x_F -Verteilung in den Minimum-Bias-Daten dividiert durch die x_F -Verteilung in den Monte-Carlo-Daten.	74
7.4	Kohlenstoff: p_T für Λ	75
7.5	Verteilungen von p_T^2 für verschiedene Hyperonen im Experiment WA89.	75
7.6	Kohlenstoff: Verteilung des Winkels ϕ von Λ und $\bar{\Lambda}$	76
7.7	Spursteigungen tx und ty der positiv geladenen Spuren	76
7.8	Monte-Carlo-Daten für das Kohlenstoff-Target: Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen	77
7.9	Monte-Carlo-Daten für das Wolfram-Target: Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen	78
7.10	Monte-Carlo-Daten für das Titan-Target: Verteilung der invarianten Masse für K_S^0 - (oben), Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen (unten)	79
8.1	Winkelverteilungen für K_S^0	84
8.2	Winkelverteilungen für Λ	85
8.3	Winkelverteilungen für $\bar{\Lambda}$	86
8.4	Winkelverteilungen für K_S^0	87
8.5	Winkelverteilungen für Λ	88
8.6	Winkelverteilungen für $\bar{\Lambda}$	89
8.7	Winkelverteilungen für K_S^0	90
8.8	Winkelverteilungen für Λ	91
8.9	Winkelverteilungen für $\bar{\Lambda}$	92
A.1	Schematische Darstellung des PLB	99
A.2	Datenformat in einem PLB-Kanal	100
A.3	Schematische Darstellung der PCU	101
A.4	Verteilung der MU3- und MU4-Daten auf verschiedene PCU-Kanäle	102
A.5	Schematische Darstellung des PMG	104

A.6	Architektur der Online-Software	106
B.1	Kohlenstoff: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für K_S^0	110
B.2	Kohlenstoff: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für K_S^0	111
B.3	Kohlenstoff: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ	112
B.4	Kohlenstoff: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für Λ	113
B.5	Kohlenstoff: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für $\bar{\Lambda}$	114
B.6	Kohlenstoff: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für $\bar{\Lambda}$	115
B.7	Wolfram: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für K_S^0	116
B.8	Wolfram: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für K_S^0	117
B.9	Wolfram: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ	118
B.10	Wolfram: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für Λ	119
B.11	Wolfram: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für $\bar{\Lambda}$	120
B.12	Wolfram: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für $\bar{\Lambda}$	121
B.13	Titan: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für K_S^0	122
B.14	Titan: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für K_S^0	123
B.15	Titan: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für Λ	124
B.16	Titan: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für Λ	125
B.17	Titan: Gesamtimpuls p_{tot} , Longitudinalimpuls p_z , Winkelverteilung von ϕ und θ für $\bar{\Lambda}$	126
B.18	Titan: x_F , Transversalimpuls p_T und p_T^2 für $\bar{\Lambda}$	127

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermionen	2
1.2	Die Bosonen	3
3.1	Das HERA–B-Target	25
3.2	Stufen des HERA–B-Triggersystems	37
4.1	Verwendete Minimum-Bias-Daten	48
6.1	Rekonstruierte V^0 -Teilchen in Minimum-Bias-Daten	64
7.1	Rekonstruierte V^0 -Teilchen in Monte-Carlo-Daten	73
8.1	Polarisationsmessung	83
9.1	Systematische Fehler für die Polarisation der V^0 -Teilchen mit x_F - Umgewichtung der Monte-Carlo-Daten.	93
9.2	Systematische Fehler für die Polarisation der V^0 -Teilchen durch die Be- schränkung auf $p_T < 1 \text{ GeV}/c$	94
9.3	Systematische Fehler für die transversale Polarisation der V^0 -Teilchen .	95
A.1	Die Datenbank-Tabellen für den Myon-Pretrigger	107

Literaturverzeichnis

- [Abe86] F. Abe et al., *Inclusive Λ^0 Polarization in Proton-Nucleus Collisions at 12-GeV*, Phys. Rev. **D34** (1986), 1950–1959.
- [Abe01] K. Abe et al. (Belle-Kollaboration), *Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 091802.
- [Abt97] I. Abt et al. (H1-Kollaboration), *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997), 310–347.
- [Abt03] I. Abt et al., *Update on the Performance of the HERA–B Vertex Detector System*, Nucl. Instrum. Meth. **A511** (2003), 24–31.
- [Ack98] K. Ackerstaff et al. (HERMES-Kollaboration), *HERMES spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth. **A417** (1998), 230–265.
- [Ada01] M. Adams, *Entwicklung eines Simulationsprogrammes für das Myon-Pretrigger-System des HERA–B Experimentes und Untersuchungen zum Systemverhalten*, Dissertation, Universität Dortmund, 2001.
- [Aga01] M. Agari, *Search for the Decay of Charmed Mesons with the HERA–B Detector in Proton-Nucleon collisions at $\sqrt{s} = 42$ GeV*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2001.
- [And79] B. Andersson, G. Gustafson und G. Ingelman, *A Semiclassical Model for the Polarization of Inclusively Produced Λ^0 -Particles at High Energies*, Phys. Lett. **B85** (1979), 417.
- [And83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rept. **97** (1983), 31.
- [Ari04] I. Ariño et al., *The HERA–B Ring Imaging Cherenkov Counter*, Nucl. Instrum. Meth. **A516** (2004), 445–461.
- [Art03] Arte-Software Arbeitsgruppe (HERA–B-Kollaboration), *ARTE-HERA–B’s Analysis and Reconstruction Tool*, 2003, <http://www-hera-b.desy.de/subgroup/software/>.
- [Aub01] B. Aubert et al. (BABAR-Kollaboration), *Observation of CP Violation in the B^0 Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 091801, hep-ex/0107013.

- [Bag01] Y. Bagaturia, *Inner Tracker Performance in 2000*, HERA-B interne Veröffentlichung **01-060** (2001).
- [Bag02] Y. Bagaturia, *Studies of Aging and HV Break Down Problems During Development and Operation of MSGC and GEM Detectors for the Inner Tracking System of HERA-B*, Nucl. Instrum. Meth. **A490** (2002), 223–242.
- [Bau00] C. Bauer et al., *The HERA-B vertex detector system*, Nucl. Instrum. Meth. **A453** (2000), 103–108.
- [Bec01] P. Bechtel, *Inbetriebnahme des HERA-B Myon-Pretrigger-Systems*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2001.
- [Böc01] M. Böcker et al., *The Muon Pretrigger System of the HERA-B Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **48** (2001), 1270–1275.
- [Brä01] M. Bräuer, *Die Alignierung des HERA-B-Vertexdetektors*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2001.
- [Bru97] R. Brun und F. Rademakers, *ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997), 81–86.
- [Brü02] M. Brüggemann, *Untersuchungen zum RICH-Vetosystem des HERA-B Experiments*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2002.
- [Bun76] G. Bunce et al., Λ^0 Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300-GeV Protons on Beryllium, Phys. Rev. Lett. **36** (1976), 1113–1116.
- [CER94] CERN, *GEANT 3.21 Detector Description and Simulation Tool*, CERN Library Long Writeup W5013, CERN, Genève, 1994.
- [Chr64] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch und R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 138–140.
- [Cru98] C. Cruse, *Entwicklung und Untersuchung von Komponenten zur Datenübertragung für den Myon-Pretrigger des HERA-B Experimentes*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1998.
- [Cru02] C. Cruse, *Das RICH-Multiplizitätsveto-System für das HERA-B Experiment*, Dissertation, Universität Dortmund, 2002.
- [Dam03] M. Dam et al., *HERA-B Data Acquisition System*, HERA-B interne Veröffentlichung **03-063** (2003).
- [DeG81a] T. A. DeGrand und H. I. Miettinen, *Quark Dynamics of Polarization in Inclusive Hadron Production*, Phys. Rev. **D23** (1981), 1227.
- [DeG81b] T. A. DeGrand und H. I. Miettinen, *Models for Polarization Asymmetry in Inclusive Hadron Production*, Phys. Rev. **D24** (1981), 2419.

- [DES00] DESY, Abteilung Presse und Öffentlichkeitsarbeit, Hamburg, 2000.
- [Duj01] D. Dujmic, *Open Charm Production at HERA-B*, Dissertation, University of Texas, Austin, 2001.
- [Eme01a] D. Emelianov et al., *CATS: a Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA-B Vertex Detector*, CHEP, Peking (2001).
- [Eme01b] D. Emelianov et al., *OTR/ITR-CATS: Tracking Based on Cellular Automaton and Kalman Filter*, HERA-B interne Veröffentlichung **01-137** (2001).
- [Eme03] D. Emelianov et al., *Grover*, 2003,
<http://wwwhera-b.mppmu.mpg.de/analysis/grover.html>.
- [Erh79] S. Erhan, Λ^0 Polarization in Proton-Proton Interactions at $\sqrt{s} = 53$ and 62 GeV, Phys. Lett. **B82** (1979), 301.
- [Fan99] V. Fanti et al., A Measurement of the Transverse Polarization of Λ -Hyperons Produced in Inelastic pN -Reactions at 450 GeV Proton Energy, Eur. Phys. J. **C6** (1999), 265–269.
- [Fel99] J. Felix, On Theoretical Studies of Λ^0 Polarization, Mod. Phys. Lett. **A14** (1999), 827–842.
- [Fel02] J. Felix et al. (E690-Kollaboration), Λ^0 Polarization in 800-GeV/ $c\bar{p}p \rightarrow p_f(\Lambda^0 K^+)$, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 061801.
- [Fer34] E. Fermi, An attempt of a theory of beta radiation. I, Z. Phys. **88** (1934), 161–177.
- [Fla01] J. Flammer, *Entwicklung der Simulation des ECAL Pretrigger Systems für das Experiment HERA-B und Analyse der Effizienzen des Zerfalls $J/\psi \rightarrow e^+e^-$* , Dissertation, Universität Hamburg, 2001.
- [Ful99] T. Fuljahn, *Aufbau und Charakterisierung des schnellen Kontrollsystems für das Experiment HERA-B*, Dissertation, Universität Hamburg, 1999.
- [Fun03] M. Funcke, *Strahlphysikalische Aspekte des Targetbetriebs bei HERA-B*, Dissertation, Universität Dortmund, 2003.
- [Gia99] B. Giacobbe et al., *First Results with the Electron Pretrigger System of the HERA-B Experiment*, Prepared for 8th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics (CALOR 99), Lisbon, Portugal, 13-19 Jun 1999.
- [Gla61] S. L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys. **22** (1961), 579–588.
- [Gra03] W. Gradl, *mündliche Mitteilung*, 2003.

- [Gro73] D. J. Gross und F. Wilczek, *Ultraviolet Behaviour of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973), 1343–1346.
- [Hag02] K. Hagiwara et al. (Particle Data Group-Kollaboration), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D66** (2002), 010001.
- [Hel78] K. Heller et al., *Polarization of Λ 's and $\bar{\Lambda}$'s Produced by 400-GeV Protons*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 607.
- [Hel85] K. Heller, *Inclusive Hyperon Polarization: A Review*, Les Editions de Physique (1985), C2–121.
- [Hel90] K. Heller, *Hyperon Polarization at High Energy: A Tool to Investigate the Strong Interaction*, J. Phys. Colloq. **51** (1990), 163–173.
- [HER00a] HERA–B-Kollaboration, *Report on Status and Prospects*, DESY-PRC **00/04** (2000).
- [HER00b] HERA–B-Kollaboration, *HERA–B Physics in 2001/2002*, Brief an das DESY-Direktorat (2000).
- [HER01] HERA–B-Kollaboration, *Update on Status and Plans for 2001/2*, HERA–B interne Veröffentlichung **01-064** (2001).
- [Hus01] U. Husemann, *Prospects of Drell-Yan Physics with the HERA–B Detector*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2001.
- [Hus03a] U. Husemann et al., *A RICH Multiplicity Veto for the HERA–B Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **50** (2003), 1059–1066.
- [Hus03b] U. Husemann, *mündliche Mitteilung*, 2003.
- [Igo98] O. Igonkina (HERA–B-Kollaboration), *MARPLE - Version 1.03*, HERA–B interne Veröffentlichung **98-129** (1998).
- [İss01] S. İssever, *Entwicklung des Target-Steuersystems für das HERA–B-Experiment und Untersuchung der Eigenschaften des Targetbetriebs am HERA-Speicherring*, Dissertation, Universität Dortmund, 2001.
- [Iva99] J. Ivarsson, P. Kreuzer und T. Lohse (HERA–B-Kollaboration), *PYTHIA and FRITIOF: Event Generators for HERA–B*, HERA–B interne Veröffentlichung **99-067** (1999).
- [Kis99] I. Kisel und S. Masciocchi, *CATS - A Cellular Automaton for Tracking in Silicon for the HERA–B Detector*, HERA–B interne Veröffentlichung **99-242** (1999).
- [Kra02] C. Krauss, *Investigations on the Operational Behaviour of the GEM MSGC Inner Tracking System and Study on the Reconstruction of χ_c Events in the HERA–B Detector*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2002.

- [Loh94] T. Lohse et al. (HERA–B-Kollaboration), *An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring. Proposal*, DESY-PRC **94/02** (1994).
- [Lüd57] G. Lüders, *Proof of the TCP Theorem*, *Annals of Physics* **2** (1957), 1–15.
- [Lun89] B. Lundberg et al., *Polarization in Inclusive Λ and $\bar{\Lambda}$ Production at Large p_T* , *Phys. Rev.* **D40** (1989), 3557–3567.
- [Mot87] *AutoBahn[®] Spanceiver*, Datenblatt, Motorola[®] Inc., 1987.
- [Nör03] M. Nörenberg, *Tracking Efficiency of the HERA–B First Level Trigger in the Single Lepton Mode*, Dissertation, Universität Hamburg, 2003.
- [NPdV03] M. T. Núñez Pardo de Vera (HERA–B-Kollaboration), *HERA–B Trigger*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **120** (2003), 166–172.
- [Pau55] W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics; Exclusion Principle, Lorentz-Group and Reflection of Space-Time and Charge*, Pergamon Press, 1955.
- [Pi92] H. Pi, *An Event Generator for Interactions between Hadrons and Nuclei: FRITIOF version 7.0*, *Comput. Phys. Commun.* **71** (1992), 173–192.
- [Ple01] M.-A. Pleier (HERA–B-Kollaboration), *Cloneremove V1.0*, HERA–B interne Veröffentlichung **01-062** (2001).
- [Ple02] M.-A. Pleier, *Measurement of Inclusive $\Lambda/\bar{\Lambda}$ Hyperon Polarisation in Proton Nucleus Collisions at 920 GeV Proton Beam Energy*, 2002.
- [Ple03] M.-A. Pleier (HERA–B-Kollaboration), *Cloneremove V0 Selection*, 2003, http://www-hera-b.desy.de/subgroup/physics/herab/...analysis/mb2003/meetings/030304/pleier_030304.pdf.
- [Pol73] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973), 1346–1349.
- [Pon85] L. G. Pondrom, *Hyperon Experiments at Fermilab*, *Phys. Rept.* **122** (1985), 57–172.
- [Ram94] E. J. Ramberg et al., *Polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ Produced by 800-GeV Protons*, *Phys. Lett.* **B338** (1994), 403–408.
- [Ric03] H. Rick, *mündliche Mitteilung*, 2003.
- [Roc47] G. D. Rochester und C. C. Butler, *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles*, *Nature* **160** (1947), 855–857.

- [Sal68] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Elementary Particle Theory, Proc. 8th Nobel Symposium, Lerum, Sweden (N. Svartholm, Herausg.), Almqvist & Wiksells, 1968, Seiten 367–377.
- [Sch58] J. Schwinger (Herausg.), *Quantum Electrodynamics*, Dover Publications Inc., 1958.
- [Sch01a] A. Schreiner, *Aging Studies of Drift Chambers of the HERA–B Outer Tracker Using CF₄ based Gases*, Dissertation, Humboldt Universität zu Berlin, 2001.
- [Sch01b] B. Schwenninger, *Das Myon-Pretrigger-System für das HERA–B Experiment*, Dissertation, Universität Dortmund, 2001.
- [Sof92] J. Soffer und N. A. Tornqvist, *Origin of the Polarization for Inclusive Λ Production in pp Collisions*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 907–910.
- [Ste00] C. Stegmann, *The Outer Tracker for HERA–B*, Nucl. Instrum. Meth. **A453** (2000), 153–158.
- [Szw81] J. Szwed, *Hyperon Polarization at High Energies*, Phys. Lett. **B105** (1981), 403.
- [tH72] G. 't Hooft und M. J. G. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl. Phys. **B44** (1972), 189–213.
- [Tit00] M. Titov (HERA–B Muon-Kollaboration), *The Muon System in the HERA–B Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000), 355–365.
- [Wag99] W. Wagner, *Auswertung der Daten des HERA–B Vertexdetektors im Hinblick auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Siliziumstreifenzähler*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999.
- [Wei67] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264–1266.
- [Wil87] C. Wilkinson et al., *Polarization and Magnetic Moment of the Σ^+ Hyperon*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 855–858.
- [Wu57] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes und R. P. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957), 1413–1414.
- [ZEU93] ZEUS-Kollaboration, *The ZEUS detector: Status report 1993*, ZEUS-STATUS-REPT-1993.
- [Zoc00] A. Zoccoli (HERA-B-Kollaboration), *The Electromagnetic Calorimeter of the HERA–B Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000), 246–252.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. P. Buchholz, für die interessante und abwechslungsreiche Aufgabenstellung danken. Für das mir entgegen gebrachte Vertrauen, verantwortungsvolle Aufgaben zu übernehmen und die Arbeitsgruppe nach außen zu vertreten, danke ich besonders. Als sein Doktorand und Mitarbeiter habe ich sehr viele wertvolle Erfahrungen sammeln können.

Herrn Prof. Dr. C. Gruben danke ich für seine Bereitschaft, als Zweitgutachter dieser Arbeit tätig zu werden und für das mir entgegen gebrachte Vertrauen, für ihn Lehrverpflichtungen übernehmen zu dürfen.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Diplom-Physiker Ulrich Husemann verpflichtet. Er hat mich unermüdlich in die Techniken der Datenanalyse und die Geheimnisse von ARTE und root eingeführt. Er hatte stets ein offenes Ohr für meine Fragen und die dazu passenden Antworten. Viele fruchtbare Diskussionen mit ihm – nicht nur über physikalische Themen – trugen zur angenehmen Atmosphäre im Büro und am Lehrstuhl bei. Seine knappe Freizeit opferte er dem Korrekturlesen dieser Arbeit. Ohne ihn wäre diese Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Herrn Priv.-Doz. Dr. Armin Böhrer und Dr. Johannes Heß danke ich für ihre Bereitschaft, diese Arbeit zu lesen.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls Experimentelle Teilchenphysik möchte ich auf diesem Wege meinen Dank für die gute Zusammenarbeit aussprechen. Besonders seien hier Herr Diplom-Physiker Marc Brüggemann, Sven Over und Dr. Wolfgang Walkowiak erwähnt, die mir immer hilfsbereit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Meiner Familie danke ich für die nicht nur finanzielle Unterstützung während des Studiums. Der Erfahrungsaustausch mit meinem Bruder Stefan während unserer gemeinsamen Promotionszeit war mir sehr wichtig.

Meiner Frau Bärbel gilt mein ganz besonderer Dank. Ohne Ihre Geduld, Zuneigung und Liebe wäre diese Arbeit niemals möglich gewesen. Durch sie weiß ich jeden Tag neu, was wirklich wichtig ist im Leben. Ihr ist diese Dissertation gewidmet.