Erste Untersuchungen zur Hadron-Produktion am COMPASS-Experiment

Wolfgang Kastaun

Fakultät für Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Erste Untersuchungen zur Hadron-Produktion am COMPASS-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt
von

Wolfgang Kastaun
Fakultät für Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau

November 2002

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit ist ein Beitrag zu den Bemühungen der COMPASS-Kollaboration, neue Erkenntnisse über die Struktur des Nukleons zu gewinnen, was wiederum ein Schritt hin zu einem besseren Verständnis der fundamentalen Naturkraft der starken Wechselwirkung wäre. COMPASS steht für „**CO**mmon **M**uon and **P**roton **A**pperatus for **S**tructure and **S**pectroscopy“ und ist eines der zur Zeit Daten aufnehmenden Hochenergie-Streuexperimente am CERN[1]. Eine Einführung in die theoretischen Grundlagen findet sich in Kapitel 2, wobei notgedrungen nur einige dem Autor instruktiv erscheinende Teilbereiche Erwähnung finden. Die Zielsetzungen und der Aufbau des Experimentes sind in Kapitel 3 beschrieben.

In der gegenwärtigen Phase[2] des Experimentes ist es wichtig, die bereits aufgezeichneten Daten besser verstehen zu lernen und die Leistungsfähigkeit des experimentellen Aufbaus einzuschätzen. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit nach den Zweikörperzerfällen der K_S^0-, Λ- und $\bar{\Lambda}$-Teilchen gesucht, welche sich bei COMPASS leicht nachweisen lassen sollten. Ziel ist es, eine Grundlage für den späteren Vergleich mit aktuellen Monte-Carlo-Detektorsimulationen zu schaffen. Aufgrund ihrer Häufigkeit lassen sich die obigen Zerfälle ohne Teilchenidentifikation aufspüren. Für letztere wird bei COMPASS vor allem ein Ringabbildender Čerenkov-Detektor (RICH) verwendet. Die Untersuchung der Daten dieses Detektors und die Überwachung ihrer Qualität während der Strahlzeit 2002 bilden einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit.

Ferner wurde in der Einarbeitungsphase dieser Arbeit eine sogenannte T0-Kalibration des Trigger-Systems vorgenommen; Kapitel 4 enthält eine Übersicht der Ergebnisse. In Kapitel 5 sind die Untersuchungen zum RICH-Detektor beschrieben, die Analysen der Hadron-Zerfälle werden in Kapitel 6 dargestellt. Anmerkung zur Notation: Ab Kapitel 2.1 werden generell natürliche Einheiten verwendet, d.h $\hbar = c = 1$.

[1]**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire

[2]nach der Datennahme 2002

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Nach dem heutigen Verständnis setzt sich das Nukleon aus den elementaren und strukturlosen Up- und Down-Quarks zusammen, welche durch die Gluonen, den Feldquanten der starken Wechselwirkung, aneinander gebunden sind. Diese können sich aufgrund der Unschärferelation kurzzeitig in virtuelle Quark-Antiquark-Paare umwandeln, wobei außer Up- und Down-Quarks auch schwerere Flavours wie z.B. Strange-Quarks entstehen können. Die virtuellen Quark-Antiquark-Paare bezeichnet man als See-Quarks, die dauerhaft vorhandenen Quarks als Valenzquarks.

Eine der aktuellsten Fragen der Teilchenphysik ist die nach den Beiträgen der Konstituenten zum Spin des Nukleons. Quarks sind Spin-$\frac{1}{2}$ Teilchen während Gluonen Spin-1 besitzen. Den Spin S_N des Nukleons zerlegt man üblicherweise wie folgt:

$$\frac{1}{2} = \frac{S_N}{\hbar} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \tag{2.1}$$

Hierbei bezeichnet $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ den Beitrag der Quarkspins, ΔG den der Gluonspins und L_q bzw. L_g die Beiträge der Bahndrehimpulse der Quarks bzw. Gluonen. Der Faktor $\frac{1}{2}$ vor $\Delta\Sigma$ ist Konvention. $\Delta\Sigma$ setzt sich wiederum aus den Beiträgen der verschiedenen Quark-Flavours zusammen:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} + \Delta s + \Delta\bar{s} \tag{2.2}$$

Schwerere Quark-Flavours werden bei den See-Quarks im allgemeinen nicht berücksichtigt, da sie aufgrund ihrer großen Masse seltener auftreten.

Aus früheren Streuexperimenten ist bereits bekannt, daß die Quarkspins nur etwa 30% des Nukleonspins ausmachen, d.h $\Delta\Sigma \approx 0,3$. Um ΔG, den Beitrag der Gluonenspins, zu bestimmen, wurde unter anderem das COMPASS-Experiment ins Leben gerufen. Dieses benutzt polarisierte tief inelastische Lepton-Nukleon-Streuung (PDIS) zur Untersuchung der Nukleonspinstruktur. Von den dabei stattfindenden Prozessen wird speziell die sogenannte Photon-Gluon-Fusion (PGF) benutzt, um Informationen über die Spinbeiträge der Gluonen zu erhalten. Die Photon-Gluon-Fusion wird in Kap 2.2 beschrieben. Zuvor sollen in Kap 2.1 einige grundlegende, nicht COMPASS-spezifische Aspekte der Theorie der tief inelastischen Streuung skizziert werden, welche von zentraler Bedeutung für das heutige Verständnis des Nukleons sind.

2.1 Tief Inelastische Streuung

Von tief inelastischer Lepton-Nukleon-Streuung (DIS) spricht man, wenn der Impulsübertrag auf das Nukleon so groß ist, daß dessen interne Struktur sichtbar wird, wobei das Nukleon nicht erhalten bleibt, sondern in einen hadronischen Endzustand mit mehreren Teilchen übergeht. Mit polarisierter DIS (PDIS) ist im allgemeinen eine Streuung von polarisierten Leptonen an ebenfalls polarisierten Nukleonen gemeint.

Bei ausreichenden Schwerpunktsenergien darf man die Wechselwirkung in erster Näherung durch den Übertrag eines einzelnen Austauschteilchens der elektromagnetischen oder der schwachen Wechselwirkung vom Lepton auf das Nukleon beschreiben. Da bei COMPASS die Energie unterhalb der Massen der W- und Z-Bosonen liegt, wird im Folgenden nur der Austausch eines Photons behandelt.

2.1.1 Kinematische Variablen

An dieser Stelle seien kurz die zur Beschreibung der tief inelastischen Streuung benutzten kinematischen Variablen vorgestellt. Abb. 2.1 zeigt den grundlegenden Prozeß in der Ein-Photon-Näherung.

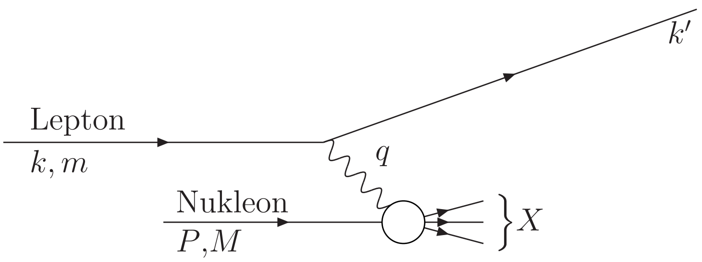


Abbildung 2.1: Prozess der tief inelastischen Streuung in der Ein-Photon-Näherung.

Man definiert:

$q \equiv k - k'$	Viererimpulsübertrag
$Q^2 \equiv -q^2$	
E, E'	Energie des einlaufenden und gestreuten Myons im Laborsystem.
$\nu \equiv \dfrac{Pq}{M} = E - E'$	Energieübertrag im Laborsystem
$y \equiv \dfrac{Pq}{Pk} = \dfrac{\nu}{E}$	Normierter Energieübertrag, $0 < y < 1$
$x_B \equiv \dfrac{Q^2}{2Pq} = \dfrac{Q^2}{2M\nu}$	„ x-Bjorken “

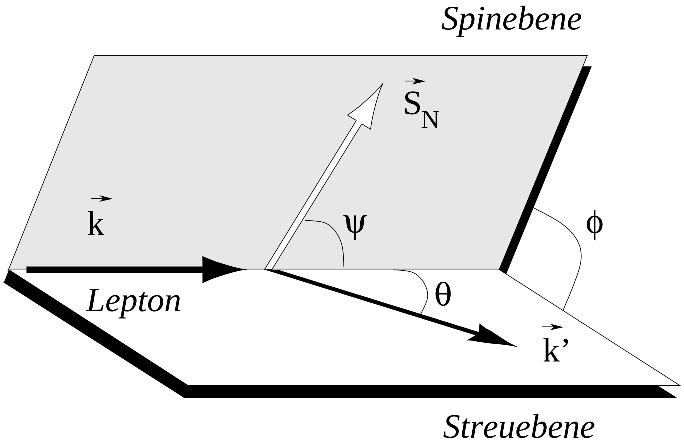


Abbildung 2.2: Zur Definition der bei polarisierter Streuung relevanten Winkel. $\vec{S}_N$ bezeichnet die Richtung des Nukleonspins.

Der Zusammenhang mit dem Streuwinkel θ im Laborsystem lautet wie folgt:

$$Q^2 = 4E^2(1-y)\sin^2\frac{\theta}{2} + m^2\frac{y^2}{1-y} \qquad \text{für} \quad E, E' \gg m \tag{2.3}$$

Wegen der Erhaltung der Baryonenzahl muss die invariante Masse des hadronischen Endzustandes größer oder gleich der Nukleonenmasse sein:

$$M^2 \leq (P+q)^2 = M^2 + q^2 + 2M\nu \tag{2.4}$$

Daraus folgt:

$$Q^2 \leq 2M\nu \tag{2.5}$$

Für x_B ergeben sich somit folgende Grenzen:

$$\frac{m^2}{2ME}\frac{y}{1-y} \leq x_B \leq 1 \tag{2.6}$$

Im Falle $x_B = 1$ ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes gleich der Nukleonmasse, die Streuung war also elastisch.

Bei polarisierter Streuung treten weitere kinematische Variablen auf, welche in Abb. 2.2 dargestellt sind. Mit ψ wird der Winkel zwischen Nukleonspin und Flugrichtung des Leptons bezeichnet, ϕ ist der Winkel zwischen Streuebene und der von Nukleonspin und Lepton-Flugrichtung aufgespannten Ebene.

Wird ebenfalls eines der Hadronen des Endzustandes nachgewiesen, so sind für dieses die Variablen $z \equiv E_{Hadron}/\nu$ und $x_F \equiv 2p_{cm}/W$ gebräuchlich. Dabei ist p_{cm} die Impulskomponente des Hadrons parallel zum Photonimpuls im Photon-Nukleon-Schwerpunktsystem und W die Photon-Nukleon-Schwerpunktsenergie.

2.1.2 Strukturfunktionen

Der störungstheoretische Ausdruck für die invariante Übergangsamplitude des in Abb. 2.1 dargestellten Streuprozesses lautet [1]:

$$i\mathcal{M} = (ie)^2 \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \underbrace{\langle k', s'|j_L^\mu(0)|k, s\rangle}_{\equiv l^\mu} \underbrace{\langle X|j_H^\nu(0)|P, S\rangle}_{\equiv w^\nu} \tag{2.7}$$

Dabei bezeichnen j_L und j_H die leptonischen und hadronischen Stromoperatoren, S, s und s' die Spineinstellungen des Nukleons sowie des ein- und auslaufenden Leptons. Der zur oberen Hälfte von Abb. 2.1 gehörige Term l^μ kann mit Hilfe der Feynmanregeln (siehe z.B. [2]) ausgerechnet werden:

$$l^\mu = \langle k', s'|j_L^\mu(0)|k, s\rangle = \bar{u}(k', s')\gamma^\mu u(k, s) \tag{2.8}$$

Der Term w^ν ist hingegen (noch) nicht berechenbar, da in diesen die unbekannte Struktur des Nukleons eingeht. Ferner enthält der Term den kompletten hadronischen Endzustand. Um einen Ausdruck für eine experimentell zugängliche Größe zu erhalten, welche ausschließlich von der Nukleonstruktur abhängt, betrachten wir nun den differenziellen Wirkungsquerschnitt ohne Berücksichtigung des hadronischen Endzustandes. Für diesen gilt in Lorentz-invarianter Schreibweise:

$$d\sigma = \frac{Mm}{\sqrt{(kP)^2 - m^2M^2}} \frac{m\, d^3k'}{(2\pi)^3 k^0} \sum_{X,s'} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + P - P_X)|\mathcal{M}|^2 \tag{2.9}$$

Es wurde hier auch über die Spineinstellung des auslaufenden Leptons summiert, da diese i.a. unbeobachtet bleibt. Die Faktoren vor der Summe sind der Flußfaktor des einlaufenden und der Phasenraumfaktor des auslaufenden Leptons. Im Laborsystem mit $P = (M, 0, 0, 0)$ und mit $d^3k' = k'^0|\vec{k}\,'|\, d\Omega'\, dE'$ wird aus obiger Gleichung:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega'\, dE'} &= \frac{m^2}{(2\pi)^3} \frac{|\vec{k}\,'|}{|\vec{k}|} \sum_{X,s'} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + P - P_X)|\mathcal{M}|^2 && (2.10)\\
&\overset{2.7}{=} \frac{m^2}{(2\pi)^3} \frac{|\vec{k}\,'|}{|\vec{k}|} \frac{e^4}{Q^4} \sum_{X,s'} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + P - P_X)\, (l^\mu w_\mu)\, (l^\nu w_\nu)^* && (2.11)\\
&= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{|\vec{k}\,'|}{|\vec{k}|} \frac{e^4}{Q^4} \overbrace{\left(m^2 \sum_{s'} l^\mu l^{\nu *}\right)}^{\equiv L^{\mu\nu}}\\
&\quad \cdot \underbrace{\left(\sum_X (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + P - P_X)\langle P, S|j_{H\nu}(0)|X\rangle\langle X|j_{H\mu}(0)|P, S\rangle\right)}_{\equiv W_{\mu\nu}} && (2.12)
\end{aligned}$$

Um die Vollständigkeit zum Ausführen der Summe über die Endzustände zu benutzen formen wir $W_{\mu\nu}$ weiter um, unter Verwendung von

$$\langle P, S|j_{H\nu}(0)|X\rangle = \langle P, S|j_{H\nu}(x)|X\rangle e^{i(P_X - P)x} \tag{2.13}$$

sowie der Deltafunktion in ihrer Integraldarstellung. Damit gilt:

$$W_{\mu\nu} = \sum_X \left(\int d^4x e^{i(q+P-P_X)x} \right) \langle P,S|j_{H\nu}(0)|X\rangle\langle X|j_{H\mu}(0)|P,S\rangle \quad (2.14)$$

$$\stackrel{2.13}{=} \sum_X \int d^4x e^{iqx} \langle P,S|j_{H\nu}(x)|X\rangle\langle X|j_{H\mu}(0)|P,S\rangle \quad (2.15)$$

$$= \int d^4x e^{iqx} \langle P,S|j_{H\nu}(x) j_{H\mu}(0)|P,S\rangle \quad (2.16)$$

Die Struktur des *Hadrontensors* $W_{\mu\nu}$ unterliegt gewissen Einschränkungen. Man kann unter Benutzung von Lorentz-Kovarianz, der Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz der starken Wechselwirkung sowie der Erhaltung des Stromes j_H zeigen (siehe [1]), daß die allgemeinste Form von $W_{\mu\nu}$ gegeben ist durch:

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu} &= W^S_{\mu\nu} + iW^A_{\mu\nu} \\
W^S_{\mu\nu} &= F_1(Pq,q^2)\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) \\
&\quad + \frac{F_2(Pq,q^2)}{Pq}\left(P_\mu - q_\mu \frac{Pq}{q^2}\right)\left(P_\nu - q_\nu \frac{Pq}{q^2}\right) \\
W^A_{\mu\nu} &= g_1(Pq,q^2)\frac{\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}}{Pq} q^\lambda S^\sigma + g_2(Pq,q^2)\frac{\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}}{(Pq)^2} q^\lambda \left(PqS^\sigma - SqP^\sigma\right)
\end{aligned} \quad (2.17)$$

Dabei bezeichnen $W^S_{\mu\nu}$ und $W^A_{\mu\nu}$ die bezüglich der Indices $^{\mu\nu}$ symmetrischen bzw. antisymmetrischen Anteile. Nur $W^A_{\mu\nu}$ hängt von der Spineinstellung des Nukleons ab. Die Funktionen F_1, F_2, g_1 und g_2 heißen *Strukturfunktionen*. Diese gilt es experimentell zu bestimmen; Sie beinhalten die Struktur des Nukleons, soweit sie sich auf den Streuprozeß auswirkt.

Die experimentell zugängliche Größe ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt. Dieser läßt sich nach Gl. 2.12 als Produkt des explizit bekannten *Leptontensors* $L^{\mu\nu}$ und des Hadrontensors $W_{\mu\nu}$ schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'\,dE'} = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{|\vec{k}\,'|}{|\vec{k}|}\frac{e^4}{Q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (2.18)$$

Der Leptontensor ergibt sich aus Gl. 2.8 nach kurzer Rechnung zu (vgl. [3]):

$$\begin{aligned}
L_{\mu\nu} &= 2\left(L^S_{\mu\nu} + iL^A_{\mu\nu}\right) \\
L^S_{\mu\nu} &= k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(kk' - m^2) \\
L^A_{\mu\nu} &= m\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha q^\beta
\end{aligned} \quad (2.19)$$

Auch beim Leptontensor geht die Spineinstellung des Leptons lediglich in den antisymmetrischen Anteil ein. Daraus folgt, daß in einem Experiment zur Bestimmung der Strukturfunktionen g_1 und g_2 sowohl die Leptonen als auch die Nukleonen polarisiert sein müssen. Das ergibt sich aus der Tatsache, daß sich die symmetrisch-antisymmetrischen Mischterme der Summe in Gl. 2.18 wegheben und ferner eine zusätzliche Mittelung über eine der Spinrichtungen (oder beide) zum Verschwinden der antisymmetrischen Terme führt.

Am bequemsten lassen sich g_1 und g_2 aus der Differenz der Wirkungsquerschnitte für zwei entgegengesetzte Spineinstellungen der Nukleonen bestimmen, da sich hierbei die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte (und viele systematische Fehler) wegheben. Typische experimentelle Konfigurationen sind die folgenden:

1. Leptonspin parallel zur Flugrichtung, Nukleonspin abwechselnd parallel und antiparallel zu dieser.

2. Leptonspin parallel zur Flugrichtung, Nukleonspin transversal und in die entgegengesetzte Richtung transversal.

Für diese seien hier die Wirkungsquerschnitte angegeben, welche sich aus Gl. 2.18 nach Einsetzen von Gl. 2.19 und Gl. 2.17 ergeben (vgl. [3, 4]). In Konfiguration 1 erhält man für den polarisierten Anteil:

$$\frac{d\sigma^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} - d\sigma^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{d\Omega'\, dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{M\nu Q^2 E}\big((E + E'\cos\theta)g_1(x_B, Q^2) - 2Mx_B g_2(x_B, Q^2)\big) \tag{2.20}$$

Für Konfiguration 2:

$$\frac{d\sigma^{\rightarrow\Uparrow} - d\sigma^{\rightarrow\Downarrow}}{d\Omega'\, dE'} = \frac{8\alpha^2 E'^2}{M\nu^2 Q^2}\left(\frac{\nu}{2E}g_1(x_B, Q^2) - g_2(x_B, Q^2)\right)\sin\theta\cos\phi \tag{2.21}$$

Der für beide Konfigurationen identische unpolarisierte Anteil des Wirkungsquerschnittes ist:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'\, dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 sin^4\frac{\theta}{2}}\left(\frac{1}{\nu}F_2(x_B, Q^2)\cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{2}{M}F_1(x_B, Q^2)\sin^2\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.22}$$

Die benutzten kinematischen Variablen sind in Kap. 2.1.1 beschrieben. Die Strukturfunktionen wurden hier durch x_B und Q^2 ausgedrückt, was die gängigste Schreibweise ist. Aus Gl. 2.20 ist ersichtlich, daß ein Experiment mit longitudinaler Polarisation der Nukleonen nicht sensitiv auf g_2 ist, da $E \gg M$ und $x_B < 1$.

Experimentelle Ergebnisse

Eine der frühsten und wichtigsten Entdeckungen ist das Bjorken-Skalenverhalten. Darunter versteht man die Eigenschaft der Strukturfunktionen, im sogenannten Bjorken-Limes in guter Näherung nur noch von der dimensionslosen Variable x_B abzuhängen, und nicht mehr von Q^2. Der Bjorken-Limes ist gegeben durch:

$$\nu \to \infty \quad , \qquad Q^2 \to \infty \quad , \qquad x_B = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad \text{konstant} \tag{2.23}$$

Das Skalenverhalten ist deswegen bedeutsam, weil sich aus seinem Auftreten folgern ließ, daß das Nukleon aus punktförmigen Konstituenten zusammengesetzt ist, welche man Partonen taufte [5]. Abb. 2.3 zeigt die Entwicklung von F_2 mit Q^2, wie

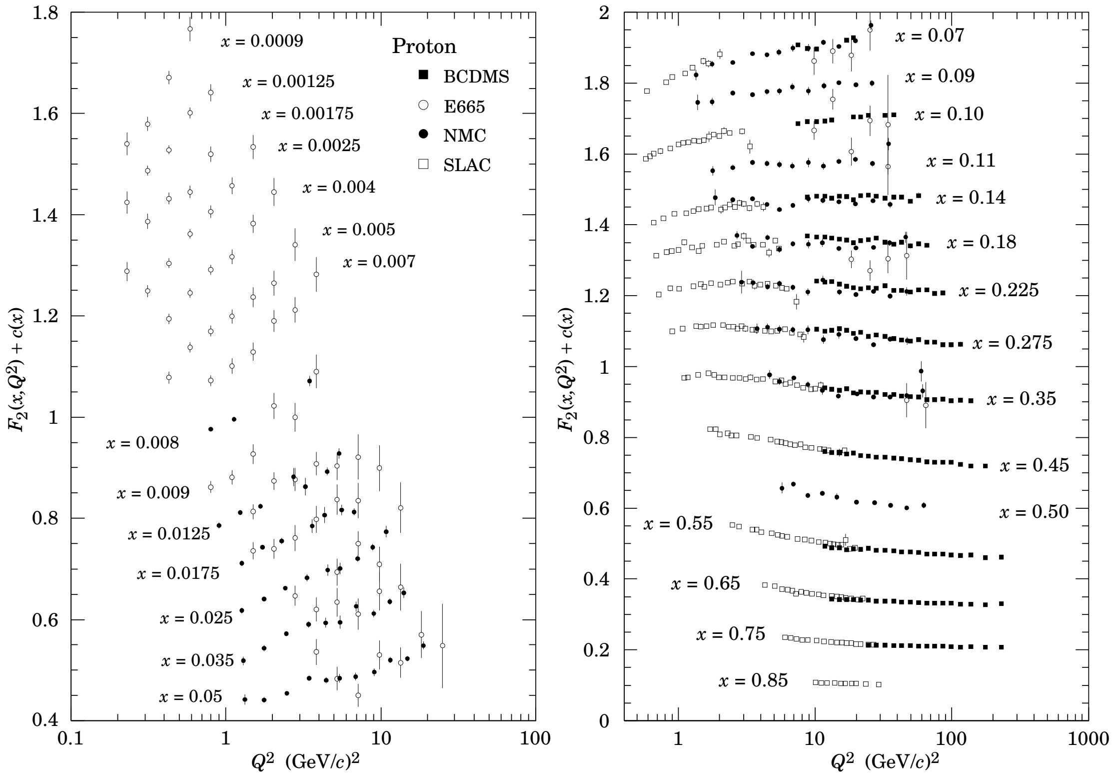


Abbildung 2.3: Die unpolarisierte Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$, aufgetragen über Q^2 für verschiedene Werte von x_B. Um die Kurven zu separieren, wurde jeweils eine Konstante $n \cdot 0,1$ addiert, wobei n die Kurven in jedem Bild nach absteigenden Werten von x_B durchnummeriert. Die Daten wurden gemessen am SLAC, BCDMS, E665 und NMC, der Plot stammt aus [6].

sie von einer Reihe von Experimenten vermessen wurde. Die Abweichungen vom Skalenverhalten, welche bei kleinen x_B am größten sind, lassen sich im Rahmen der QCD beschreiben [8]. Der Grundgedanke dabei ist, daß sich bei größerem Q^2 Prozesse im Nukleon auflösen lassen, welche sich auf kleineren Zeitskalen abspielen, beispielsweise das Entstehen von Quark-Antiquark-Paaren. Diese Prozesse werden bei der Herleitung des Skalenverhaltens z.B. im Rahmen des naiven Partonmodells (siehe Kap. 2.1.3) nicht berücksichtigt.

Ein weiteres bedeutungsvolles Resultat war die Gültigkeit der sogenannten Callan-Cross-Relation:

$$F_2(x_B) = 2x_B F_1(x_B) \tag{2.24}$$

Aus theoretischen Erwägungen im Rahmen des Partonmodells erwartete man dies genau dann, wenn die an der Streuung beteiligten Partonen ausschließlich Spin-$\frac{1}{2}$ besitzen. Siehe dazu auch [9].

Auch über die polarisierten Strukturfunktionen ist mittlerweile einiges bekannt, wie Abb. 2.4 zeigt. Im Rahmen des Quark-Parton Modells (QPM) läßt sich g_1 mit der Polarisation der Quarks assoziieren; aus den gemessenen Werten für g_1 folgte der Eingangs erwähnte Beitrag der Quarkspins zum Nukleonspin von nur 30%.

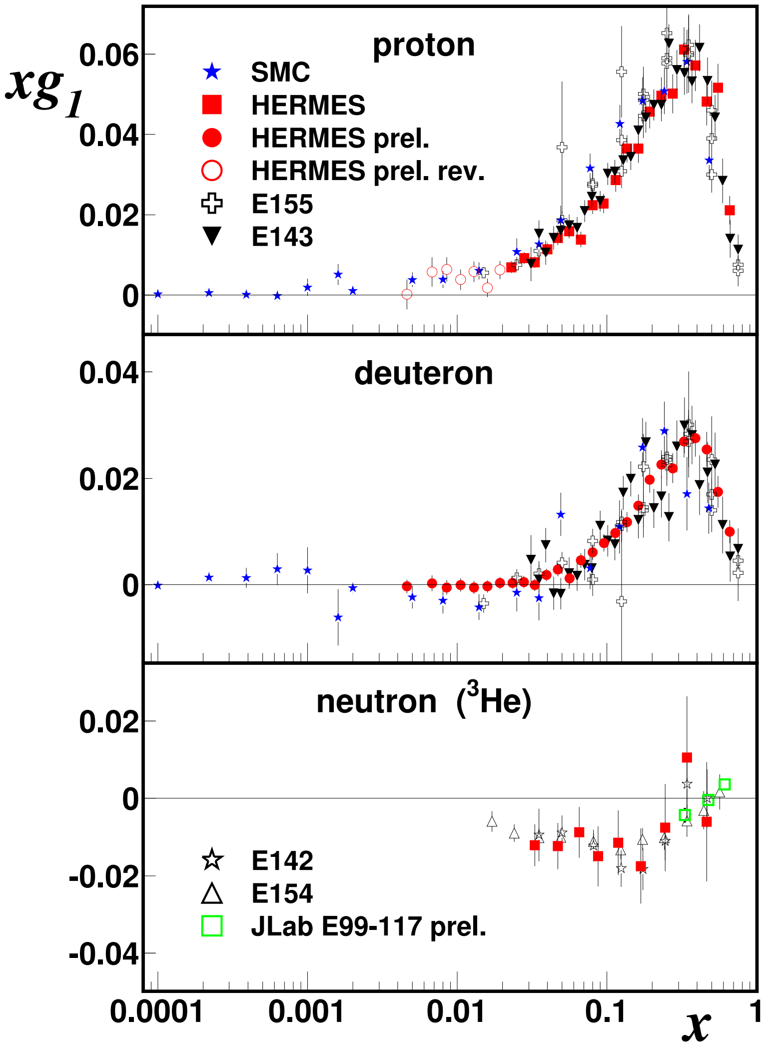


Abbildung 2.4: Die polarisierte Strukturfunktion $g_1(x_B, Q^2) \cdot x_B$ für Proton, Neutron und Deuteron, aufgetragen über x_B. Die zu den Datenpunkten gehörigen Q^2-Werte sind die im jeweiligen Experiment aufgetretenen und daher unterschiedlich. Quelle: [7]

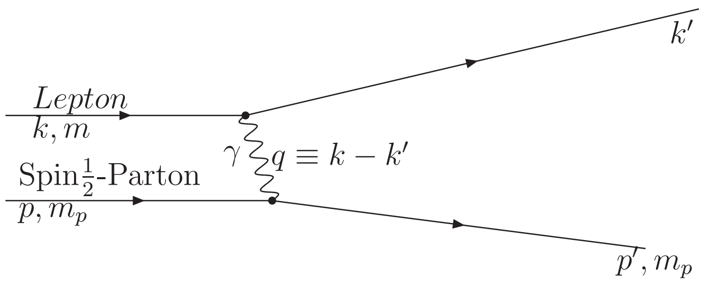


Abbildung 2.5: Feynmangraph in 1.Ordnung QED zur Lepton-Parton Streuung

2.1.3 Interpretation im Rahmen des Partonmodells

Das Partonmodell ist ein vereinfachendes Modell zur Beschreibung des Verhaltens von Nukleonen bei tief inelastischer Streuung. In diesem Modell besteht das Nukleon aus strukturlosen Konstituenten, die man während des Streuprozesses als frei ansehen kann und welche im Impulsraum einer gewissen Wahrscheinlichkeitsverteilung gehorchen. Letzteres ist nicht im Sinne einer quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsamplitude gemeint; den gesamten Wirkungsquerschnitt erhält man als *inkohärente* Summe der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Partonimpulse. Dahinter steht die Vorstellung, daß die Dynamik des Nukleons sich auf viel größeren Zeitskalen abspielt als eine Streuung bei im Vergleich mit der Nukleonmasse großer Energie. Desweiteren wird angenommen, daß auch keine nennenswerte Wechselwirkung zwischen dem herausgestreuten —nun ebenfalls hochenergetischen— Parton und dem Rest des Nukleons mehr erfolgt.

Das Partonmodell ist von zentraler Bedeutung, weswegen an dieser Stelle näher darauf eingegangen werden soll. Aus Platzgründen wird lediglich die Rechnung für unpolarisierte Streuung an Spin-1/2 Partonen ohne Berücksichtigung der schwache Wechselwirkung skizziert. Ausgangspunkt ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Leptons an einem *freien* Parton. Die spingemittelte invariante Übergangsmplitude für diesen in Abb.2.5 dargestellten Prozess ist in erster Ordnung QED gegeben (vgl. [10]) durch:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{(16\alpha)^2\pi^2 e_p^2}{m^2 m_p^2}\left(\left(\frac{pk}{Q^2}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{pk}{Q^2}\right) + \frac{1}{8}\right) \tag{2.25}$$

Dabei ist e_p die Partonladung. Terme der Ordnung m^2/Q^2 wurden vernachlässigt. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt ist damit:

$$\begin{aligned} d\sigma_{lp} &= \frac{m m_p}{\sqrt{(pk)^2 - m^2 m_p^2}} \frac{m d^3k'}{(2\pi)^3 k'^0} \cdot \int \frac{m_p d^3p'}{(2\pi)^3 p'^0} \overline{|\mathcal{M}|^2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + p - p') \\ &= \frac{d^3k'}{k'^0} \frac{1}{Q^2} B\left(\frac{pk}{Q^2}, \frac{m}{Q}\right) \frac{1}{\kappa} \delta\left(q^0 + p^0 - \kappa\right) \end{aligned} \tag{2.26}$$

Letzteres ergibt sich nach Ausführen des Integrals und mit:

$$B\left(\frac{pk}{Q^2},\frac{m}{Q}\right) \equiv \frac{m^2 m_p^2}{(2\pi)^2}\left(\left(\frac{pk}{Q^2}\right)^2-\left(\frac{m_p}{m}\frac{m^2}{Q^2}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}\overline{|\mathcal{M}|^2} \tag{2.27}$$

$$\kappa \equiv \sqrt{m_p^2+(\vec{p}+\vec{q})^2} \tag{2.28}$$

Wegen $\delta(a-b)/b = 2\delta(a^2-b^2)$ falls $b \neq 0$ und mit $p^2 = m_p^2$ gilt:

$$\frac{1}{\kappa}\delta\left(q^0+p^0-\kappa\right) = 2\delta\left(\left(q^0+p^0\right)^2-\left(m_p^2+(\vec{p}+\vec{q})^2\right)\right) \tag{2.29}$$

$$= \delta\left(qp-\frac{Q^2}{2}\right) = \frac{1}{M\nu}\delta\left(\frac{qp}{M\nu}-x_B\right) \tag{2.30}$$

Die Nukleonmasse M taucht hier einzig und allein aufgrund der Definition der Variablen $x_B \equiv Q^2/2M\nu$ auf. Der Lepton-Parton Wirkungsquerschnitt ist somit:

$$d\sigma_{lp} = \frac{d^3k'}{k'^0}\frac{1}{Q^2 M\nu}B\left(\frac{pk}{Q^2},\frac{m}{Q}\right)\delta\left(\frac{qp}{M\nu}-x_B\right) \tag{2.31}$$

In der Deltafunktion kommt die Tatsache zum Ausdruck, daß die Partonen auf der Massenschale bleiben sollen, was bei gegebenem q nicht für jedes p möglich ist:

$$p^2 = m_p^2 = p'^2 = (p+q)^2 = p^2+q^2+2qp \qquad \Rightarrow \qquad qp = \frac{Q^2}{2} \tag{2.32}$$

Ein virtuelles Photon mit Impuls q sieht also nur Partonen in einem bestimmten kinematischen Bereich. Wählt man die Achsen des Laborsystems so, daß $q = (\nu, 0, 0, q_z)$, $q_z > 0$ und $p = (p^0, p_T, 0, p_z)$ gilt, ergibt sich:

$$\frac{qp}{\nu} = p^0 - \frac{q_z}{\nu}p_z \to p^0 - p_z \quad \text{für} \quad \nu/Q \to \infty \tag{2.33}$$

Definiert man $\chi \equiv (p^0-p_z)/M$, so kann eine Streuung bei gegebenem q nur mit Partonen erfolgen für welche $\chi = x_B$ gilt, sofern $\nu \gg Q$. Wie wir gleich sehen werden ist χ dann auch die *einzige* kinematische Variable des Partons, welche in $d\sigma_{lp}$ eingeht. Sei im gleichen System $k = (E, k_T\cos\alpha, k_T\sin\alpha, k_z)$, wobei α der Winkel zwischen der Lepton- und der Parton-Streuebene ist. Es ist leicht zu zeigen, daß

$$\frac{k_z}{E} \to 1 \qquad \frac{k_T}{E} \to 0 \quad \text{für} \quad \nu/Q \to \infty \tag{2.34}$$

Somit gilt auch

$$\begin{aligned}
\frac{pk}{\nu} &= \frac{E}{\nu}\left(p^0 - \frac{k_z}{E}p_z - \frac{k_T}{E}p_T\cos\alpha\right) \\
&\to \frac{1}{y}\left(p^0-p_z\right) \quad \text{für} \quad \nu/Q \to \infty, \quad y \text{ fest} \\
\frac{pk}{Q^2} &= \frac{2M\nu}{Q^2}\frac{pk}{2M\nu} \to \frac{1}{2y}\frac{\chi}{x_B} \quad \text{für} \quad \nu/Q \to \infty \quad x_B, y \text{ fest} \\
B\left(pk/Q^2, m/Q\right) &\to B\left(\chi/2yx_B, 0\right) \equiv B\left(\chi/2yx_B\right)
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Im obigen Limes („Bjorken-Limes“) erschöpft sich somit die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Partonimpuls in einer Abhängigkeit von χ. Sei also $\rho(\chi)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte des Partons im Bezug auf die Variable $\chi \equiv (p^0 - p_z)/M$. Unter der Annahme daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Partonen im Impulsraum kugelsymmetrisch ist, hängt obige Definition nicht von der Wahl der z-Achse (also der Richtung von $\vec{q}$) ab. Summiert man nun inkohärent die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Partonimpulse erhält man schließlich:

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{d^3k'}{k'^0} \int d\chi\, \rho(\chi) \frac{1}{Q^2 M\nu} B\left(\frac{1}{2y}\frac{\chi}{x_B}\right) \delta(\chi - x_B) \\ &= \frac{d^3k'}{k'^0} \frac{1}{Q^2 M\nu} B\left(\frac{1}{2y}\right) \rho(x_B) \\ &\overset{2.27}{\underset{2.25}{=}} 32\alpha^2 e_p^2 \frac{d^3k'}{k'^0} \frac{y}{M\nu Q^2} \left(\frac{1}{y^2} - \frac{1}{y} + \frac{1}{2}\right) \rho(x_B) \end{aligned} \tag{2.36}$$

Mit $d^3k' = k'^0 |\vec{k}\,'|\, d\Omega'\, dE'$ und für $E' \approx |\vec{k}'|$ ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega' dE'} = 32\alpha^2 e_p^2 \frac{1-y}{MQ^2} \left(\frac{1}{y^2} - \frac{1}{y} + \frac{1}{2}\right) \rho(x_B) \tag{2.37}$$

(Anmerkung: χ wird üblicherweise als Impulsbruchteil des Partons am Gesamtimpuls des Nukleons in einem schnell bewegten Bezugssystem interpretiert. Ein Boost in z-Richtung liefert nämlich

$$\hat{p} = \gamma(p^0 + \beta p_z, p_T/\gamma, 0, p_z + \beta p^0) \qquad \hat{P} = \gamma M(1, 0, 0, \beta) \tag{2.38}$$

Wobei P=(M,0,0,0) der Nukleonimpuls im Laborsystem ist. Es gilt daher:

$$\frac{\hat{p}^0}{\hat{P}^0} \rightarrow \frac{p^0 - p_z}{M} \leftarrow \frac{\hat{p}_z}{\hat{P}_z} \qquad \text{für} \quad \beta \rightarrow -1 \tag{2.39}$$

Die Transversalkomponenten fügen sich allerdings nicht in diese Interpretation ein. Deshalb werden sie oft wegdiskutiert, danach schreibt man dann: $\hat{p} = \chi \hat{P}$. Das ist eine Suggestivgleichung, die man nicht ohne weiteres überall einsetzen kann, wie folgendes Beispiel zeigt: $\hat{p}^2 = m_p^2 \neq M^2\chi^2 = (\chi\hat{P})^2$. Die Variablen $p^+ = p^0 + p_z$, $p^- = p^0 - p_z$ heißen *Lichtkegelkoordinaten*. Zu deren Vorzügen siehe [11].)

Der für ein Parton bei gegebenem χ mögliche Energiebereich ergibt sich nach kurzer Rechnung aus $\chi \equiv (p^0 - p_z)/M$ und $p^0 = \sqrt{p_z^2 + p_T^2 + m_p^2}$ zu:

$$p^0 = \frac{p_T^2 + m_p^2}{2M\chi} + \frac{M\chi}{2} > \frac{m_p}{2}\left(\frac{m_p}{M\chi} + \frac{M\chi}{m_p}\right) \tag{2.40}$$

Ein massives Parton mit sehr kleinem χ hat also eine sehr große Energie, seine Dynamik spielt sich *nicht* auf Zeitskalen groß gegen die der Streuung ab, wie Eingangs angenommen wurde.

Seit Einführung der Quantenchromodynamik assoziiert man mit den Partonen die Quarks und Gluonen des Standardmodells, wobei die Gluonen an dem hier beschriebenen elektromagnetischen Prozess nicht direkt teilnehmen. Bisher haben wir nur eine Sorte Parton berücksichtigt. Um zum Quark-Partonmodell zu gelangen, lassen wir den Faktor e_p^2 in Gl. (2.37) weg und ersetzen

$$\begin{aligned} \rho(x_B) \quad &\rightarrow \quad \sum_i e_i^2 q_i(x_B) \qquad \text{(i über alle Quarksorten)} \\ &= \quad \frac{4}{9}(u(x_B)+\bar{u}(x_B)) + \frac{1}{9}(d(x_B)+\bar{d}(x_B)) + \frac{1}{9}(s(x_B)+\bar{s}(x_B)) \end{aligned} \tag{2.41}$$

Dabei gibt z.B. $u(x_B)dx_B$ die Wahrscheinlichkeit an, ein Up-Quark im Intervall dx_B um x_B zu finden, e_i bezeichnet die Ladung der Quarks mit Flavour i. Schwerere See-Quarks als das Strange-Quark werden normalerweise wegen ihrer großen Masse nicht berücksichtigt.

Zum Vergleich mit den Strukturfunktionen aus Kap. 2.1.2 läßt sich Gl. 2.37 nach kurzer Rechnung in folgender Gestalt schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega' dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(\frac{1}{2}\frac{2}{M}\sin^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\nu} x_B \cos^2\frac{\theta}{2} \right) \rho(x_B) \tag{2.42}$$

Setzt man nun

$$F_1(x_B, Q^2) = \frac{1}{2}\rho(x_B) \qquad F_2(x_B, Q^2) = x_B \rho(x_B) \tag{2.43}$$

so ergibt sich Gl. 2.22, womit obige Gleichung eine Interpretation der Strukturfunktionen liefert. Im Partonmodell ist das Bjorken-Skalenverhalten sowie die Callan-Cross Relation $F_2(x_B, Q^2) = 2x_B F_1(x_B, Q^2)$ für Spin$\frac{1}{2}$-Partonen automatisch erfüllt, und es gibt dort eigentlich nur *eine* unpolarisierte Strukturfunktion.

Im hier nicht behandelten polarisierten Fall spaltet man die Quarkverteilungen nach Spineinstellung parallel und antiparallel zum Nukleonspin auf:

$$q_i(x_B) = q_i^{\uparrow}(x_B) + q_i^{\downarrow}(x_B)$$

Von den polarisierten Strukturfunktionen hat lediglich g_1 eine Interpretation im Rahmen des Quark-Partonmodells:

$$g_1(x_B, Q^2) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \left(q_i^{\uparrow}(x_B) - q_i^{\downarrow}(x_B) \right) \qquad i \text{ über alle Quarksorten}$$

Aus den Integralen von g_1 über x_B für Proton und Neutron läßt sich mit Hilfe der Isospininvarianz der Beitrag der Quarkspins zum Proton- bzw. Neutronspin extrahieren, wobei die Kenntnis der Axialvektorstromerwartungswerte A_3 und A_8 des Protons vonnöten ist [12].

2.2 Photon-Gluon-Fusion bei COMPASS

Um aus tief inelastischer Streuung etwas über die Gluonen im Nukleon zu lernen, bietet sich die sogenannte Photon-Gluon-Fusion an, welche im Folgenden mit Bezug auf deren Anwendung beim COMPASS-Experiment beschrieben werden soll. Der zugrundeliegende Prozess ist in Abb. 2.6 dargestellt: Ein vom gestreuten Lepton stammendes virtuelles Photon wechselwirkt mit einem aus dem Nukleon stammenden Gluon vermittels Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares. Letzteres kann entweder ein gebundenes System bilden, oder durch Fragmentation in ein Hadron-Antihadron-Paar übergehen.

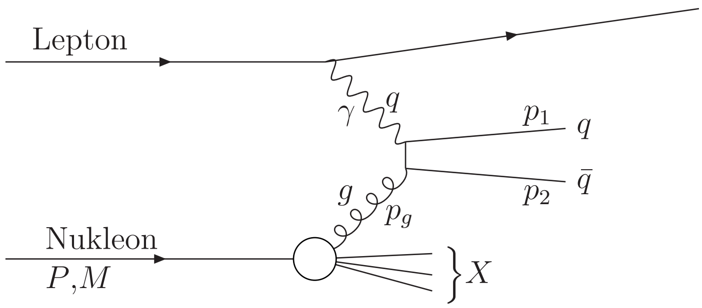


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramm zur Photon-Gluon-Fusion.

Wie im vorherigen Kapitel für die Quarks beschrieben, wird im Partonmodell auch die Wahrscheinlichkeit definiert, ein Gluon mit Impulsbruchteil η im Nukleon zu finden. Diese bezeichnet man mit $g(\eta, s)$, die Differenz der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Gluonen mit Helizitäten parallel und antiparallel zu der des Nukleons mit $\Delta g(\eta, s)$. Das zusätzliche Argument s gibt die Energieskala des Prozesses an bei welchem man das Gluon[1] „findet“. Dadurch werden QCD-Korrekturen des naiven Partonmodells mitberücksichtigt, auf welche hier aber nicht näher eingegangen werden soll.

Die Kinematik der Photon-Gluon-Fusion hat mehr Freiheitsgrade als die der Lepton-Quark-Streuung. Deswegen ist η nicht durch Kenntnis von x_B festgelegt. Es gilt stattdessen:

$$\hat{s} \equiv (q + p_g)^2 = (q + \eta P)^2 = 2\eta Pq + q^2 + p_g^2 \tag{2.44}$$

$$\eta \approx \frac{\hat{s}}{2Pq} = \frac{\hat{s}}{2M\nu} \tag{2.45}$$

Die Näherung gilt für kleine Q^2 und p_g^2. Um die Photon-Gluon Schwerpunktsenergie zu bestimmen, müssen die Impulse p_1, p_2 des erzeugten $q\bar{q}$-Paares bekannt sein. Der PGF-Wirkungsquerschnitt ist für Ereignisse mit kleinem Q^2 am größten, weswegen man bei COMPASS gezielt auf solche Ereignisse triggert.

Um ein PGF-Ereignis nachzuweisen, werden bei COMPASS zwei Strategien benutzt:

[1] Bei den Quarks geht man genauso vor

1. "Open-Charm": Nachweis eines D^0- oder D^{0*}-Mesons ($D^0 = c\bar{u}$). Charm-Quarks entstehen bevorzugt durch PGF, weswegen der physikalische Untergrund in diesem Kanal gering ist. Das D^0 zerfällt praktisch sofort ($c\tau \approx 123,7\ \mu m$), dabei entsteht in 3,83% der Fälle ein $K^-\pi^+$-Paar. Über dessen invariante Masse wird das D^0 identifiziert. Dabei gibt es einen großen kombinatorischen Untergrund durch die aus der Fragmentation entstandenen Pionen und Kaonen. Um diesen zu reduzieren, macht man sich die Tatsache zunutze, daß beim Zerfall $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ die Zerfallsprodukte im Schwerpunktsystem einen Impuls von 861 MeV erhalten (siehe auch Kap 2.3), wohingegen der Untergrund bei geringen Transversalimpulsen konzentriert ist. Ein Nachteil dieser Methode ist, daß meist nur eines der D^0-Mesonen nachgewiesen wird, weswegen die Schwerpunktsenergie des Photon-Gluon-Systems und somit auch η unbestimmt bleiben.

2. "High-P_T": Nachweis eines Hadron-Antihadron-Paares mit großem Transversalimpuls. Diese entstehen ebenfalls bevorzugt durch Photon-Gluon-Fusion. Bei dieser Methode ist die Statistik besser, da man nicht auf charmhaltige Hadronen beschränkt ist.

Für eine detaillierte quantitative Beschreibung der obigen Methoden siehe [13, 14].

Um aus den nachgewiesenen Open-Charm-Ereignissen Δg zu bestimmen, wird die Asymmetrie der Zählraten für Polarisation des Nukleons parallel und antiparallel zur longitudinalen Polarisation des Strahls bestimmt:

$$A^{\exp}(\nu) = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}(\nu) - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow}(\nu)}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}(\nu) + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow}(\nu)} \tag{2.46}$$

Für die folgenden Rechnungen ist es bequem, die Weizsäcker-Williams Näherung (siehe z.B. [15]) zu verwenden. Bei dieser wird der Leptonstrahl als Quelle eines Strahls virtueller Photonen mit Flußfaktor $\Gamma(E; Q^2, \nu)$ aufgefaßt, deren Polarisationsgrad verglichen mit dem der Leptonen um einen *Depolarisationsfaktor* $D(y)$ geringer ist. Führt man weiter den PGF-Wirkungsquerschnitt zwischen virtuellem Photon und Nukleon, $\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)$ ein, sowie die Differenz der Wirkungsquerschnitte für die beiden Polarisationsrichtungen des Photons, $\delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)$, so erhält man:

$$\begin{aligned} A^{\exp}(\nu) &= P_S P_T f \frac{\int dQ^2\, \Gamma(E; Q^2, \nu) a(E; Q^2, \nu) D(y) \delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)}{\int dQ^2\, \Gamma(E; Q^2, \nu) a(E; Q^2, \nu) \sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)} && (2.47) \\ &= P_S P_T f D(y) \frac{\delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)} && (2.48) \end{aligned}$$

Dabei gibt $a(E; Q^2, \nu)$ die durchschnittliche Akzeptanz des Experiments für ein PGF-Ereignis mit Parametern $(E; Q^2, \nu)$ an. Es wurde angenommen, daß diese nicht von der Polarisationsrichtung des Targets abhängt. Die Integration erstreckt sich über den experimentell abgedeckten Bereich von Q^2. P_S und P_T bezeichnen die Strahl- und Targetpolarisation und f gibt den Anteil überhaupt polarisierbarer Kerne im Target an. Die Strahlenergie E wird als fest betrachtet.

Die Beziehung zwischen Gl. 2.48 und g bzw. Δg wird hergestellt über die bekannten elementaren unpolarisierten und polarisierten Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitte $\sigma^{\gamma g\to c\bar{c}}(\hat{s})$ und $\Delta\sigma^{\gamma g\to c\bar{c}}(\hat{s})$ [16], welche nur von $\hat{s}$ abhängen. Es ergibt sich:

$$A^{\text{exp}}(\nu) = P_S P_T f D(y) \frac{\int_S d\hat{s}\, \Delta\sigma^{\gamma g\to c\bar{c}}(\hat{s})\Delta g(\eta(\hat{s},\nu),\hat{s})}{\int_S d\hat{s}\, \sigma^{\gamma g\to c\bar{c}}(\hat{s}) g(\eta(\hat{s},\nu),\hat{s})} \tag{2.49}$$

$$\eta(\hat{s},\nu) \equiv \frac{\hat{s}}{2M\nu} \qquad S \equiv (4m_c^2, 2M\nu) \tag{2.50}$$

Dabei wurde als relevante Energieskala für die Eingangs erwähnten QCD-Korrekturen $g(\eta) \to g(\eta,\hat{s})$ die Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ des Photon-Gluon Systems benutzt. Die Integration über $\hat{s}$ ist notwendig, weil in der Definition Gl. 2.46 von $A^{\text{exp}}(\nu)$ die Impulse der entstandenen Quarks nicht berücksichtigt werden, da diese i.a. nicht beide gleichzeitig bekannt sind. Es wird mit dieser Methode deswegen nicht direkt $\Delta g(\eta, s)$ bestimmt, sondern der Ausdruck in Gl. 2.49. Dies gilt für die Open-Charm-Methode; Bei Benutzung der High-P_T Methode läßt sich im Prinzip η bestimmen. Der die Aufteilung in η-Bins limitierende Faktor ist hier die Statistik. Für eine detailliertere Beschreibung sei verwiesen auf [13, 14].

2.3 Kinematik der Zweikörperzerfälle

Im Folgenden soll die für die Analysen von Zweikörperzerfällen in Kap. 6 benötigte Kinematik beschrieben werden. Ein Teilchen der Masse M zerfalle in 2 Teilchen der Massen m_1 und m_2 mit Impulsen $\vec{p_1}$, $\vec{p_2}$. Im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens ist der Impuls der entstehenden Teilchen eine Konstante, wie man leicht ausrechnet: Wegen Impulserhaltung gilt $\vec{p_1} = -\vec{p_2}$ und aus der Energieerhaltung folgt

$$M = \sqrt{m_1^2 + p^2} + \sqrt{m_2^2 + p^2} \qquad p = |\vec{p_1}| = |\vec{p_2}| \tag{2.51}$$

und weiter

$$m_2^2 + p^2 = \left(M - \sqrt{m_1^2 + p^2}\right)^2 = M^2 - 2M\sqrt{m_1^2 + p^2} + m_1^2 + p^2 \tag{2.52}$$

$$E_1 = \sqrt{m_1^2 + p^2} = \frac{1}{2M}\left(M^2 - m_2^2 + m_1^2\right) \tag{2.53}$$

$$E_2 = \sqrt{m_2^2 + p^2} = \frac{1}{2M}\left(M^2 - m_1^2 + m_2^2\right) \tag{2.54}$$

$$p = \sqrt{E_2^2 - m_2^2} = \sqrt{E_1^2 - m_1^2} \tag{2.55}$$

Der einzige freie Parameter beim Zweikörperzerfall ist somit die antiparallele Flugrichtung der beiden entstehenden Teilchen. Aus dieser Tatsache resultieren einige nützliche Beziehungen im Laborsystem, wie im Folgenden beschrieben werden soll.

Legt man die z-Achse in Flugrichtung des zerfallenden Teilchens und gilt in dessen Ruhesystem $\vec{p_1} = (p\sin\theta, 0, p\cos\theta)$, letzteres nach entsprechender Wahl der x-Achse, ergibt sich durch einen Boost ins Laborsystem:

$$\begin{aligned}
\vec{p}_{1L} &= (p_1^x, 0, \gamma(p_1^z + \beta E_1)) = (p\sin\theta, 0, \gamma p\cos\theta + \gamma\beta E_1) \\
\vec{p}_{2L} &= (p_2^x, 0, \gamma(p_2^z + \beta E_2)) = (-p\sin\theta, 0, -\gamma p\cos\theta + \gamma\beta E_2) \qquad (2.56)
\end{aligned}$$

Mit

$$\begin{aligned}
\alpha &\equiv \frac{p_{1L}^z - p_{2L}^z}{p_{1L}^z + p_{2L}^z} && (2.57)\\
&= \frac{\gamma(p\cos\theta + \beta E_1) - \gamma(-p\cos\theta + \beta E_2)}{\gamma(p\cos\theta + \beta E_1) + \gamma(-p\cos\theta + \beta E_2)} && (2.58)\\
&= \frac{2p\cos\theta + \beta(E_1 - E_2)}{\beta(E_1 + E_2)} && (2.59)\\
&= \frac{2p\cos\theta + \beta(m_1^2 - m_2^2)/M}{\beta M} && (2.60)
\end{aligned}$$

gilt somit:

$$\alpha - \alpha_0 = \frac{2p}{\beta M}\cos\theta \equiv \frac{R_\alpha}{\beta}\cos\theta \qquad \alpha_0 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2} \qquad (2.61)$$

Für den Impuls der entstandenen Teilchen transversal zur Flugbahn des zerfallenen Teilchens gilt

$$p_T = |p_{2L}^x| = p|\sin\theta| \qquad (2.62)$$

Falls $\beta \approx 1$ liegen die beiden Größen α und p_T somit auf einer Ellipse, deren Parameter nur von m_1, m_2 und M abhängen. Beide Größen lassen sich im Experiment außerdem ohne Kenntnis der Massen der beiden Teilchen aus deren Impulsen bestimmen. Die Auftragung der Anzahl der Zerfälle über α und p_T nennt man Armenteros-Diagramm; Man kann darin für die aufgetretenen Zweikörperzerfälle die entsprechenden Ellipsen erkennen.

Auch die Verteilung von p_T alleine erlaubt Rückschlüsse auf die aufgetretenen Zerfälle: Für spinlose oder unpolarisierte Teilchen ist im Schwerpunktsystem die Flugrichtung für die Zerfallsprodukte gleichverteilt über den Raumwinkel $d\Omega = d(\cos\theta)d\phi$. Es gilt:

$$\begin{aligned}
\hat{p}_T &\equiv \frac{p_T}{p} = |\sin\theta| = \sqrt{1 - cos^2\theta} && (2.63)\\
cos\theta &= \sqrt{1 - \hat{p}_T^2} && (2.64)\\
\frac{d(\cos\theta)}{d\hat{p}_T} &= \frac{\hat{p}_T}{\sqrt{1 - \hat{p}_T^2}} && (2.65)
\end{aligned}$$

Bei $p_T = p$ ist daher ein scharfer Peak in der Verteilung von p_T zu erwarten, das sogenannte Jacobische Maximum.

Kapitel 3

Das COMPASS-Experiment

Bei COMPASS handelt es sich um ein Hochenergie-Experiment mit festem Target am Super Proton Synchroton (SPS) Beschleuniger des CERN. Hauptziel der COMPASS Kollaboration ist die Bestimmung der Gluonbeiträge zum Neutron- und Proton-Spin, $\Delta G/G$. Desweiteren sind Beiträge auf dem Gebiet der semi-inklusiven tief inelastischen Streuung vorgesehen. Untersucht werden sollen im einzelnen die Flavour-spezifischen polarisierten Quark-Verteilungsfunktionen Δq, die transversale Strukturfunktion h_1 sowie die See-Quark Polarisation, letztere anhand der Polarisation erzeugter Λ-Baryonen. Nach Abschluß der obigen Untersuchungen ist ferner ein Programm zur Hadron-Spektroskopie geplant.

Von Juli bis Oktober 2001 wurden erste Daten aufgenommen. In der nachfolgenden Pause zwischen den zugeteilten Strahlzeiten konnte der Aufbau wesentlich verbessert werden, worauf von Mai bis September 2002 eine weitere Strahlzeit folgte.

3.1 Aufbau

Im Folgenden werden die wesentlichen Komponenten des Experimentes kurz vorgestellt, wobei auf den in dieser Arbeit behandelten RICH-Detektor, sowie auf das Triggersystem ausführlicher eingegangen wird.

Der Strahl

Es wird ein Strahl aus positiven Myonen mit einer Energie von 160 GeV verwendet. Dieser entsteht aus einem sekundären Strahl von Pionen und Kaonen durch deren Zerfall. Auf diese Art produzierte Myonen sind automatisch in Flugrichtung polarisiert, ihr Polarisationsgrad beträgt bei COMPASS ca. 76%. Die mittlere[1] Strahlintensität beträgt im Normalbetrieb $1,3 \cdot 10^7$ Myonen/s. Die hohe Intensität wird benötigt, um eine ausreichende Statistik für die PGF-Untersuchungen zu erhalten.

[1]Der Strahl ist zyklisch, ein Zyklus besteht aus 4,8 s Strahl und 12 s Pause

Strahlrekonstruktion

Um den Impuls der Strahlteilchen vor dem Target zu bestimmen, wird einer der in der Strahlzuführung des Experimentes installierten Umlenkmagneten zusammen mit jeweils zwei davor und dahinter platzierten Ebenen von Szintillations-Zählern als Spektrometer benutzt. Um Position und Flugrichtung zu bestimmen, sind vor dem Target Spurdetektoren (Szintillierende Fasern und Siliziumstreifenzähler) installiert. Eine detaillierte Beschreibung wird in [17] gegeben.

Das Target

Zur Bestimmung der Gluonpolarisation Δg wird sowohl ein polarisierter Strahl als auch ein Target mit longitudinal polarisierten Nukleonen benötigt. Um Letzteres zu verwirklichen, wird die sogenannte dynamische Nukleon-Polarisierung (DNP) verwendet. Bei dieser überträgt man die Polarisation der Elektronenhüllen mittels Mikrowelleneinstrahlung auf die Nukleonen. Dabei werden tiefe Temperaturen (200-300 mK) und ein starkes longitudinales Magnetfeld benötigt. Letzteres ($B = 2,5\ T$) wird von einem supraleitenden Solenoidmagneten erzeugt, welcher den Akzeptanzbereich des Experiments auf ca. 70 mrad einschränkt. Als Targetmaterial findet zur Zeit ^6LiD Verwendung. Der ^6Li-Kern wird als gebundenes System eines α-Teilchens, eines Protons und eines Neutrons betrachtet [18]. Das α-Teilchen hat Spin-0 und ist daher nicht polarisierbar. Bei ^6LiD handelt es sich effektiv um ein Deuterium-Target. Ebenfalls geplant ist die Verwendung von NH_3 als Proton-Target. Um systematische Fehler zu reduzieren, besteht das Target aus zwei Hälften mit entgegengesetzter Polarisation. Da die Akzeptanz des Magneten in Strahlrichtung zunimmt, wird die Polarisation drei mal pro Tag umgekehrt. Dazu wird mit Hilfe eines zusätzlichen Dipolfeldes das Magnetfeld langsam gedreht. Es ist ebenfalls möglich die dabei durchlaufene transversale Polarisationsrichtung beizubehalten.

Das Spektrometer

Um einen großen Impulsbereich abzudecken, wird ein zweistufiges Spektrometer verwendet. Der erste Magnet hat ein Biegevermögen von ca. 1 Tm. Spuren mit geringem Impuls erfahren bereits in diesem eine zur Impulsbestimmung ausreichende Ablenkung. Die Impulse der hochenergetischen Teilchen werden mit Hilfe des zweiten Spektrometermagneten bestimmt, welcher ein Biegevermögen von 4,4 Tm besitzt. Insgesamt können so Impulse in einem Bereich von 1...200 GeV/c gemessen werden.

Spurrekonstruktion

Bei der Rekonstruktion der Spuren kommt eine ganze Reihe von Detektortypen zum Einsatz. Um die Regionen nahe am Strahl abzudecken werden hochauflösende Detektoren mit geringen Abmessungen benutzt. Im einzelnen sind dies Silizium-Streifenzähler, szintillierende Faser-Detektoren, MicroMeGas und GEMs. Zur Abdeckung der weiter vom Strahl entfernten Gebiete dienen Driftkammern, Straws und

Vieldrahtproportionalkammern. Die Anordnung der Detektoren ist in Abb. 3.1 dargestellt. Eine Übersicht ihrer Funktionsprinzipien findet sich in [19] und den dortigen Referenzen.

Kalorimeter

Um die Energie von Hadronen zu bestimmen, werden zwei hadronische Kalorimeter benutzt, eines für den kleinen Winkelbereich und eines für den großen. Damit hochenergetische Partikel in die zweite Spektrometerstufe gelangen können, verfügt das erste Kalorimeter über eine Öffnung. Dies ist auch beim Zweiten der Fall, wobei hier der Grund die Vermeidung von durch den Myonstrahl erzeugten Teilchenschauern ist, welche die nachfolgenden Spurdetektoren zum Nachweis der gestreuten Myonen und das Triggersystem beeinträchtigen würden. Die Öffnungen erstrecken sich auch über die Akzeptanz des sogenannten „Inner-Triggers“, da eine Mehrfachstreuung der *gestreuten* Myonen an dieser Stelle seine Funktion beeinträchtigen würde. Da das Kalorimeter nicht zum Nachweis der Myonen dient, stört die Öffnung nicht.

Myon-Identifikation

Um die gestreuten Myonen als solche zu identifizieren, wird deren hohes Durchdringungsvermögen ausgenutzt: Am Ende der beiden Spektrometerstufen wurden Wände aus Stahl bzw. Beton platziert, welche andere Teilchensorten größtenteils absorbieren. Dahinter stehen weitere Spurdetektoren zum Nachweis der Myonen. Beide Myonfilter[2] verfügen aus den gleichen Gründen wie die Kalorimeter über Öffnungen. Innerhalb der Akzeptanz dieser Öffnungen ist daher eine Myon-Identifikation nur noch durch eine der „Inner-Trigger“-Ebenen möglich, welche ganz am Ende des Experiments unmittelbar hinter einem weiteren Absorber installiert ist.

Datenauslese

Um die mehr als 190 000 Kanäle des Experimentes bei angestrebten Triggerraten von bis zu 50 kHz auszulesen, wurde ein völlig neuartiges Datennahmesystem entwickelt. Bei diesem werden die Signale frühzeitig —meist unmittelbar am Detektor— digitalisiert und mehrere Kanäle zusammengefaßt. Die Formate zur Weiterleitung der Daten sind standardisiert, was den Aufbau einer modularen, baumartigen und leicht erweiterbaren Struktur ermöglicht. Zur weiteren Bündelung der Daten und als Zwischenspeicher zum Auffangen kurzzeitig erhöhter Datenraten wurde eine einheitliche Ausleseschnittstelle entwickelt, das sogenannte „CATCH“-Modul [19, 20]. Dieses fügt den Daten zusätzliche Informationen hinzu, insbesondere über eventuelle Funktionsfehler der angeschlossenen Ausleseelektronik.

[2] Je nach Definition schließt dieser Begriff auch die Detektoren vor und hinter der Wand mit ein; in dieser Arbeit ist damit nur die Wand selbst gemeint.

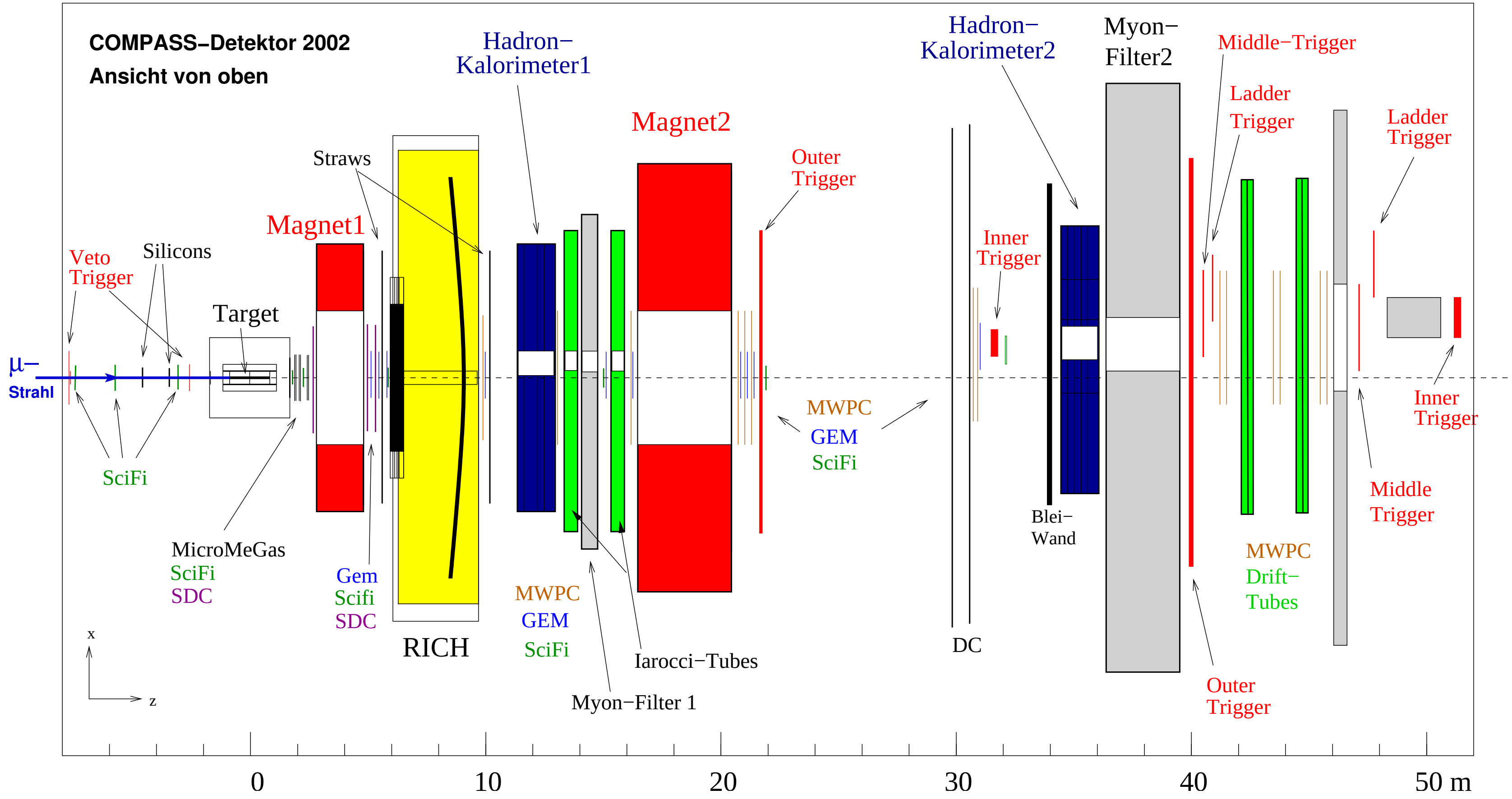


Abbildung 3.1: Horizontaler Schnitt durch das COMPASS Experiment. Abkürzungen: SciFi = szintillierende Fasern-Detektor, Silicon = Siliziumstreifenzähler,GEM = Gas Elektron Multiplier, MicroMeGas = Micromesh Gas Chamber, SDC = Saclay-Driftkammer, DC = Driftkammer, MWPC= Vieldrahtproportionalkammer. Die Skizze ist nicht maßstabsgetreu, insbesondere die Silicon- und SciFi-Detektoren sind übertrieben groß dargestellt.

3.1.1 Der Trigger

Das Triggersystem dient zur Selektion der folgenden Ereignis-Kategorien:

1. PGF-Ereignisse. Für diese wird ein gestreutes Myon mit Streuparametern $Q^2 \approx 0$ sowie $y \geq 0,2$ verlangt. Ersteres, weil der PGF-Wirkungsquerschnitt für $Q^2 \to 0$ stark ansteigt, und letzteres, um eine ausreichende Polarisation der virtuellen Photonen (siehe Kap. 2.2) zu gewährleisten. Um den physikalischen Untergrund durch Bremsstrahlung und $\mu - e$-Streuung zu unterdrücken, wird zusätzlich die Signatur mindestens eines Hadrons in mindestens einem der Kalorimeter benötigt.

2. DIS-Ereignisse. Es werden Ereignisse mit $Q^2 > 0,5\ GeV^2$ selektiert, da nur solche mittels Störungstheorie interpretierbar sind.

Um die Identifikation der Myonen zu realisieren, wird deren hohes Durchdringungsvermögen ausgenutzt, indem man die Triggerhodoskope hinter den Myonfiltern platziert. Es gibt vier Gruppen von Triggerhodoskopen: die sogenannten „Inner“- und „Ladder“-Trigger dienen ausschließlich dem Nachweis von PGF-Ereignissen. Sie dekken den Bereich $0 < Q^2 < 0,5\ GeV^2$ und $0,2 < y < 0,5$ (Inner) bzw. $0,5 < y < 0,9$ (Ladder) ab. Der „Middle“-Trigger reagiert sowohl auf PGF- als auch auf DIS-Ereignisse im Bereich $0,5 < Q^2 < 5\ GeV^2$ und $0 < y < 0,9$. Zum alleinigen Nachweis von DIS-Ereignissen mit $5 < Q^2 < 50\ GeV^2$ und $0 < y < 0,8$ dient der „Outer“-Trigger.

Um den Energieübertrag y auf das gestreute Myon zu bestimmen, wird dessen horizontale Ablenkung durch die beiden Spektrometermagneten benutzt. Inner- und Ladder-Trigger bestehen jeweils aus zwei Ebenen vertikaler Szintillatorstreifen an verschiedenen z-Positionen. Je nach Ablenkung werden verschiedene Paare von Streifen durchflogen. Eine Koinzidenzschaltung generiert aus den für den gewünschten y-Bereich erlaubten Kombinationen das Triggersignal (siehe Abb. 3.2). Dabei wird angenommen, daß das Myon aus dem Target stammt; für Halo-Myonen ergeben sich falsche y-Werte im Bereich um $y = 0$ (auch negative y).

Beim Inner- und Ladder-System ist Q^2 und damit auch der Streuwinkel minimal; die Separation der gestreuten Myonen von solchen aus dem Strahl wird erreicht durch den geforderten Energieverlust und die damit verbundene stärkere horizontale Ablenkung im Magnetfeld. Anders beim Middle- und Outer-Trigger: Hier wird kein Energieverlust gefordert, dafür ein gewisser Streuwinkel, was durch die geometrische Akzeptanz realisiert wird: beide Triggerhodoskope erstrecken sich ober und unterhalb des Strahls, der Outer-Trigger auch auf gleicher Höhe, aber weit von diesem entfernt.

Middle- und Outer-Trigger enthalten zwei Ebenen horizontaler Streifen. Diese ermöglichen eine Selektion von Teilchen, welche in der y-z-Ebene auf das Target zeigen. Der Middle Trigger enthält auch vertikale Streifen, welche zur Unterdrückung von Halo-Myonen dienen (siehe oben). Der Schnitt $y < 0,9$ kommt dadurch zustande, daß Myonen mit kleinerer Energie schon im ersten Spektrometermagneten zu stark abgelenkt werden.

Komplettiert wird der Trigger durch verschiedene Veto-Systeme, welche weiter vom Strahl entfernte Myonen und solche mit großen Winkeln zu diesem unterdrücken. Die Signale sämtlicher Trigger-Hodoskope werden nicht nur zur Erzeugung des Triggersignals verwendet, sondern auch in die normale Datenauslese miteinbezogen, so daß sie später bei der Datenanalyse zur Verfügung stehen. Eine ausführliche Beschreibung wird in [14, 21] gegeben.

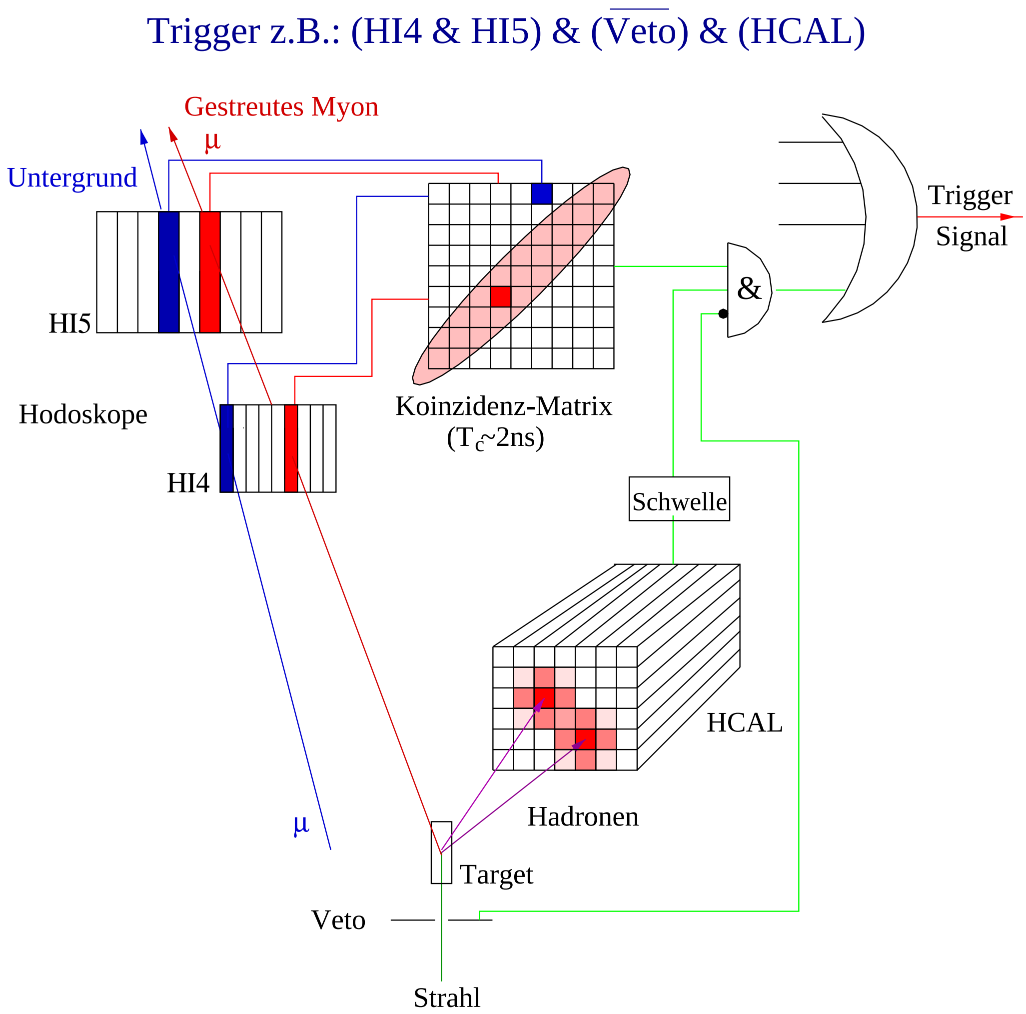


Abbildung 3.2: Arbeitsprinzip des Triggersystems am Beispiel des „Inner"-Triggers. Die zu den Myonen und Hadronen eingezeichneten Linien sollen die logischen Zusammenhänge veranschaulichen, sie sind keinesfalls geometrisch zu interpretieren. Insbesondere kann das „Untergrund-Myon" ein nicht gestreutes Myon aus dem Strahl sein. Es ist nur eines der benutzten Hadron-Kalorimeter (HCAL) eingezeichnet und die Middle-, Ladder- sowie Outer-Triggerhodoskope wurden weggelassen.

3.1.2 Der RICH-Detektor

Zum Nachweis der PGF-Ereignisse ist eine Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Protonen mit Impulsen bis ca. 60 GeV notwendig. Hierzu findet bei COMPASS ein RICH (Ring Imaging CHerenkov) Detektor Verwendung. RICH-Detektoren messen die Geschwindigkeit eines (geladenen) hochrelativistischen Teilchens mit Hilfe des von diesem ausgesandten Čerenkovlichtes. Für den Winkel θ der emittierten Čerenkov-Photonen relativ zur Flugbahn des Teilchens gilt:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n}\sqrt{1 + \frac{m^2}{P^2}} \tag{3.1}$$

Dabei bezeichnen β, P und m Geschwindigkeit, Impuls und Masse des Teilchens, n ist der Brechungsindex des benutzten Mediums. Ist zusätzlich der Impuls des Teilchens bekannt, läßt es sich identifizieren. Je größer die Massendifferenz zweier Teilchensorten ist, desto einfacher lassen sie sich unterscheiden. Für $P \to \infty$ nimmt der Winkel einen Maximalwert an:

$$\theta_M = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \tag{3.2}$$

Es wird daher mit wachsendem Impuls schwieriger Teilchensorten zu unterscheiden.

Um die Richtung der Čerenkov-Photonen zu bestimmen, benutzt man einen sphärischen Hohlspiegel, welcher parallel einfallende Strahlen in einem Punkt der Brennebene bündelt. Die Čerenkov-Photonen eines Teilchens werden auf einen Ring in der Brennebene abgebildet, dessen Radius R proportional zum Winkel θ der Photonen zur Flugbahn der Teilchen ist[3], genauer:

$$R = \theta \cdot f \qquad f = \text{Brennweite des Spiegels} \tag{3.3}$$

Zum Nachweis dieser Ringe sind in der Brennebene Photondetektoren mit zweidimensionaler Auslese platziert.

Beim COMPASS-RICH ist der Hohlspiegel horizontal in zwei Hälften geteilt, welche nach oben bzw. unten geneigt sind. Dadurch ist es möglich die Photondetektoren ober- bzw. unterhalb des Myonenstrahls und außerhalb des Akzeptanzbereichs der Spurdetektoren zu platzieren. Die Brennweite der Spiegel beträgt $f = 3,3$ m. Sie sind aus Segmenten zusammengesetzt, welche einzeln justiert werden müssen. Abb. 3.3 zeigt eine schematische Darstellung des RICH. Eine Röhre um den Myonstrahl soll verhindern, daß der RICH mit vom Strahl produzierten Čerenkov-Photonen überflutet wird. Der Halo des Strahls ist allerdings ausgedehnter als jenes Rohr, und erzeugt einen beachtlichen Photonenhintergrund.

Als Photondetektoren finden abgewandelte Vieldrahtproportionalkammern Verwendung, bei welchen eine in quadratische Segmente unterteilte CsI-Fläche als Kathode fungiert. Gleichzeitig dient das CsI zur Umwandlung der Čerenkov-Photonen

[3]Dies gilt nur näherungsweise, die sphärische Abberation zum Beispiel ist hier ein Störeffekt. Beim COMPASS-RICH sind solche Effekte aber klein.

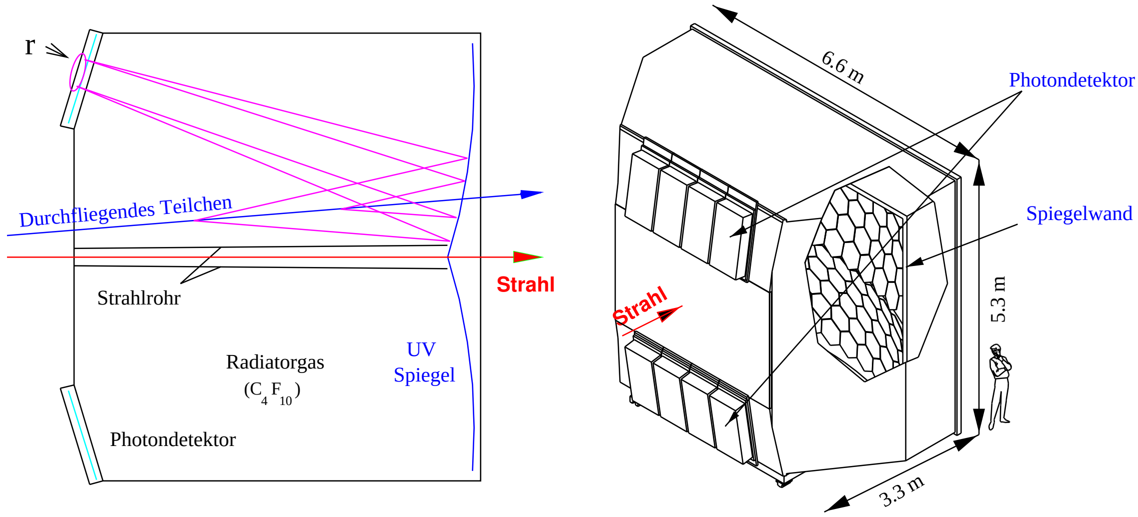


Abbildung 3.3: Aufbau des RICH-Detektors. Die Strahlröhre ist rechts nicht eingezeichnet.

in Photoelektronen, welche die Ladungslawine an den Anodendrähten auslösen. Die dabei entstehende Ionenwolke influenziert ein Ladungssignal am nächstgelegenen CsI-Segment, wo es nachgewiesen wird.

Die Photondetektoren sind oben und unten horizontal in jeweils vier unabhängige Module aufgeteilt und diese wiederum vertikal in zwei Submodule. Jedes Submodul verfügt über $72 \cdot 72 = 5184$ jeweils $8 \cdot 8\,\mathrm{mm}^2$ große CsI-Segmente. Insgesamt verfügt der RICH-Detektor über $288 \cdot 288 = 82944$ einzelne Kanäle. Um diese auszulesen dienen 192 sogenannte BORA-Module, welche jeweils $6 \cdot 72$ Kanäle abdecken. Gemessen wird die Menge der influenzierten Ladung zum Zeitpunkt des Eintreffens des Triggersignals. Diese Amplituden werden auf den BORA-Modulen digitalisiert und seriell an die CATCH-Module weitergeleitet, wobei nur Amplituden oberhalb eines einstellbaren Schwellenwertes berücksichtigt werden. Da die Auslese beim Eintreffen des Triggersignals stattfindet, darf dieses zeitlich nicht zu stark verzögert sein. Deswegen wird das Triggersignal nicht vom Standard-Triggerverteilersystem des Experiments bezogen, sondern über einen speziellen Signalweg mit besonders kurzer Laufzeit, dem sogenannten „Fast-Trigger“.

Als Medium zum Erzeugen des Čerenkov-Lichts kommt beim COMPASS-RICH eine Mischung aus C_4F_{10} und N_2 unter Atmosphärendruck zum Einsatz. Der Brechungsindex der Mischung ist:

$$\begin{aligned} n &= n_{N_2} * (1-p) + n_{C_4F_{10}} * p \qquad \text{p= Anteil } C_4F_{10} \\ n_{N_2} &= 1,000334 \qquad n_{C_4F_{10}} = 1,00153 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Die angegebenen Brechungsindizes sind bezogen auf 1 Bar, 20° Celsius und eine Photonen-Energie von 7 eV. Das nominelle Mischungsverhältnis beträgt $p = 97\%$. Für dieses werden etwa $N = 20$ nachgewiesene Photonen pro Teilchen erwartet, ansonsten gilt:

$$N \propto \sin^2(\theta_M) \approx 2(n-1) \tag{3.5}$$

Die Wellenlänge der effektiv nachweisbaren Čerenkov-Photonen liegt im UV-Bereich, weswegen das Gas keinerlei UV-absorbierenden Verunreinigungen (z.B. H_2O, O_2) enthalten sollte. Der Brechungsindex läßt sich auch aus dem maximalen Čerenkovwinkel (Gl. 3.2) bestimmen:

$$n = \frac{1}{\cos(\theta_M)} \tag{3.6}$$

Anschaulicher ist folgende, für $\theta_M < 50$ mrad auf 0,1 % genaue Näherung:

$$n - 1 \approx \frac{\theta_M^2}{2} \tag{3.7}$$

Eine detaillierte Beschreibung des RICH findet sich in [22].

3.2 Software

Ebenso wichtig wie der greifbare Teil des Experimentes ist die zur Verfügung stehende Software. In den folgenden Abschnitten werden drei für diese Arbeit intensiv genutzte Programme vorgestellt.

CORAL

steht für „COmpass Reconstruction and AnaLysis“ und dient zur Auswertung der Rohdaten, insbesondere zur Spurrekonstruktion, der Teilchenidentifikation mittels der RICH-Daten und der Zuordnung der im Kalorimeter deponierten Energien zu den Spuren. Statt der echten Daten können auch mittels der Monte-Carlo-Software COMGEANT erzeugte Ereignisse eingelesen werden. Der benutzerspezifische Teil der Auswertung erfolgt ebenfalls in CORAL, in einem vom Benutzer zu erstellenden Programmteil. Die von CORAL extrahierten Informationen können aber auch abgespeichert werden („DST-Daten“) und später statt der Rohdaten in CORAL eingelesen werden, so daß die rechenintensive Aufbereitung nur einmal stattfinden muß. Die Produktion der DST-Daten erfolgt normalerweise zentral, die Ergebnisse werden allgemein zugänglich gemacht.

COOOL

Mit dieser Software lassen sich nahezu alle detektornahen Informationen aus den Rohdaten in menschenfreundlicher Form darstellen, z.B. Strahlprofile, Häufigkeiten der verschiedenen Trigger, Driftspektren und ähnliches. Dies geschieht entweder online während der Datennahme, oder anhand der gespeicherten Daten. Dieses Programm wird, wie auch das folgende, zur ständigen Überwachung des Experimentes benutzt.

MurphyTV

entstand im dieser Arbeit vorangehenden Hauptpraktikum und dient zum Aufspüren von Fehlern bei der Datenauslese unter alleiniger Verwendung der aufgenommenen Daten. Dazu werden bestimmte redundante Teile der Daten auf Konsistenz überprüft sowie nach speziellen Markierungen gesucht, welche die intelligente Auslese-Elektronik bei Fehlfunktionen den Daten hinzufügt. Die Anzeige der Fehler erfolgt in einer grafischen Benutzeroberfläche, es gibt aber auch eine kommandozeilenorientierte Version namens „errorDumpAll". Die Algorithmen zur Fehlersuche sind ausgelagert und werden z.B. von CORAL mitbenutzt.

Kapitel 4

T0-Kalibration der Trigger-Hodoskope

In der Einarbeitungsphase dieser Arbeit wurde eine sogenannte T0-Kalibration der Triggerhodoskope vorgenommen. Unter T0-Kalibration ist folgendes zu verstehen:
Bei vielen der verwendeten Detektoren werden durch die Ausleseelektronik die Zeitpunkte der nachgewiesenen Treffer gemessen und in die Daten geschrieben. Zeiten werden generell anhand eines experimentweit verteilten Zeitsignals bestimmt. Der Zeitpunkt des Triggersignals, T_T, wird ebenfalls aufgezeichnet. Wird nun in Kanal X von Detektor Y zur dort gemessenen Zeit T_{XY} ein Teilchen registriert, welches vom selben Ereignis herrührt wie der ausgelöste Trigger, so gilt:

$$T_{XY} = T_T + T^0_{XY}$$

Der Offset T^0_{XY} ergibt sich aus den verschiedenen Laufzeiten der Trigger- und Zeitsignale, verschiedenen elektronischen Verzögerungen sowie den Flugzeiten der Teilchen. Letztere hängen nur von der Position von XY ab, da für die meisten Teilchen $v \approx c$ gilt. Um T^0_{XY} zu bestimmen, nimmt man die Verteilung von $T_{XY} - T_T$ auf. Da die meisten nachgewiesenen Teilchen mit dem Trigger-Ereignis korreliert sind, ergibt sich ein ausgeprägtes Maximum bei T^0_{XY}, im Folgenden T0-Peak genannt.

Die Signale der Triggerhodoskope werden nicht nur an die zur Erzeugung des Triggersignals benutzte Triggerlogik weitergeleitet, sondern ebenfalls an Ausleseelektronik zur Zeitmessung. Daher steht bei der Datenanalyse die Information zur Verfügung, welches Triggerelement zu welchem Zeitpunkt einen Treffer gemeldet hat. Um die gemessenen Zeiten interpretierbar zu machen, ist eine T0-Kalibration der Trigger-Hodoskope notwendig.

Im einzelnen wurden die vertikalen Elemente der Inner-, Middle- und Ladder-Trigger kalibriert, was eine Gesamtzahl von 272 Kanälen ergibt. Um die zeitliche Stabilität zu überprüfen, wurde die Analyse für 13 verschiedene Physik-Runs im Zeitraum 12.10. 2001 - 23.10. 2001 durchgeführt. Dabei wurden ca. 200000 Ereignisse des jeweiligen Runs benutzt.

Die oben beschriebenen Zeitspektren, insgesamt $272 \cdot 13 = 3536$ Stück, wurden automatisch mit einer Gausskurve gefittet, die resultierenden Ergebnisse wurden ein-

Hodoskop	σT^0 /F1-Bins			RMS T^0 /F1-Bins			Tote Kanäle
	Mittel	Min	Max	Mittel	Min	Max	
HI04X1_u	3,18	2,33	6,14	0,42	0,33	0,89	Nr. 31
HI04X1_d	3,90	2,45	6,65	0,70	0,32	1,22	-
HI05X1_u	3,50	2,80	4,09	0,36	0,27	0,51	-
HI05X1_d	4,35	3,08	6,46	0,73	0,26	1,99	-
HL04X1_m	4,82	3,03	11,78	1,53	0,38	4,76	Nr. 7 & 28
HL05X1_m	3,17	1,64	4,82	0,38	0,32	0,53	Nr. 31
HM04X1_u	6,10	4,73	8,54	0,60	0,39	1,07	-
HM04X1_d	6,30	4,75	9,83	0,71	0,38	1,17	-
HM05X1_u	5,72	3,68	10,00	0,78	0,27	1,37	-
HM05X1_d	6,74	3,62	13,38	1,21	0,40	2,98	-

Tabelle 4.1: Langzeitverhalten und Breite der T0-Peaks der verschiedenen Triggersysteme. RMS T^0 bezeichnet die quadratisch gemittelte Abweichung der T0-Konstanten vom zeitlichen Mittel, σT^0 die Breite der gefitteten Gaußkurven. Von den Werten der verschiedenen Kanäle sind nur die Besten (Min), Schlechtesten (Max) sowie der Mittelwert angegeben. Ein „F1-Bin" = 0.128923 ns ist die kleinste Zeiteinheit der Ausleseelektronik.

zeln begutachtet und nötigenfalls von Hand erneut gefittet, wenn das automatische Verfahren nicht konvergierte.

Die sich ergebende Langzeitstabilität der Triggerzeitspektren ist hervorragend, wie sich Tabelle 4.1 entnehmen läßt, in der die quadratisch gemittelten Abweichungen der T0-Konstanten vom zeitlichen Durchschnitt für die verschiedenen Trigger zusammengestellt sind. Dort sind ebenfalls einzelne Kanäle angegeben, welche kein oder ein verrauschtes Signal erzeugten, insgesamt 4 aus 272. Die Formen der Zeitspektren weisen keine nennenswerten Auffälligkeiten auf, außer für einen einzelnen Kanal, bei dem sich ein ausgeprägter Doppelpeak (siehe Anhang A) ergab.

Um ein Maß für die Zeitauflösung des Triggersystems zu erhalten, wurde ebenfalls die Breite der T0-Peaks untersucht. Diese ergibt sich durch die Beiträge zweier Szenarios:

- Das Triggersignal wurde vom Signal des untersuchten Triggerelementes ausgelöst. In diesem Fall ergibt sich die Streuung der gemessenen Zeiten allein aus der Streuung der elektronischen Signallaufzeiten in den entsprechenden Kanälen von Ausleseelektronik & Triggerlogik.

- Das Triggersignal wurde von einem beliebigen anderen Triggerelement ausgelöst. Hier hängt die Streuung zusätzlich von den Zeitauflösungen des untersuchten und des auslösenden Hodoskopes ab sowie von der Variation der Signallaufzeiten zwischen den verschiedenen Kanälen.

Auch die so erhaltenen Zeitauflösungen entsprachen den angestrebten Werten, eine Übersicht findet sich in Tabelle 4.1.

Kapitel 5

Untersuchung der RICH-Daten

Ein großer Anteil dieser Arbeit widmet sich der Untersuchung der durch den RICH-Detektor produzierten Daten, welche essentiell für die Suche nach PGF-Ereignissen sind. Dazu wurden neue Verfahren zur Analyse der Datenqualität entwickelt, welche während der Strahlzeit 2002 für die Überwachung und Optimierung des RICH-Detektors eingesetzt wurden. Die hier beschriebenen Untersuchungen bewegen sich größtenteils auf Detektorniveau; erst nach Ende der Datennahme 2002 war der RICH-Detektor ausreichend verstanden, um ihn für physikalische Analysen einsetzen zu können. Der ursprüngliche Grund für die Entwicklung der besagten Analyseverfahren war die Suche nach der Ursache einiger Probleme mit den 2001-Daten des RICH, was im folgenden Kapitel beschrieben wird. In den Kapiteln 5.2 bis 5.6 sind die Untersuchungen der 2002-Daten beschrieben; Höhepunkt ist der erste Nachweis von Kaonen vermittels des RICH in Kap. 5.7.

5.1 Untersuchungen der 2001-Daten

Nach Ende der Strahlzeit 2001 gab es bei der Analyse der RICH-Daten noch schwerwiegende Probleme. Zum einen lieferte die Software zur Ringrekonstruktion für die obere Detektorhälfte keine Ergebnisse. Zum anderen war in der unteren Hälfte die Anzahl Photonen pro rekonstruiertem Ring geringer und die Winkelauflösung schlechter als erwartet [23]. Ursache für die geringe Photonenausbeute war, wie man später feststellte, eine Verunreinigung des Gases mit Wasserdampf und Sauerstoff, welche zu einer Absorption der ultravioletten Čerenkov-Photonen führte [24].

Betrachtet man lediglich die Verteilung der nachgewiesenen Photonen, so sind keine Unterschiede feststellbar welche das Scheitern der Ringrekonstruktion in der oberen Hälfte erklären könnten. Insbesondere läßt sich in beiden Hälften die ringförmige Häufung der Photonen erkennen, welche durch die immer mit hohem Impuls parallel zum Strahl fliegenden Myonen im Strahl-Halo hervorgerufen wird. Als Ursache für das fehlende Signal kam unter anderem Folgendes in Frage:

1. Fehler bei der Datenauslese.

2. Entmischung des Gases, so daß sich in der unteren Hälfte vorwiegend C_4F_{10} und in der oberen N_2 befindet.

3. Fehler in der Software.

4. Fehler bei der Beschreibung der Detektorgeometrie.

Diese Fehlerquellen wurden eingehend untersucht, wie in den folgenden Sektionen beschrieben wird.

5.1.1 Vorbereitende Untersuchungen

Suche nach Fehlern bei der Datenauslese

Einer der bei der Datenauslese möglichen Fehler hat zur Folge, daß die Daten den falschen Ereignissen zugeordnet werden. Dadurch geht die für die Ringrekonstruktion unabdingbare Zuordnung der detektierten Photonen zu den rekonstruierten Spuren verloren ohne daß sich die Verteilung der nachgewiesenen Photonen dabei ändert. Dieser Auslesefehler und die meisten anderen bekannten Arten konnten jedoch weitestgehend ausgeschlossen werden. Dazu wurden die Daten der Runs 13104 & 13105, für welche man die Ergebnisse der Ringrekonstruktion am genauesten studiert hatte [23], mit dem Programm errorDumpAll (siehe Kap. 3.2) untersucht. Dabei ergab sich folgendes:

1. In ca. 0,05 % der Ereignisse wurden den Daten eines bestimmten BORA-Moduls von diesem falsche Ereignisnummern zugeordnet.

2. Fünf BORA-Module senden gar keine Daten. Davon befindet sich eines in der für die Analyse relevanten zentralen Region, und zwar in der unteren Detektorhälfte (siehe Abb 5.4)

3. Bei den Straw-, MicroMeGas- und MWPC-Detektoren gibt es in einzelnen Ereignissen der beiden Runs Diskrepanzen bei den von verschiedenen Auslesemodulen gemessenen Triggerzeitpunkten.

Diese Fehler kommen als Ursache für das fehlende Signal nicht in Frage; 1 und 3 sind zu selten und 2 betrifft nicht die relevante Region.

Eine weitere Fehlerquelle welche ausgeschlossen werden konnte ist die irrtümliche Verwendung des normalen Triggersignals anstelle des „Fast-Triggers“ durch diejenigen CATCH-Module, an welche die BORA-Module angeschlossen sind. In diesem Fall würde die betroffene Region des RICH nur Photonen nachweisen, die zeitlich zu weit vom Triggerereignis entfernt sind, d.h nicht die von den zu identifizierenden Teilchen stammenden. Die CATCH-Module schreiben in die Daten, welches der beiden Triggersignale sie verwenden. Den oben überprüften Daten zufolge war immer der „Fast-Trigger“ benutzt worden.

Suche nach Software-Fehlern

Da ein Software-Fehler als die wahrscheinlichste Ursache für das Scheitern der Ringrekonstruktion erschien, wurden rund 100 Seiten Quellcode studiert, mit besonderem Augenmerk auf Unterschiede in der Behandlung der beiden Hälften. Es wurde dabei lediglich ein harmloser Fehler gefunden: Beim Clustering (dem Zusammenfassen von mehreren benachbarten Treffern) wurde ungerechtfertigterweise angenommen, daß die Daten von den einzelnen Detektorpixeln in einer der Detektorgeometrie entsprechenden Reihenfolge in der entsprechenden Liste stehen. Da das Clustering aber nicht unbedingt benötigt wird und die Resultate ohne Clustering sich nicht wesentlich von denen mit unterschieden, kommt dies als Fehlerursache ebenfalls nicht in Frage.

5.1.2 Neues Verfahren zur Qualitätskontrolle

Das Verfahren zur Ringrekonstruktion ist relativ komplex, es ist daher schwer abzuschätzen wie sich ein bestimmter Fehler auswirkt. Insbesondere gibt es dort viele Parameter, die erst noch an die echten Daten angepasst werden müssen. Zur Fehlersuche ist das Verfahren daher ungeeignet. Benötigt wird eine Testroutine, die folgende Kriterien erfüllt:

- Sie darf nicht auf eine gute Datenqualität angewiesen sein. Wegen der höheren Photonenabsorption 2001 soll sie insbesondere mit wenigen Photonen pro Teilchen auskommen.
- Die Ergebnisse sollen einfach zu interpretieren sein.
- Um Programmierfehler zu vermeiden soll sie einfach sein und dabei so unabhängig wie möglich von der existierenden Software.

Das resultierende Verfahren ist (definitionsgemäß) sehr einfach: Für jede rekonstruierte Spur berechne man den Mittelpunkt des Ringes in der Photondetektorebene, auf welchen der Spiegel die Čerenkovkegel des entsprechenden Teilchens abbildet. Diesen erhält man indem man die Teilchenspur wie einen Lichtstrahl am Spiegel reflektiert. Im Folgenden wird er als Spurprojektion bezeichnet. In den meisten Ereignissen gibt es mehrere Spuren welche den RICH durchqueren. Für jedes nachgewiesene Photon[1] berechne man die Abstände in der Ebene des Photondetektors zu jeder Spurprojektion. Diese fülle man in ein Histogramm. Aufgrund der Abbildungseigenschaften des Spiegels sind die so gewonnenen Abstände proportional zum Winkel zwischen Photon und jeweiliger Spur. Die meisten dieser Winkel sind zufällig und ergeben im Histogramm eine Hintergrundverteilung. Der Winkel zu derjenigen Spur aus dessen Čerenkovkegel ein Photon tatsächlich stammt ist der Čerenkovwinkel und somit abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens. Selektiert man nur Spuren

[1] Genauer für jedes Detektorpixel in dem ein Treffer nachgewiesen wurde. Es wird hier nicht versucht, benachbarte Treffer zusammenzufassen. Außerdem bleibt die gemessene Amplitude vorerst unberücksichtigt.

mit großem Impuls nimmt der zugehörige Čerenkovwinkel immer den Maximalwert an, wodurch sich ein scharfer Peak im obigen Histogramm ergeben sollte. Ohne diese Selektion ist ein Ausläufer hin zu kleineren Winkeln zu erwarten, aber immer noch ein abrupter Abfall beim Maximalwinkel. Es werden generell nur Spuren von Teilchen verwendet, welche sowohl vor als auch hinter dem RICH nachgewiesen wurden, und deren Impuls bekannt ist. Da der RICH zweigeteilt ist, werden für die obere Hälfte nur Spuren verwendet welche aufwärts zeigen und deren y-Position in der Mitte des RICH größer Null ist; analog für die untere Hälfte. Dies stellt sicher, daß nur Spuren verwendet werden deren Čerenkovkegel wenigstens teilweise auf die oberen Detektoren abgebildet wird. Das Kriterium ist bewußt einfach gehalten; eine genaue Behandlung der nur teilweise auf einen Detektor abgebildeten Čerenkovkegel brächte hier mehr Komplikationen als Nutzen. Benötigt wird hingegen ein Verfahren zur Bestimmung der obigen Hintergrundverteilung. Benutzt wurden die Folgenden:

- Horizontale Spiegelung aller Spuren vor Gebrauch. Spurprojektionen auf der linken Seite werden auf die rechte abgebildet und sind mit den dortigen Photonen nicht korreliert. Vorteil: Einfachheit. Nachteile: Funktioniert nur bei horizontaler Symmetrie der Daten[2] und Spuren in der Mitte dürfen nicht verwendet werden.

- Die „Monte-Carlo“-Methode (MC): Positionen von Photonen und Spurprojektionen werden gemäß deren gemessener Verteilungen in großer Anzahl zufällig generiert und die Verteilung ihrer Abstände aufgezeichnet.

- Ersetzen der Spurprojektionen, aber nicht der Photonen, durch gemäß der gemessenen Verteilung zufällig generierte. Dies ist äquivalent zur vorherigen Methode. Die Implementierung am Computer ist aber ganz anders, weswegen sie zu Testzwecken beibehalten wurde.

- Die „Delay-Methode“: Verwenden von Spuren, die zu einem anderen Ereignis gehören als die jeweiligen Photonen. Konkret wurde das in der jeweiligen Datei vorangehende Ereignis benutzt.

Für die Daten von 2001 kamen nur die beiden Ersten zum Einsatz, die anderen entstanden später. Alle Methoden haben das Problem, daß sich die meisten Spuren bei kleinen Winkeln konzentrieren[3], wie Abb. 5.1 zeigt. Die Winkel der Spuren sind daher stark korreliert und somit auch die Winkel zwischen einer Spur und den Čerenkov-Photonen einer anderen Spur. Der Untergrund hat also einen Peak genau dort, wo auch das Signal ist. Dessen Breite ist durch die Größe des Gebiets gegeben, in welchem sich die Spuren konzentrieren. Die Myonen aus dem Halo des Strahls haben ebenfalls kleine Winkel und vergrößern den Untergrund beträchtlich.

[2]Diese ist nur näherungsweise gegeben, da der RICH sich hinter dem ersten Spektrometermagnet befindet.

[3]Die physikalisch interessanten Spuren, z.B. eines D^0-Zerfalls, überdecken die gesamte Akzeptanz; sie sind aber seltener.

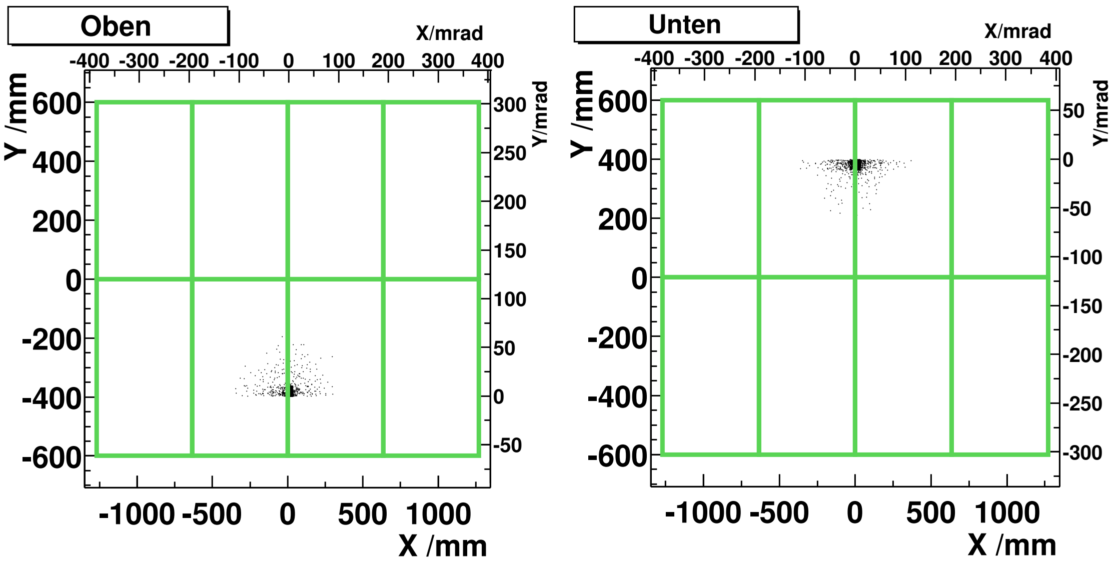


Abbildung 5.1: Verteilung der Spurprojektionen für run12788 (2001). Die Linien markieren die Ränder der Photondetektoren. Die zusätzlichen Winkelskalen geben die den Abständen der Spurprojektionen in der Detektorebene entsprechenden Winkel zwischen den Spuren an; als Nullpunkt wurde die z-Richtung gewählt.

Ihre Spuren dagegen werden aufgrund ihrer räumlichen Verteilung und fehlender zeitlicher Korrelation mit dem Triggersignal selten rekonstruiert.

Abb. 5.2 zeigt die erste aus 2001-Daten gewonnene Verteilung, welche aus obigen Gründen unbrauchbar ist. Um diese Probleme zu umgehen, wurden im nächsten Schritt Spuren mit kleinen Winkeln ignoriert. Als Abschneidewinkel wurden 20 mrad gewählt. Größere Werte brachten keinen Gewinn, reduzieren aber die Statistik. Abb. 5.3 zeigt das Resultat. In der unteren Hälfte ist ein deutliches Signal zu erkennen, in der oberen dagegen nicht. Wie die zwei Höcker in der Hintergrundverteilung zustande kommen, ist aus der Verteilung der Photonen und Spurprojektionen in Abb. 5.4 nicht unmittelbar ersichtlich, aber der mit der MC-Methode berechnete Untergrund in Abb. 5.3 stimmt gut mit dem Signal überein. Das Signal liegt bei ca. 46 mrad. Für das angenommene Mischungsverhältnis von $C_4F_{10} : N_2 = 50 : 50$ ergibt sich $\theta_M = 43$ mrad. Bei einer Entmischung des Gases und einem C_4F_{10}-See in der unteren Hälfte ergäben sich ca. 55 mrad, was dies als Ursache für das fehlende Signal unwahrscheinlich macht. Die wahre Ursache ist immer noch ein Rätsel, aber sobald die ersten Daten der Strahlzeit 2002 verfügbar waren, wurde die Fehlersuche zugunsten der Analyse der neuen Daten aufgegeben.

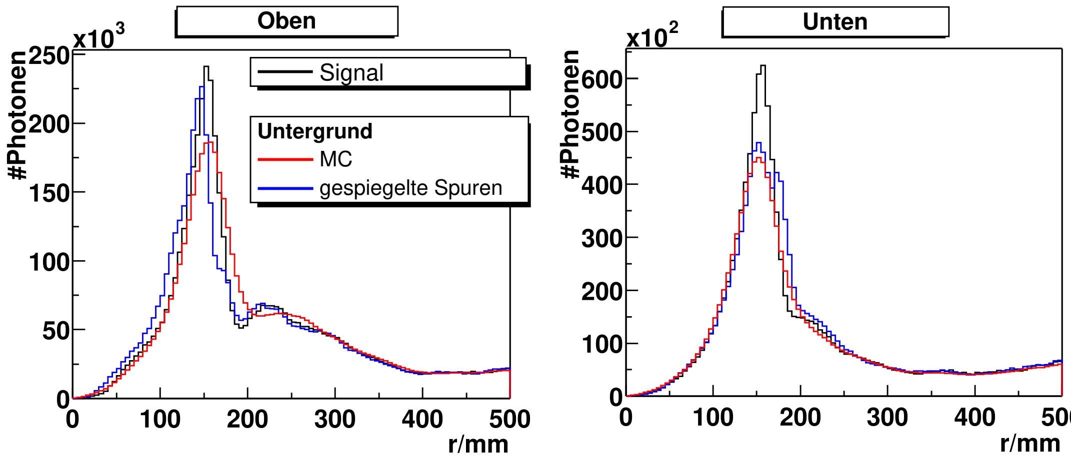


Abbildung 5.2: Verteilung der Abstände zwischen Photonen und Spurprojektionen, für 2001-Daten, ohne Cuts. Die Beschriftung „#Photonen“ ist unpräzise, zu jedem Photon werden die Abstände zu allen Spurprojektionen des gleichen Ereignisses eingetragen.

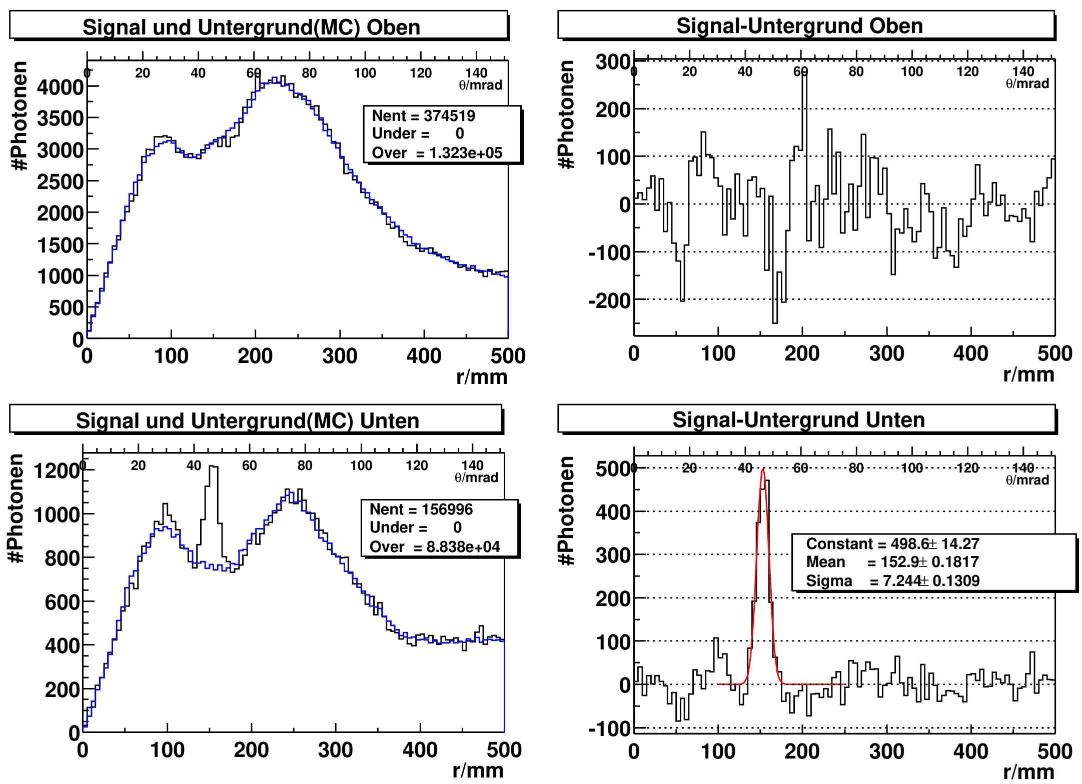


Abbildung 5.3: Signal für Spuren mit $\vartheta > 20$ mrad für 2001-Daten. Die blaue Linie ist der Untergrund nach der MC Methode.

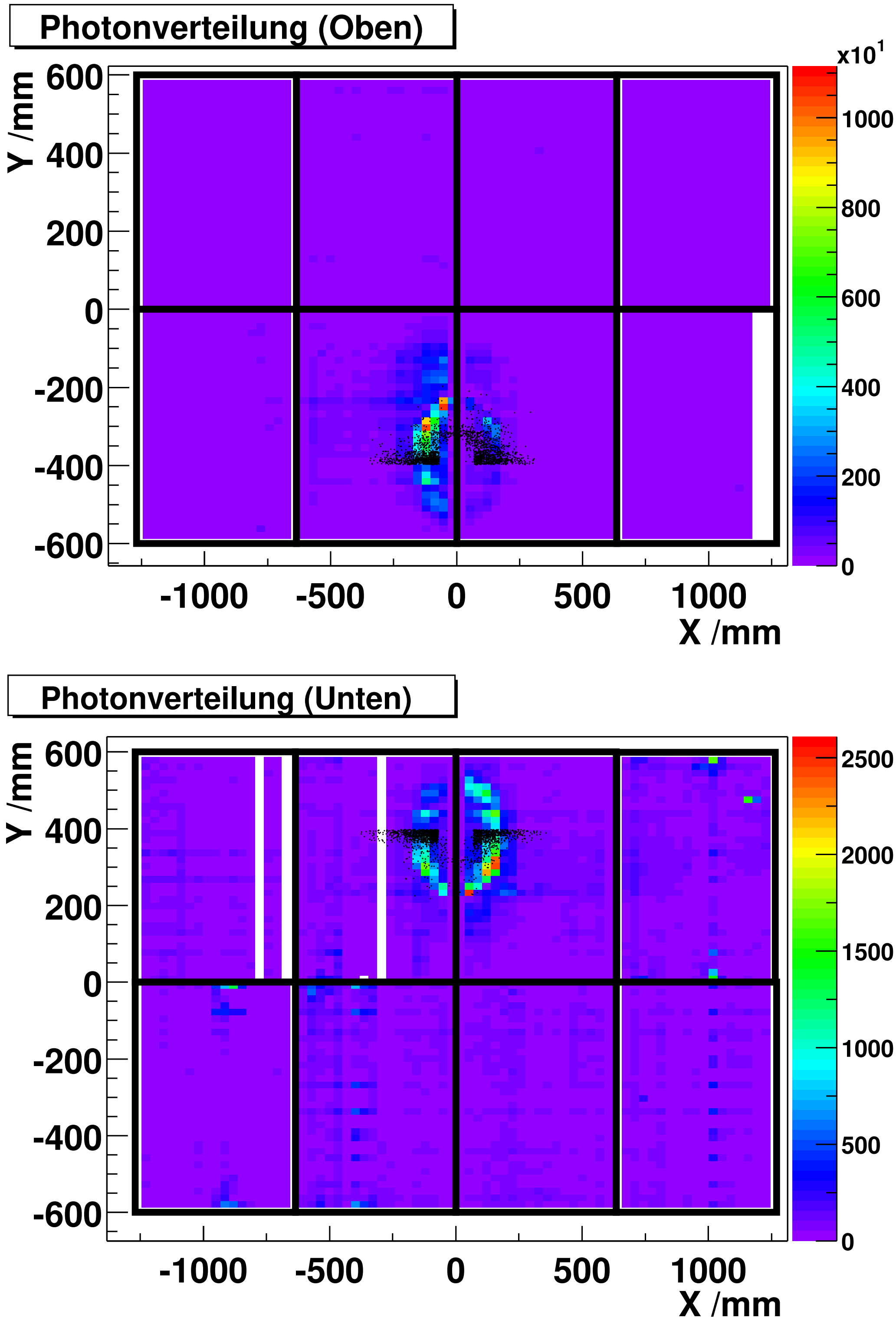


Abbildung 5.4: Verteilung der Photonen (2001 Daten), darübergelegt die der Spurprojektionen (schwarz) für $\vartheta > 20$ mrad. Die dicken weißen Linien entsprechen inaktiven BORA-Modulen. Die Lücken zwischen den Photondetektoren (schwarze Balken) sind nicht maßstabsgetreu.

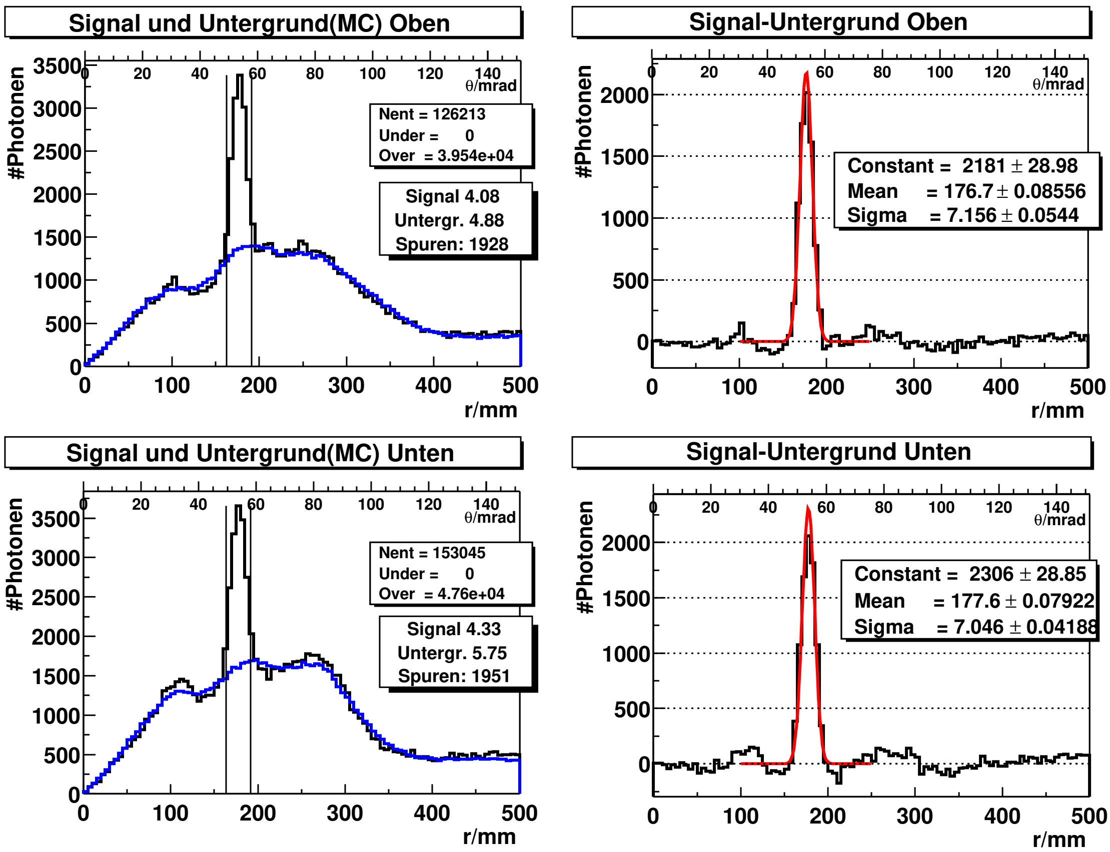


Abbildung 5.5: Signal für Run 19616 (2002). Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad und $P > 8$ GeV. Die vertikalen Linien links entsprechen einem 2σ-Intervall.

5.2 Datenqualität 2002

Abb. 5.5 zeigt die ersten Ergebnisse für 2002-Daten. In beiden Hälften ist nun ein deutliches Signal zu sehen. Um abzuschätzen, wie viele Photonen *pro Spur* im Durchschnitt für die Ringrekonstruktion zur Verfügung stehen, wurde der Untergrund vom Signal abgezogen und eine Gausskurve angefittet. Desweiteren wurde die Anzahl der Photonen im Signalpeak abzüglich des Untergrundes, sowie in der Hintergrundverteilung innerhalb eines 2σ-Fensters bestimmt und durch die Anzahl der für diesen Plot verwendeten Spuren geteilt. Die sich für Signal und Untergrund ergebenden Werte, die Gausskurve und das 2σ-Fenster sind ebenfalls in Abb. 5.5 zu sehen.

Wie sind diese Werte zu interpretieren? Es ist nicht genau bekannt, wie viele der rekonstruierten Spuren zu wirklichen Teilchen gehören. Gibt es viele falsche Spuren, so wird der Wert für das Signal kleiner. Der Untergrund hingegen bleibt gleich, jedenfalls solange die Artefakte ähnlich verteilt sind wie die echten Spuren. Die obige Signalhöhe ist also kein Maß für die Leistungsfähigkeit des RICH-Detektors alleine, sondern ergibt sich aus dieser und dem Anteil echter Spuren an den rekonstruierten Spuren. Sie stellt eine untere Schranke für die der Ringrekonstruktion zur Verfügung stehende Anzahl Photonen dar. Die oben definierte Größe des Untergrundes ist direkt proportional zur Breite des Signals. Dieses ist nicht nur von der Winkelauflösung des RICH-Detektors abhängig, sondern unter anderem auch von der Güte des Alignments, was in Kap. 5.3 diskutiert wird. Der Untergrund setzt sich zusammen aus Detektorrauschen und Čerenkov-Photonen anderer Teilchen als dem jeweils betrachteten. Die Anzahl letzterer ist abhängig vom Teilchenfluß im RICH und somit von der Strahlintensität und vom angewandten Schnitt auf die Winkel der Spuren.

Abb. 5.6 zeigt ebenfalls den mit den anderen Methoden bestimmten Untergrund. Derjenige nach der Delay-Methode liegt systematisch unterhalb des Signals. Dies ist erklärbar durch die Tatsache, daß die Anzahl erzeugter Teilchen und Photonen in jedem Ereignis verschieden ist. Seien n_T und n_γ die entsprechenden Zufallsvariablen. Die Anzahl Einträge in obiges Histogramm in einem Ereignis ist $n_\gamma n_T$, im Durchschnitt also $\langle n_\gamma n_T \rangle$. Da Teilchenzahl und Photonenzahl korreliert sind, gilt

$$0 < cov(n_\gamma, n_T) = \langle n_\gamma n_T \rangle - \langle n_\gamma \rangle \langle n_T \rangle \;\Rightarrow\; \langle n_\gamma n_T \rangle > \langle n_\gamma \rangle \langle n_T \rangle$$

Letzteres ist aber genau der Erwartungswert bei der Verwendung von Spuren aus anderen Ereignissen. Auch die Form der mit dieser Methode gewonnenen Hintergrundverteilung muß nicht genau stimmen, wenn z.B. die Winkelverteilung der Spuren bei Ereignissen mit hoher Multiplizität anders ist als bei solchen mit geringer. Bei der Methode der gespiegelten Spuren ist das Integral der Verteilung dasselbe wie bei der Orginalverteilung, der Peak wird auf die restliche Kurve verteilt, was die Abweichung nach oben erklärt. Dieser Effekt ist auch bei der Delay-Methode zu erwarten; der weiter oben beschriebene Effekt scheint somit größer zu sein. Die Hintergrundverteilungen in Abb. 5.6 lassen sich auch durch Skalierung nicht zur Deckung bringen. Generell lieferte die MC-Methode die beste Beschreibung des Untergrundes. Die Werte für Signal und Untergrund sind im Folgenden mit der MC-Methode bestimmt, als Fehler wird ein großzügiger Schätzwert benutzt. Bei den für Abb. 5.6 verwendeten Daten sind die rekonstruierten Spuren auf einen Winkelbereich von ca. 60 mrad begrenzt. Bei späteren Daten sind es grob 150 mrad, die Spurprojektionen sind also über einen größeren Bereich verteilt. Inhomogenitäten in der Verteilung der Positionen der nachgewiesenen Photonen werden in der Verteilung der Abstände Photon–Spurprojektion deswegen stärker geglättet, was z.B. in Abb. 5.7 zu sehen ist. Auch die verschiedenen Untergrund-Methoden stimmen im allgemeinen besser überein als in Abb. 5.6.

Die Signalhöhen in 5.5 sind beide (4 ± 1) Photonen pro Spur, angestrebt waren ca. 20. Die Ursache liegt in einer Verunreinigung des Gases mit Wasserdampf und Sauerstoff [24]. Abb. 5.7 zeigt die Situation nach einer Reinigung des Gases. Die Signalhöhe entspricht mit $18,0 \pm 1$ oben und $18,9 \pm 1$ unten in etwa dem angestrebten Wert von 20. Dabei lag der Anteil C_4F_{10} nur bei ca. 80%. Bei 90 % sind nach Gl. 3.5 10% mehr Photonen zu erwarten.

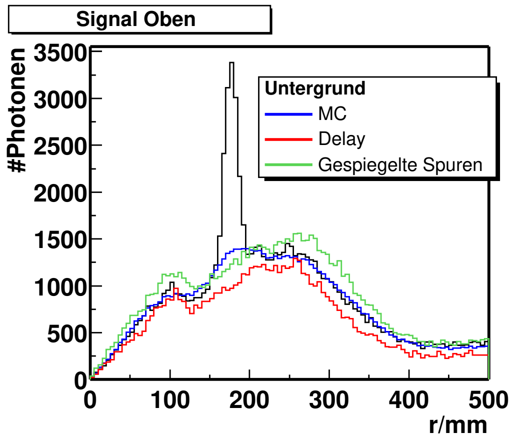


Abbildung 5.6: Vergleich der Methoden zur Bestimmung des Untergrundes. Die Daten stammen von Run19616(2002).

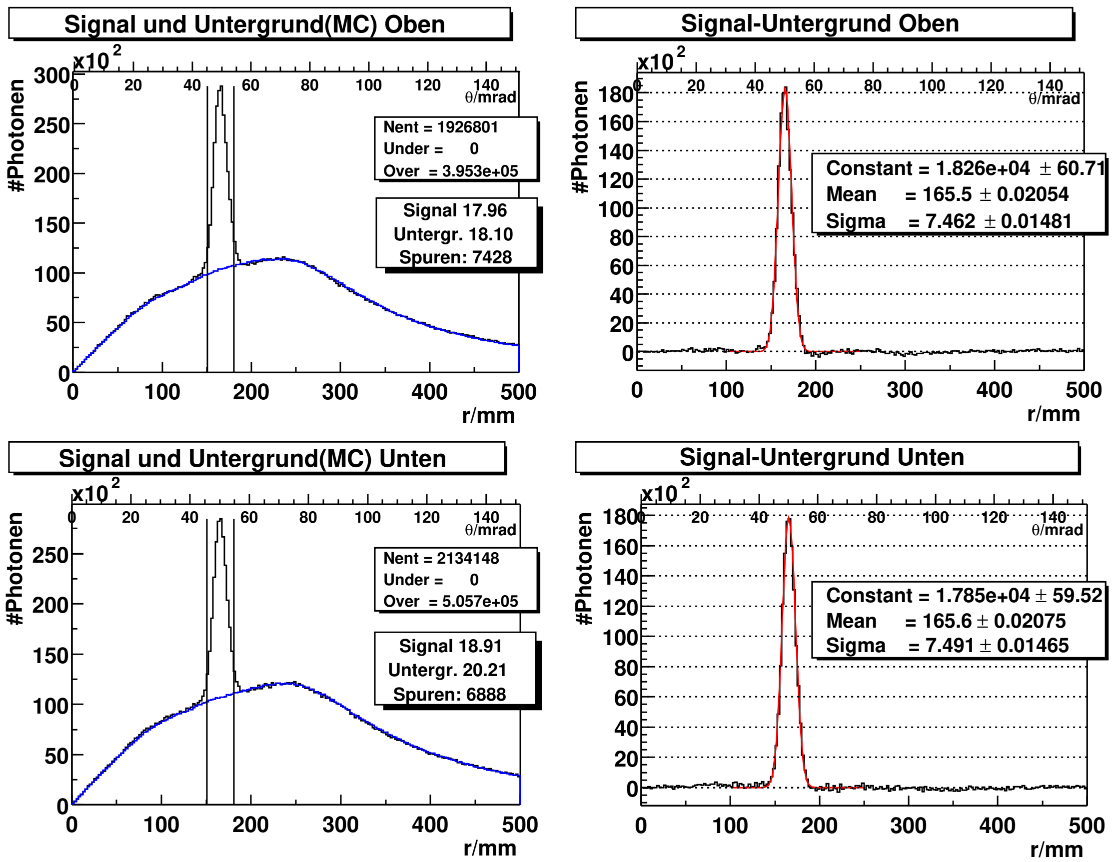


Abbildung 5.7: Signal für Run 20329. Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad und $P > 8$ GeV. Es wurden nur die ersten 98000 Ereignisse verwendet, da wenig später die HV von Photondetektor 6 ausfiel.

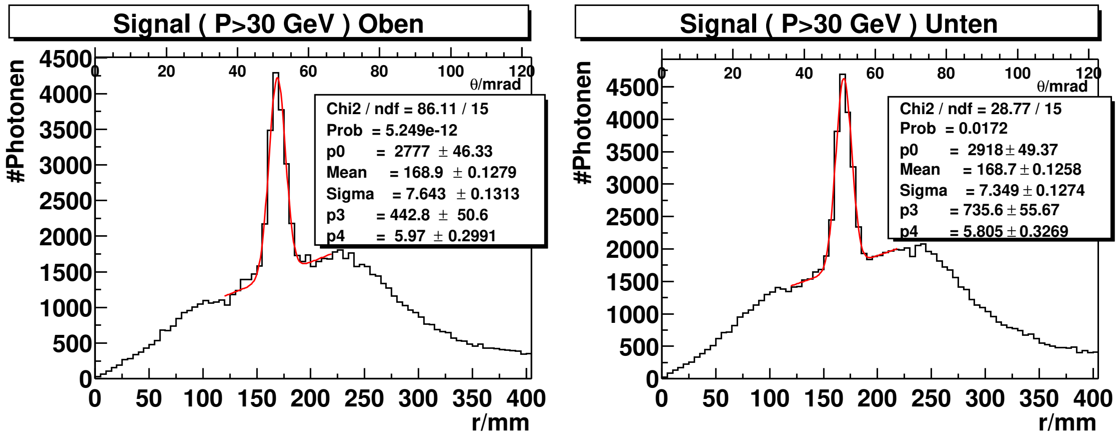


Abbildung 5.8: Zur Winkelauflösung des RICH. Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad und $P > 30$ GeV. Daten aus Run 20329(2002). Bin-Größe:5mm

5.3 Auflösungsvermögen

Um die auf einzelne Photonen bezogene effektive Winkelauflösung σ_γ des RICH genauer zu bestimmen, wurden für Abb. 5.8 nur Spuren mit $P > 30$ GeV benutzt. Signal und Untergrund wurden mit einer Gausskurve plus einem linearen Anteil in einem 50mm-Fenster um den Peak gefittet. Dies ist keine perfekte Beschreibung der Daten, wie man an den großen χ^2-Werten sieht, aber für praktische Zwecke ausreichend. Die Breite des Signals von $\sigma_\gamma \approx 7{,}5$ mm (2,3 mrad) ist mehr als doppelt so groß wie der angestrebte Wert von 0,8..0,9 mrad. Vor allem die folgenden Faktoren müssen als mögliche Ursache in Betracht gezogen werden:

- Ein Meßfehler der Orientierung des RICH-Detektors relativ zu den Spurdetektoren würde dazu führen, daß jede berechnete Spurprojektion nicht in der Mitte des dazugehörigen Ringes von detektierten Photonen liegt, sondern um den entsprechenden Betrag daneben.
- Für die Justierung der Spiegel gilt dasselbe, und zwar für jedes Segment einzeln.
- Eine falsche Positionsangabe der Photondetektoren hätte den gleichen Effekt.
- Die Winkelauflösung der Spurrekonstruktion geht direkt in σ_γ ein, da es hier ja gerade um die Winkel zwischen Čerenkov-Photonen und Spuren geht.
- Das hier verwendete einfache Programm läßt einige Dinge unberücksichtigt, z.B. die Brechung der Photonen am Eingangsfenster der Photonendetektoren und die Auswirkungen der sphärischen Abberation.

Der letzte Punkt konnte ausgeschlossen werden als man mit der Ringrekonstruktions-Software, welche alle Feinheiten berücksichtigt, zu dem gleichen Ergebnis für σ_γ kam

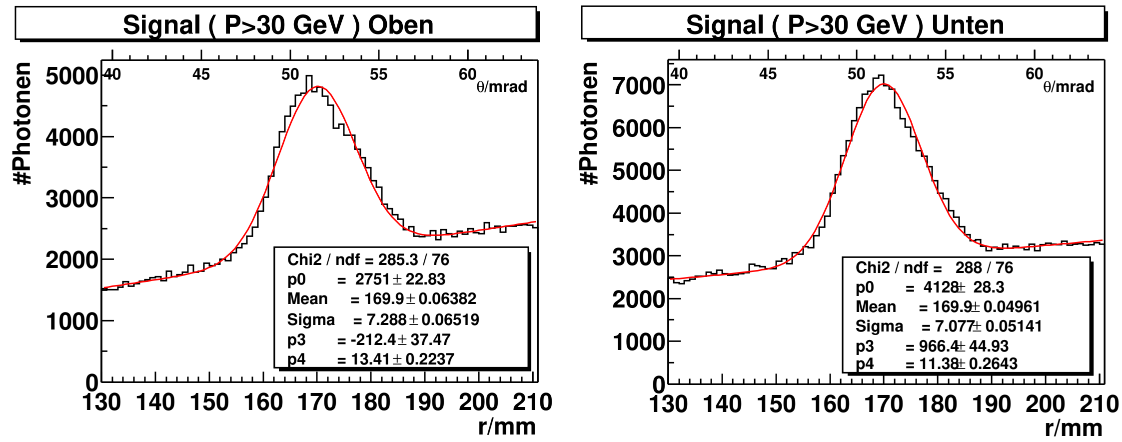


Abbildung 5.9: Winkelauflösung für Run 20228. Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad und $P > 30$ GeV. Bin-Größe:1mm

[23]. Für Abb. 5.8 wurden die ersten verfügbaren Ergebnisse des Alignments für die Spurrekonstruktion benutzt, welche noch nicht optimal waren. Abb. 5.9 zeigt die Ergebnise unter Verwendung eines benachbarten Runs, für den DST-Daten verfügbar waren, welche mit der am Ende der Strahlzeit aktuellen Alignment-Version produziert wurden. Die Breite des Signals ist um nur ca. 5% kleiner.

Um die ersten drei Punkte zu untersuchen, wurde die 2-dimensionale Verteilung der Positionen der Photonen in der Detektorebene *relativ* zu den Spurprojektionen aufgenommen. In Abb. 5.10 sind die resultierenden Ringe zu sehen. Die Bestimmung ihrer Mittelpunkte lieferte eine signifikante Verschiebung in der Vertikalen von ca. 6 mm oben wie unten, aber in entgegengesetzte Richtungen. Bei einer falsch gemessenen Orientierung des gesamten RICH-Detektors hätten die resultierenden Verschiebungen das gleiche Vorzeichen. Eine inkorrekte Positionsangabe der Photondetektoren ist hingegen eine mögliche Ursache.

Die Auswirkungen der Verschiebung können korrigiert werden, indem man den erhaltenen Offset bei der Auswertung von den Photonenpositionen abzieht. Dabei ergeben sich unter Verwendung derselben Daten σ_γ =1,6 mrad oben und σ_γ =1,8 mrad unten, verglichen mit 2,3 mrad vorher eine signifikante Verbesserung.

5.4 Amplitudenabhängigkeit des Signals

In den vorangehenden Kapiteln wurde nicht berücksichtigt, daß für jedes Signal des Photondetektors auch eine Amplitude zur Verfügung steht. Im Folgenden sollen die Beiträge der verschiedenen Amplituden zu Signal und Untergrund untersucht werden. Dazu werden die gleichen Methoden wie bisher benutzt, aber das Histogramm für die Abstände Photon–Spurprojektion um eine zweite Dimension für die Amplitude des Photonsignals erweitert. Die so erhaltene Verteilung ist in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 dargestellt.

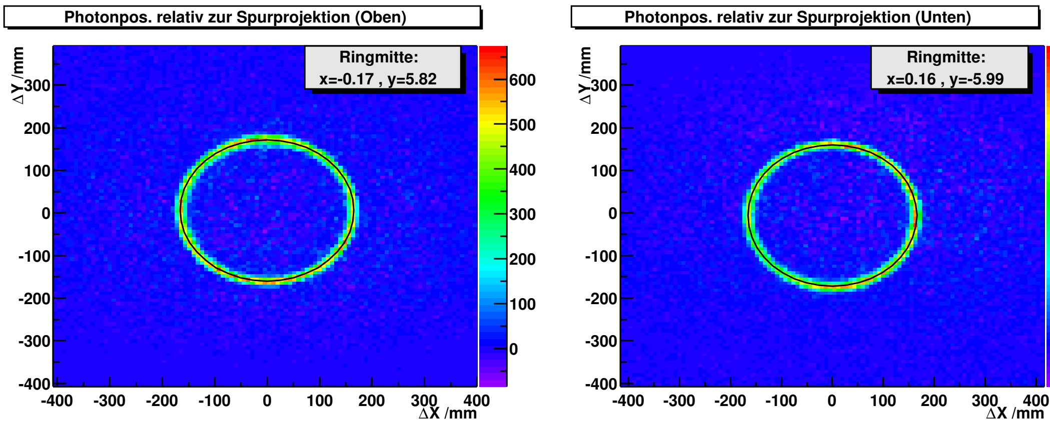


Abbildung 5.10: Verteilung der relativen Positionen Photon—Spurprojektion für Run 20329. Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad und $P > 8$ GeV. Die eingezeichneten Kreise wurden an die Ringe angepasst. Der Untergrund (MC-Methode) wurde abgezogen.

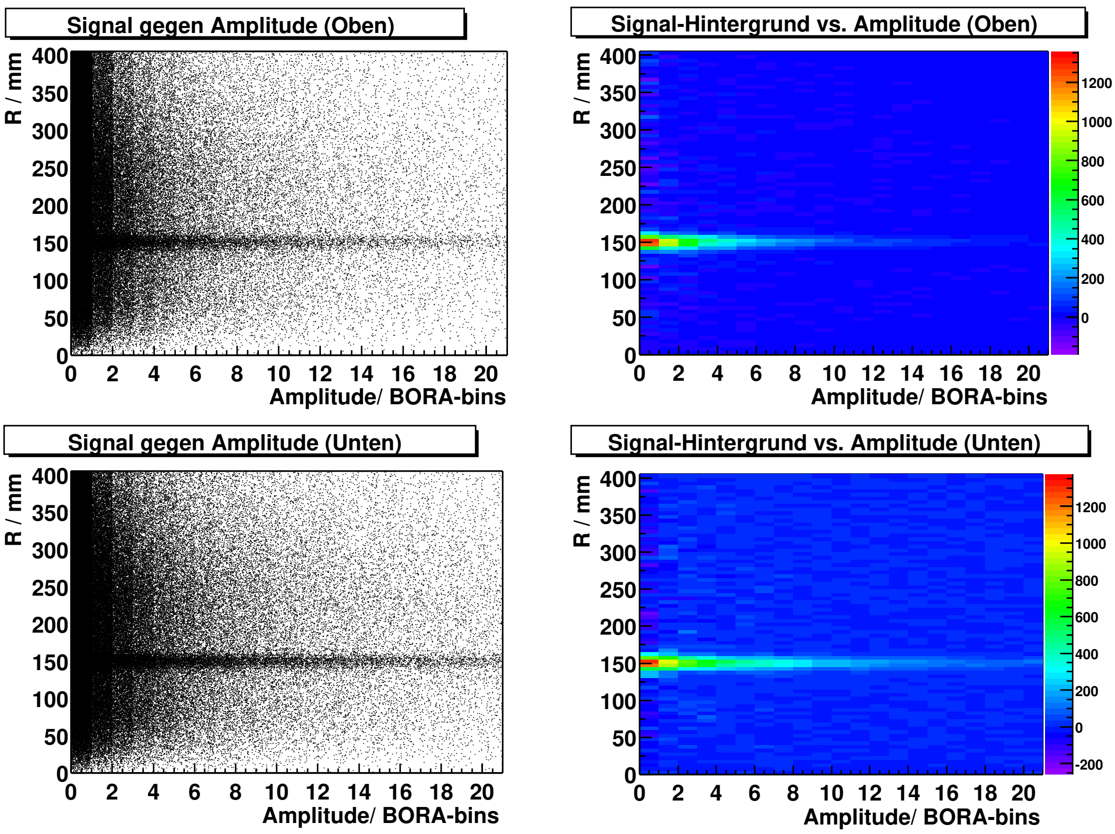


Abbildung 5.11: Amplitudenabhängigkeit des Signals für Run 21030. Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad und $P > 8$ GeV. Der Untergrund wurde mit der Delay-Methode bestimmt.

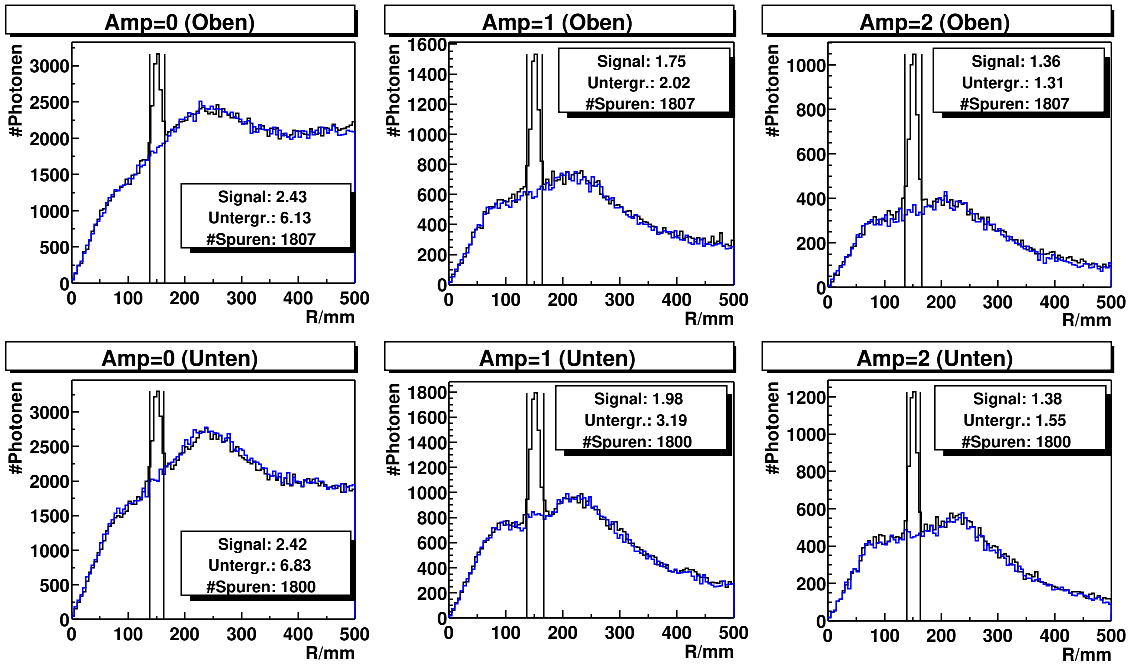


Abbildung 5.12: Schnitte auf verschiedene Amplituden in der Verteilung aus Abb.5.11. Die blaue Linie ist der Untergrund nach der Delay-Methode. Die Vertikalen markieren das 2σ-Intervall um den Peak.

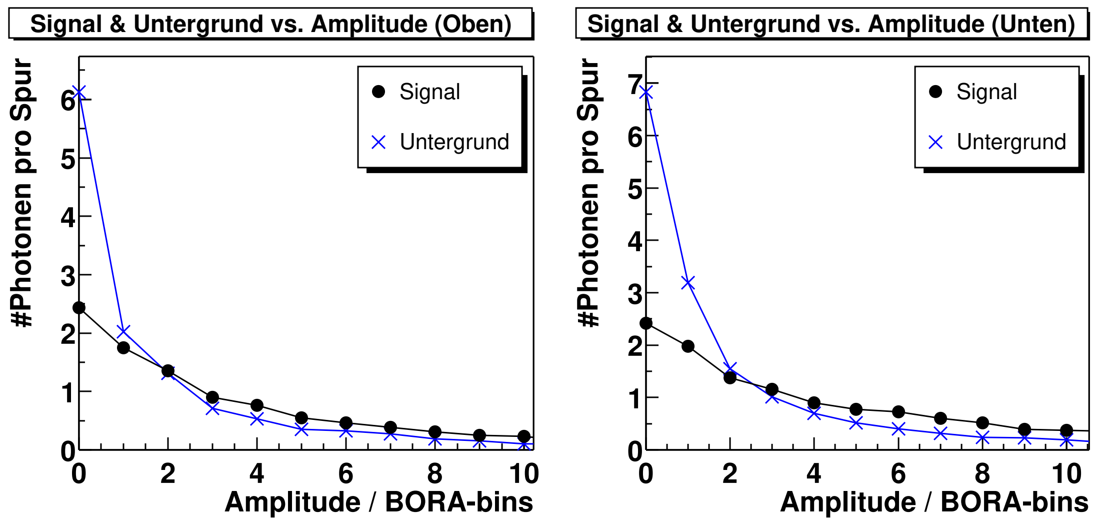


Abbildung 5.13: Größe von Signal und Untergrund gegen die Amplitude der verwendeten Photonen. Bei höheren Amplituden ist nicht genug Statistik vorhanden.

Der Untergrund wird hier mit der Delay-Methode berechnet, da es technisch aufwendiger ist, die von der MC-Methode benötigte 2-dimensionale Verteilung der Photonen für alle Amplituden getrennt aufzunehmen. Die Delay-Methode beschreibt den Untergrund für die verwendeten Daten auch zufriedenstellend, wie in Abb. 5.12 zu sehen ist.

Für jede Amplitude einzeln wurde die in Kap.5.1.2 definierte Signal- und Untergrundgröße bestimmt, um zu Abb. 5.13 zu kommen. Wie man sieht ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund bei kleinen Amplituden deutlich schlechter. Aus den Kurven läßt sich folgern, daß es sinnlos wäre, den Schwellenwert ab dem eine Amplitude in die Daten geschrieben wird (nach Subtraktion dieses Wertes) weiter zu verkleinern, da dann der Untergrund unverhältnismäßig zunähme.

5.5 Einfluss der Gasmischung

C_4F_{10} ist ein sehr teures Gas und es ist nur eine begrenzte Menge verfügbar; im RICH-Gassystem ist im Normalbetrieb kein kontinuierliches Nachfüllen dieses Gases vorgesehen. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen an die Dichtigkeit. Zur direkten Messung des C_4F_{10}-Anteils steht nur ein relativ ungenau arbeitender Apparat auf Sonarbasis zur Verfügung. Dieser lieferte während der Strahlzeit 2002 Hinweise auf Lecks im Gassystem. Um das Mischungsverhältnis des Gases genauer zu bestimmen, läßt sich der Zusammenhang Gl. 3.4 zwischen diesem und dem Brechungsindex ausnutzen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit in regelmäßigen Zeitabständen mit dem in Kap. 5.3 beschriebenen Verfahren der jeweils aktuelle maximale Čerenkov-Winkel bestimmt. Tabelle 5.1 sowie Abb. 5.14 zeigen die Ergebnisse.

Die für die Fits verwendete Gausskurve beschreibt die Daten nur näherungsweise, wie man Abb. 5.9 entnehmen kann. Der sich daraus ergebende systematischer Fehler für θ_M wurde auf ca. 0,6 mrad (2 mm für r) geschätzt. Die statistischen Fehler der Fits waren stets eine Größenordnung kleiner und werden hier vernachlässigt. Die Abweichung des Čerenkov-Winkels vom Maximalen beträgt für Pionen mit $P = 30$ GeV 0,2 mrad, wie sich aus Gl. 3.1 und den Brechungsindices aus Tabelle 5.1 errechnet. Es ergibt sich somit ein systematischer Fehler von $\delta\theta_M = 0,8$ mrad. Die Abweichung zwischen θ_M in der oberen und unteren Hälfte beträgt maximal 0,4 mrad, im quadratischen Mittel 0,2 mrad. Es ist somit kein signifikanter Unterschied beim durchschnittlichen (im Bezug auf die räumliche Verteilung der Spuren) Brechungsindex zwischen den beiden Hälften feststellbar. Der Brechungsindex in Tabelle 5.1 wurde mit Gl. 3.6 aus dem Mittelwert von θ_M^{oben} und θ_M^{unten} bestimmt. Der Fehler ergibt sich aus Gl. 3.7 zu $\delta(n-1) = \theta_M \, \delta\theta_M \approx 4 \cdot 10^{-5}$. Für den Anteil C_4F_{10} gilt wegen Gl. 3.4 :

$$p = \frac{n - n_{N_2}}{n_{C_4F_{10}} - n_{N_2}} \qquad \delta p = \frac{\delta n}{n_{C_4F_{10}} - n_{N_2}} \tag{5.1}$$

woraus sich $\delta p \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ergäbe. Da aber alle Brechungindices in Gl. 3.4 auf atmosphärische Standardbedingungen bezogen sind, müssen noch Temperatur- und

Run#	Datum	θ_M/mrad		σ_γ/mrad		$(n-1)/10^{-3}$	% C_4F_{10}
		Oben	Unten	Oben	Unten		
19616	4.7.	53.8	54.0	2.8	3.0	1.45	93.6
19914	9.7.	51.6	51.5	1.5	1.5	1.33	83.2
20329	16.7.	51.2	51.5	2.3	2.2	1.31	81.6
20824	25.7.	47.9	47.9	1.8	1.5	1.15	68.2
21030	29.7.	46.6	46.6	1.6	1.6	1.09	63
21126	31.7.	45.8	45.7	1.5	1.6	1.05	59.7
21207	1.8.	45.7	45.7	1.6	1.6	1.04	59.4
21269	2.8.	45.6	45.6	1.5	1.4	1.04	59.2
21339	3.8.	45.4	45.3	1.6	1.5	1.03	58
21393	4.8.	45.0	45.3	2.0	1.7	1.02	57.5
21446	5.8.	45.6	45.2	1.7	1.8	1.03	58.3
21700	9.8.	44.8	44.8	1.6	1.6	1.01	56.2
21860	12.8.	44.6	44.6	1.7	1.5	1.00	55.3
22053	15.8.	47.8	47.8	1.7	1.8	1.14	67.8
22157	18.8.	47.8	47.7	1.7	1.8	1.14	67.5
22338	21.8.	47.8	48.1	1.8	1.6	1.15	68.4
22387	22.8.	51.1	50.8	1.8	1.6	1.30	80.8
22608	26.8.	50.8	51.0	1.8	1.6	1.30	80.5
22767	29.8.	53.8	53.8	1.7	1.7	1.45	93.2
23291	8.9.	54.0	54.0	1.6	1.9	1.46	94.1

Tabelle 5.1: Übersicht über Čerenkov-Winkel Θ_M, Winkelauflösung σ_γ, Brechungsindex und Gasmischung zu verschiedenen Zeitpunkten. Bei allen Daten handelt es sich um normale Physik-Runs. Zu den Fehlerangaben siehe Text.

Luftdruckschwankungen in Betracht gezogen werden. Es gilt ([24]) :

$$\Delta T = +3^\circ \rightarrow \frac{\delta n}{n-1} = -1\% \tag{5.2}$$

$$\Delta P = +10\text{mBar} \rightarrow \frac{\delta n}{n-1} = +1\% \tag{5.3}$$

Daher wurde ein zusätzlicher Fehler von $\delta n/(n-1) = 2.5\%$ angenommen, womit sich die Fehlerbalken in Abb. 5.14 ergeben. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde am 14.8. etwas C_4F_{10} nachgefüllt, nachdem man einige Lecks gefunden und beseitigt hatte und keine signifikante Änderung der Ringradien mehr auftrat. Am 21.8. und 28.8. wurde dann das restliche C_4F_{10} eingespeist, da die Radien weiterhin stabil blieben.

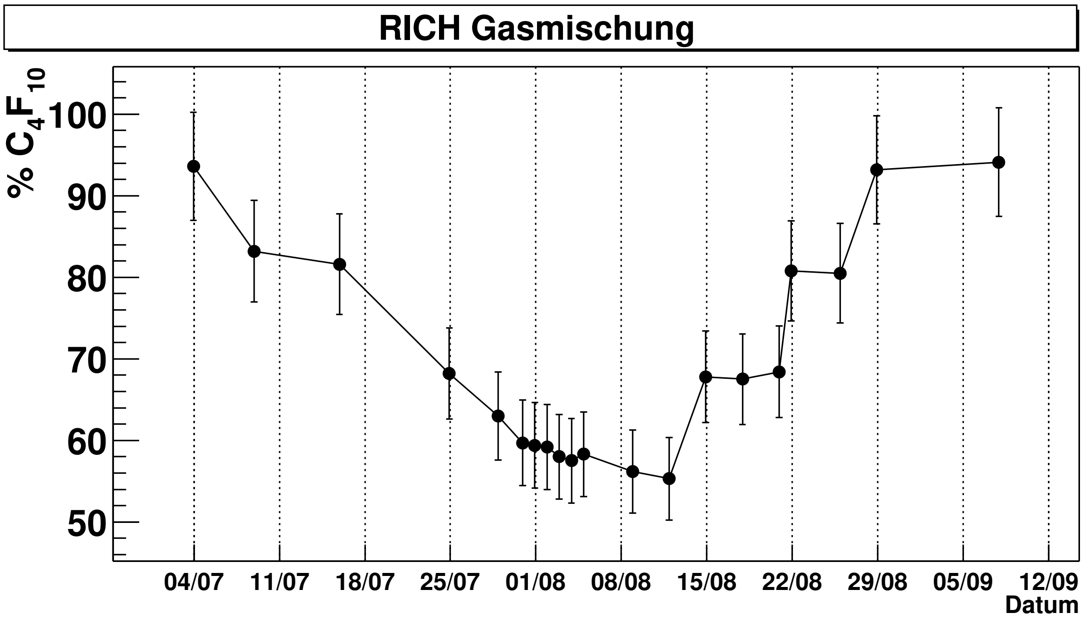


Abbildung 5.14: Zeitliche Entwicklung der RICH-Gasmischung. Der Abstieg im linken Teil der Kurve ist durch Lecks im RICH-Gassystem verursacht, welche bis zum 8.8 aufgespürt werden konnten. Am 14.8, 21.8 und 28.8 wurde C_4F_{10} nachgefüllt, was im rechten Teil zu sehen ist.

5.6 Delaykurven

Wie schon erwähnt, benutzt der RICH ein spezielles Triggersignal, welches etwas früher eintrifft als das Standardsignal. Um mehr über den Einfluß des Timings dieses Signals zu lernen, wurden in einigen direkt aufeinander folgenden Runs verschiedene Zeitverzögerungen dafür eingestellt. Dabei wurde eine reduzierte Myon-Strahlintensität ($4 \cdot 10^7$/Spill im Vergleich zu $2,2 \cdot 10^8$/Spill normalerweise) benutzt, um den Untergrund zu reduzieren. Der Zustand des RICH war stabil, insbesondere gab es keine Einbrüche der Photondetektor-Hochspannung. Für jeden dieser Runs wurden mit dem schon beschriebenen Verfahren die Signal- und Untergrundhöhe bestimmt, Abb. 5.15 zeigt die resultierende Delaykurve. Bis $\Delta T = 500ns$ verläuft die Kurve für die Signalhöhe im Rahmen der Fehlergrenzen flach. Das normalerweise verwendete Timing ist also korrekt, sofern man davon ausgeht daß die Delaykurve keine Sattelpunkte hat. Der Untergrund ist tendenziell bei großen Signalverzögerungen etwas geringer. Dies ist auch zu erwarten, da der Untergrund zum Teil dadurch zustande kommt, daß sich die Photonen-Ringe verschiedener Teilchen eines Ereignisses überlappen. Die Teilchen sind zeitlich mit dem Trigger korreliert, und somit auch der durch ihre Čerenkov-Photonen erzeugte Untergrund.

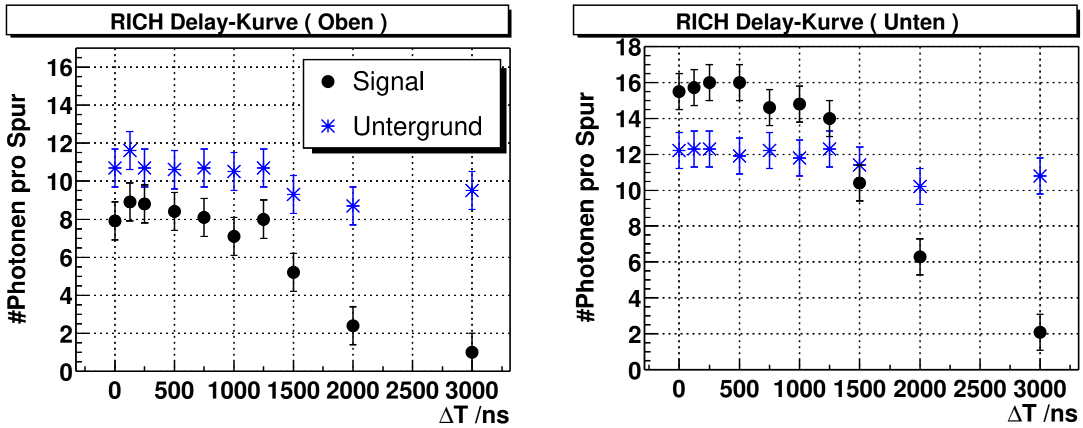
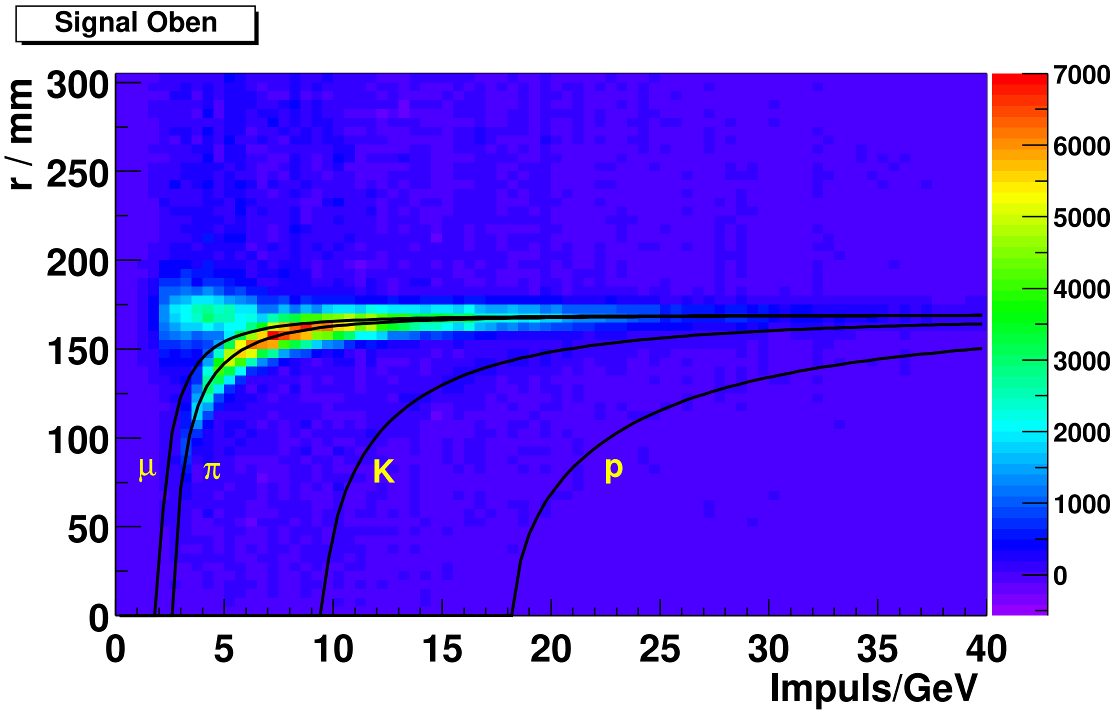


Abbildung 5.15: Signal und Untergrund für verschiedene Zeitverzögerungen des RICH-Triggersignals, bestimmt mit Hilfe der Runs 21929..21938.

5.7 Suche nach dem Kaon- und Protonsignal

Eine naheliegende Fragestellung ist die nach der Abhängigkeit der Verteilung der Winkel zwischen Photonen und Teilchenspuren vom Impuls der betrachteten Teilchenspuren. Benutzt man nur Spuren mit festem Impuls sollte man für jede Teilchensorte einen Peak bei dem der Masse bei diesem Impuls entsprechenden Čerenkov-Winkel finden. Um dies zu verifizieren, wurde die Verteilung der Abstände Photon–Spurprojektion um eine Dimension für den Impuls der zugehörigen Spur erweitert. Das Resultat ist in Abb. 5.16 und Abb. 5.17 zu sehen. Die eingezeichneten Kurven entsprechen den für die verschiedenen Teilchensorten zu erwartenden Čerenkov-Winkeln, wobei der Brechungsindex aus den selben Daten bestimmt wurde. Die Pionen/Myonen in Abb. 5.16 sind deutlich zu sehen. Eine Trennung der beiden Teilchensorten mittels RICH ist nicht vorgesehen und aufgrund des geringen Massenunterschiedes auch nicht möglich. Die Wolke bei kleinen Impulsen und maximalem Čerenkov-Winkel, bzw. Radius, wird vermutlich durch Elektronen verursacht. Diese müssen von ausserhalb des RICH stammen, da ihre Spuren sonst nicht nachgewiesen worden wären. Das Signal der Kaonen ist schwächer, aber in Abb. 5.17 deutlich zu sehen. Dies war der erste Nachweis geladener Kaonen bei COMPASS. Protonen sind leider nicht zu sehen, was vermutlich an der zu geringen Statistik liegt. Es sei hier betont, daß bei diesem Verfahren keine einzelnen Spuren als Kaonen identifiziert werden. Es werden immer nur die Winkel *einzelner Photonen* zu allen Spuren betrachtet. Die Kaonen hinterlassen ihre Signatur sozusagen en masse. Man könnte sie auch sehen wenn nur jedes dritte Kaon ein einzelnes Photon produzieren würde. Inzwischen ist es aber auch gelungen, mit der Ringrekonstruktions-Software einzelne Kaonen zu identifizieren.



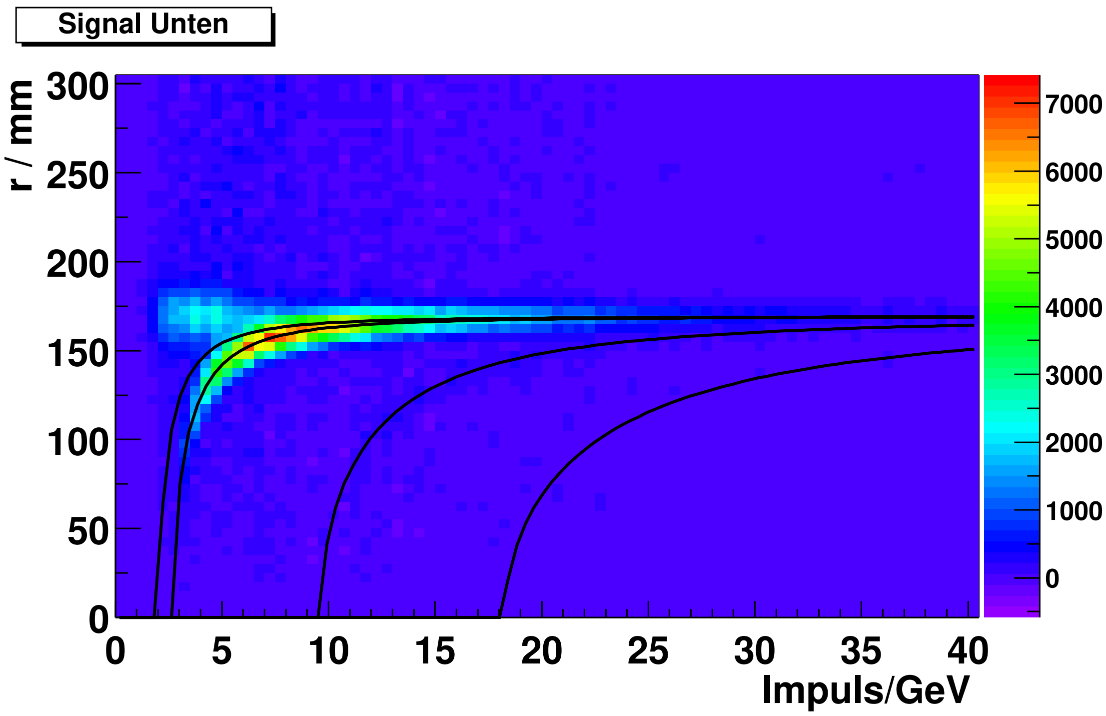


Abbildung 5.16: Verteilung der Abstände Photon—Spurprojektion gegen den Impuls der jeweiligen Spur für Run 20329. Verwendete Spuren: $\vartheta > 20$ mrad . Der Untergrund (Delay-Methode) wurde abgezogen. Verwendete Daten: 208500 Ereignisse von Run 20329 (2002).

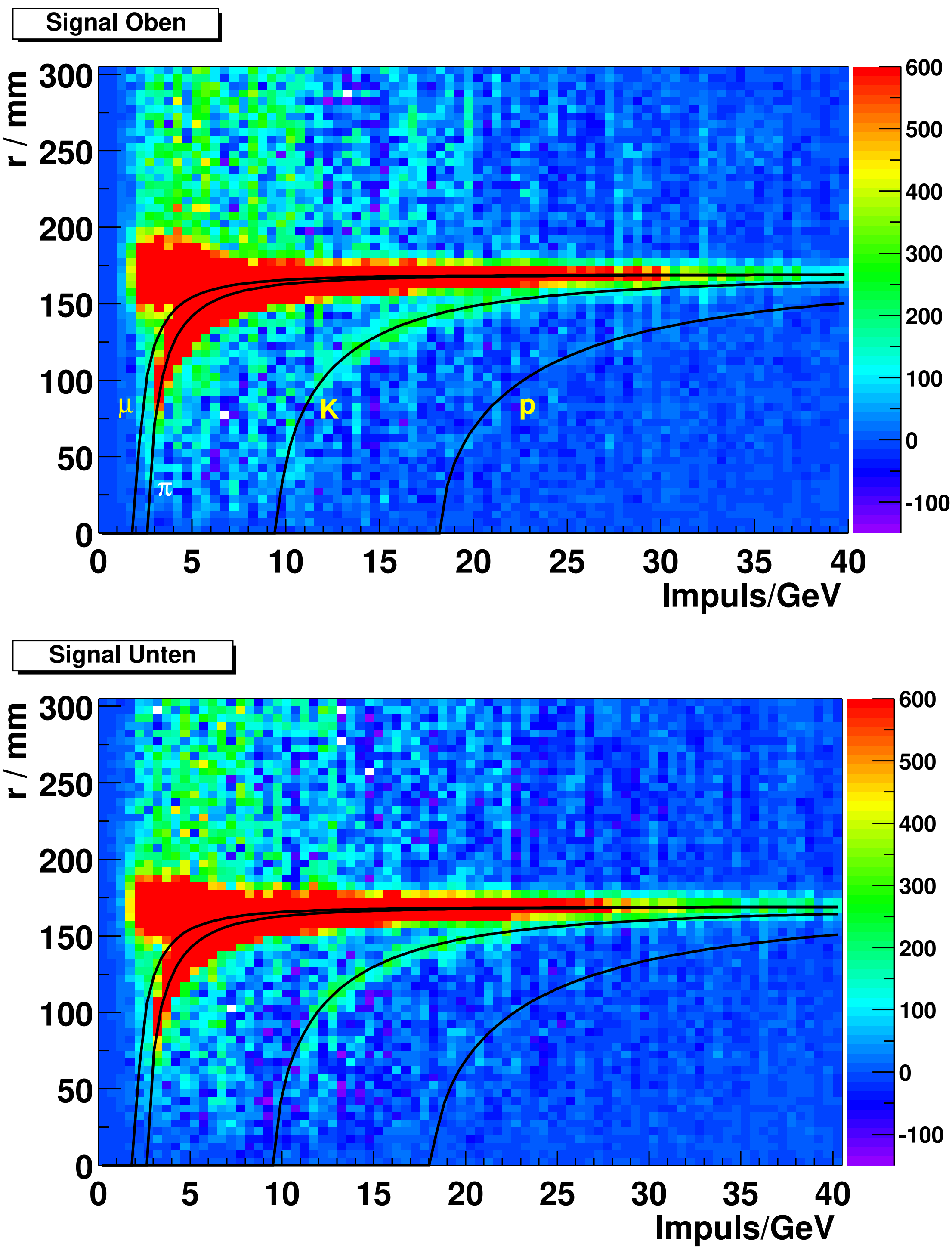


Abbildung 5.17: Wie Abb. 5.16, aber die z-Achse (Farbe) wurde um den Faktor 10 verkleinert, wodurch die Kaonen sichtbar werden. Der rote Bereich ist dadurch abgeschnitten.

Kapitel 6

Analyse rekonstruierter Zerfälle

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Hadronproduktion als Teil der Bemühungen, die Qualität der produzierten Daten einzuschätzen und eventuelle Schwachpunkte aufzuspüren. Dazu wurde mittels Armenteros-Diagrammen (siehe Kap. 2.3) und der Methode der invarianten Masse nach Zweikörper-Zerfällen ungeladener Teilchen (sogenannter V0-Zerfälle) gesucht, vor allem nach denen der K^0_S-, Λ- und $\bar{\Lambda}$-Teilchen. Diese Zerfälle sollen hier kurz mit Bezug auf die experimentellen Randbedingungen vorgestellt werden.

Die durch Prozesse der starken Wechselwirkung produzierten K^0-Mesonen sind die leichtesten Mesonen welche ein s-Quark enthalten:

$$K^0 = d\bar{s} \qquad \bar{K}^0 = \bar{d}s$$

Ihr Zerfall geht daher durch die schwache Wechselwirkung vonstatten. Dabei beschreibt man das anfänglich produzierte K^0-Meson als Überlagerung der sogenannten K^0_S- und K^0_L-Teilchen, welche auf unterschiedliche Art zerfallen. Das K^0_L unterliegt nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 5,17 \cdot 10^{-8}s$ ($c\tau = 15,51$ m) vorwiegend einem der Zerfälle $K^0_L \rightarrow 3\pi^0$, $K^0_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $K^0_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\pm\nu_\mu$ oder $K^0_L \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu_e$

Das K^0_S dagegen zerfällt nach durchschnittlich nur $\tau = 8,94 \cdot 10^{-11}s$ ($c\tau = 26,8$ mm) praktisch ausschließlich in zwei Pionen, dabei in 68.6 % der Fälle in geladene $\pi^+\pi^-$-Paare. Zum physikalischen Hintergrund dieser Tatsachen siehe z.B. [25]. Wegen der Zeitdilatation des Zerfalls (typische Werte bei COMPASS sind $\gamma = 10..100$) findet der Großteil der K^0_L-Zerfälle erst im hinteren Teil des Experimentes statt. Da zudem mindestens eines der drei Zerfallsprodukte ungeladen ist, sind diese Zerfälle bei COMPASS nicht rekonstruierbar. Beim K^0_S hingegen wirkt sich die Zeitdilatation positiv aus, da ein größerer Anteil außerhalb des Targets zerfällt, welches eine Länge von ca. 1,1 m hat. Ferner können beim geladenen Zerfall alle Zerfallsprodukte nachgewiesen werden, womit die Methode der invarianten Masse anwendbar ist. Da es sich um einen Zweikörperzerfall handelt, läßt er sich ebenfalls mit Hilfe von Armenteros-Diagrammen nachweisen.

Weitere Teilchen nach deren Zerfällen gesucht wurde sind die Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen ($\Lambda = uds$). Das Λ-Baryon ist von besonderem Interesse, da die Richtung seiner Zer-

fallsprodukte mit dessen Spinrichtung korreliert ist. Daher lassen sich Rückschlüsse auf den Spin des Quarks ziehen, durch dessen Fragmentation das Λ entstand. Ferner gibt das Vorzeichen von $x_F(\Lambda)$ Auskunft darüber, ob dieses Quark aus der Strom- oder Targetfragmentation stammt; Durch eingehende Analysen lassen sich somit Informationen über die Polarisation der See-Quarks im Nukleon gewinnen. Die durchschnittlichen Lebensdauer des Λ beträgt $\tau = 2,63 \cdot 10^{-10}s$ ($c\tau = 78,9$ mm), bevorzugte Zerfälle sind:
$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 63,9%
$\Lambda \rightarrow n\pi^0$ 35,8%
Das $\bar{\Lambda}$ zerfällt entsprechend in Antiproton und π^+. Auch diese Teilchen zerfallen somit innerhalb oder kurz außerhalb des Targets und lassen sich mittels der Methode der invarianten Masse oder unter Verwendung von Armenteros-Plots nachweisen.

Für die durchgeführten Untersuchungen wurde keine Teilchenidentifikation mittels des RICH-Detektors benutzt, da dieser erst gegen Ende dieser Arbeit ausreichend verstanden war. Bei der Methode der invarianten Masse mußten daher Annahmen über die Massen der Zerfallsprodukte gemacht werden. Die beschriebenen Zerfälle treten aber häufig genug auf, um trotz des daraus resultierenden kombinatorischen Untergrundes nachweisbar zu sein. Im Folgenden sollen zuerst in Kap. 6.1 die verwendeten Daten beschrieben werden. In Kap 6.2 werden allgemeine Voruntersuchungen der Zerfallsvertices dargestellt. Kap 6.3 ist der Suche nach Zerfällen mit Hilfe von Armenteros-Diagrammen gewidmet. Die Untersuchungen der K_S^0- bzw. Λ-Zerfälle mittels der Methode der invarianten Masse finden sich in Kap. 6.4 bzw. Kap. 6.5. Der Schwerpunkt der Beschreibung der durchgeführten Analysen liegt bei den 2002-Daten, da diese aktueller und von wesentlich besserer Qualität sind. Ein Vergleich mit den 2001-Daten findet in Kap 6.6 statt. Ergänzend wurde noch eine Analyse der Myon-Streuparameter vorgenommen, was in Kap. 6.7 dargelegt ist.

6.1 Verwendete Daten

Von den 2002-Daten wurden drei verschiedene Untermengen benutzt: Zwei, welche jeweils nur Runs mit einer der beiden longitudinalen Polarisationsrichtungen des Targets beinhalten, sowie die Vereinigung der beiden Datensamples. Die Aufspaltung nach Polarisationsrichtungen wurde vorgenommen, um nach auffälligen Unterschieden nicht-physikalischer Natur zu suchen, deren Existenz die Messung von Asymmetrien erschweren würde. Bei den 2001-Daten wurde die obige Aufspaltung wegen schlechter Statistik nicht vorgenommen. In Tabelle 6.1 sind die verwendeten Daten sowie deren Umfang aufgelistet. Es wurden ausschließlich DST-Daten benutzt. Darunter versteht man Daten, für welche die Rekonstruktion der Spuren und Vertices schon durchgeführt und allgemein zugänglich gemacht wurde. Die hier verwendeten DST-Daten wurden aus den bis zum 10.10.02 produzierten nach technischen Kriterien ausgewählt: Nicht verwendet wurden Runs, welche zu weniger als 20% aufbereitet waren; ebenso Runs, deren DST-Daten sich mit CORAL aufgrund von Software-Fehlern auch nach mehreren Versuchen nicht bearbeiten ließen und

Kürzel	Polarisation	Jahr	Anzahl Ereignisse	verwendete Runs
A	Beide	2002	42 493 679	Alle aus B und C
B	→←	2002	23 337 933	20110, 20145, 20181, 20183, 20184, 20189, 20193, 20194, 20222-20224, 20227-20230, 20233, 20302, 20330
C	←→	2002	19 155 746	20126, 20127, 20129, 20142, 20144, 20164, 20176, 20236-20240, 20247, 20259, 20260
D	Beide	2001	10 122 075	13137, 13144, 13148, 13150-13154, 13156, 13179, 13180, 13186, 13188, 13211-13213

Tabelle 6.1: Verwendete Datensamples. Die Pfeile geben die Polarisationsrichtungen der beiden Target-Hälften an.

Runs, die wegen Problemen mit dem Computersystem temporär nicht zugänglich waren.

6.2 Allgemeine Eigenschaften der Zerfallsvertices

Zusammen mit der Suche nach Zerfällen wurden auch einige allgemeine, eher detektorbezogene Untersuchungen zu den Zerfallsvertices angestellt, was in diesem Kapitel beschrieben werden soll.

Die Zerfälle nach denen in dieser Arbeit gesucht wird, sind Zweikörperzerfälle ungeladenener Teilchen. Es werden daher ausschließlich Vertices verwendet, von denen genau zwei auslaufende Spuren ausgehen, die aber keine einlaufende Spur enthalten; desweiteren müssen die beiden auslaufenden Spuren unterschiedliche Ladungsvorzeichen haben. Mit auslaufenden Spuren sind dabei solche gemeint, die bzgl. der Strahlrichtung erst nach dem Vertex nachgewiesen wurden. Einen Vertex, der obige Bedingungen erfüllt nennt man V0-Vertex. Die im Folgenden dargestellten Untersuchungen beschäftigen sich ausschließlich mit den Eigenschaften der V0-Vertices. Dabei wird generell Datensample A verwendet.

Räumliche Verteilung

Abb. 6.1 zeigt die Verteilung der z-Positionen der V0-Vertices. Die Lücke zwischen den beiden Target-Hälften ist deutlich zu sehen, ebenso die unerwünschte Wirkung einiger Detektoren als Targets. Der kleine Peak bei $z = 500$ mm wird hervorgerufen durch das aus 0,5 mm dickem Kupfer bestehende Abschlußfenster des Mikrowellen-Resonators, welcher die Targetzellen umgibt. Die graduelle Zunahme an rekonstruierten Vertices in Strahlrichtung wird durch die Akzeptanz des Target-Solenoids verursacht. Dies ist ebenfalls in der Vertex-Verteilung über r (≡Abstand zur z-Achse)

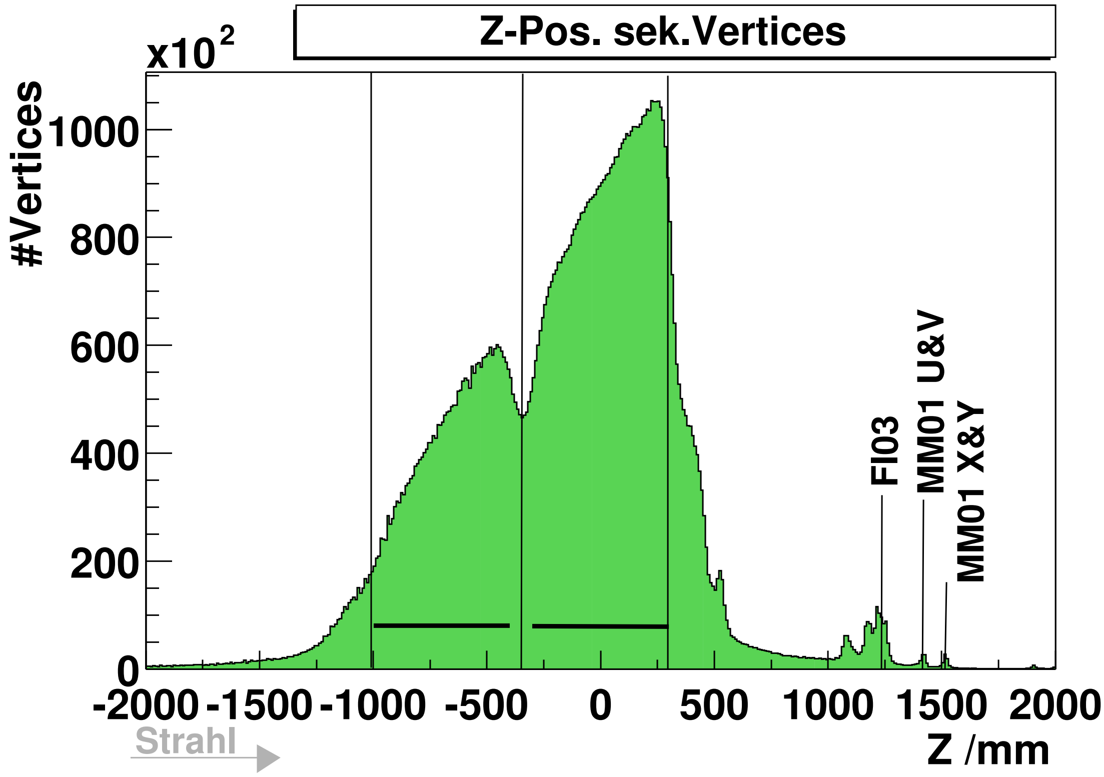


Abbildung 6.1: Verteilung der V0-Vertices in Strahlrichtung. Die horizontalen Balken markieren die Position der beiden Targethälften. Eingezeichnet sind ebenfalls die z-Positionen einiger Detektoren.

und z in Abb. 6.2 zu sehen. Die Verteilung fällt bei $r = 0$ auf Null ab. Das liegt daran, daß $r \in (R, R + dr)$ ein Gebiet in der x-y-Ebene mit Flächeninhalt $2\pi R\,dr$ abdeckt. Um die Dichte der Vertices in dieser Ebene in Abhängigkeit von r zu erhalten, wurde daher die Verteilung der Vertices in r mit $1/r$ multipliziert. Das Ergebnis ist in Abb. 6.3 zu sehen.

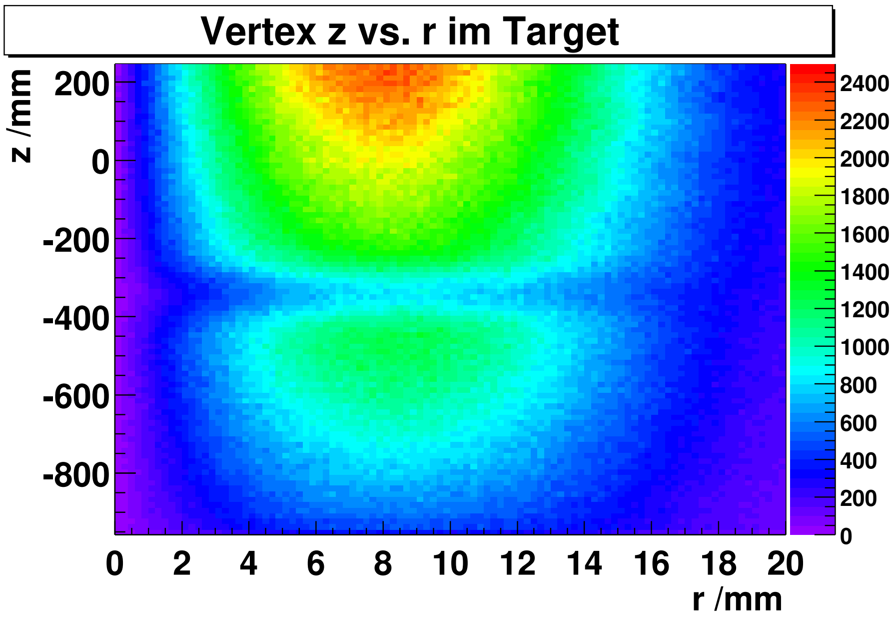


Abbildung 6.2: Verteilung der V0-Vertices bezüglich z-Position und Abstand r zur z-Achse.

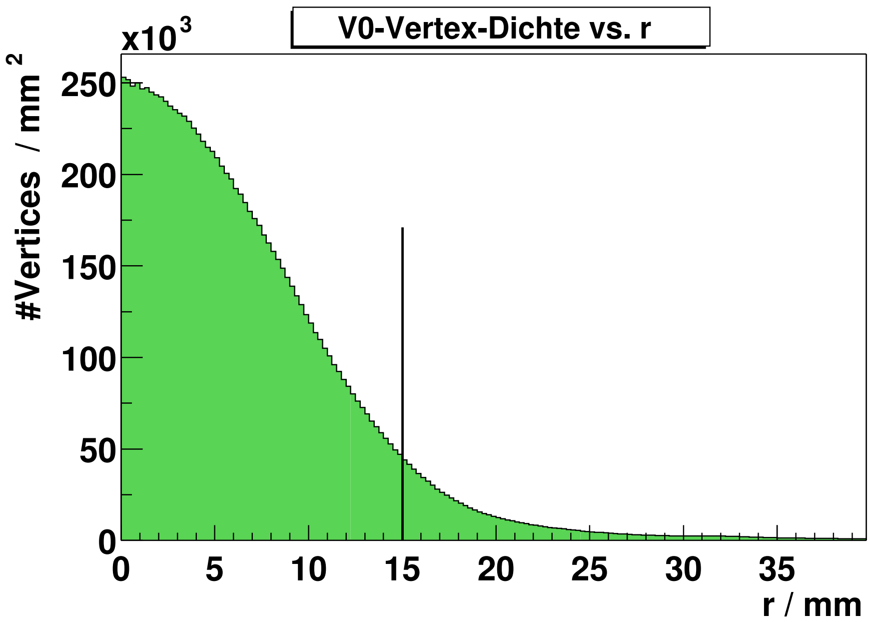


Abbildung 6.3: Flächendichte der auf die x-y-Ebene projizierten V0-Vertices im Targetbereich. Die vertikale Linie markiert den Radius der Targetzellen.

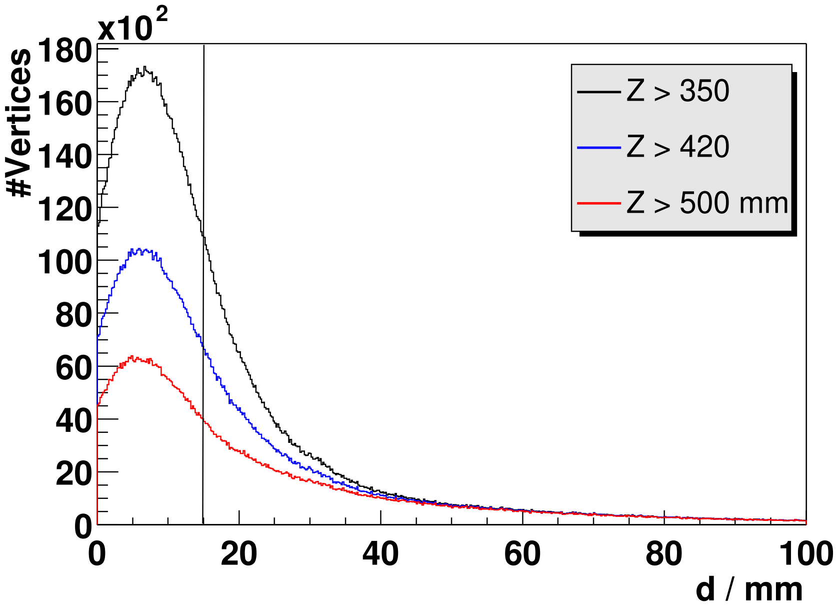


Abbildung 6.4: Verteilung des Abstandes zum Target der berechneten Flugbahnen der V0-Teilchen. Der Radius der Target-Zellen (vertikale Linie) beträgt 15 mm.

Extrapolation ins Target

Zur Untersuchung der Frage, wie viele der rekonstruierten Zerfälle zu außerhalb des Targets produzierten Teilchen gehören, kam folgendes Verfahren zur Anwendung: Für jeden V0-Vertex wird die Summe der Dreierimpulse der beiden auslaufenden Teilchen gebildet. Unter der Annahme, daß es sich wirklich um einen Zweikörperzerfall handelt —und nicht etwa noch ein ungeladenes Teilchen entstanden ist — ist die Richtung des Gesamtimpulses auch die Flugrichtung des zerfallenen Teilchens. Da dieses ungeladen ist, wird es nicht durch die Magnetfelder beeinflußt und seine Flugbahn kann durch eine Gerade in den Bereich des Targets extrapoliert werden. Ein Maß d für den Abstand der Flugbahn zum Target wurde wie folgt definiert: Sei P der Punkt der größten Annäherung zwischen der z-Achse und Flugbahn. Liegt P zwischen Anfang und Ende des Targets, ist d der Abstand von P zur z-Achse. Ansonsten ist d der Abstand der Gerade zur z-Achse bei der z-Position des vorderen oder hinteren Endes der Targetzellen, je nachdem welcher kleiner ist.

Das zerfallene Teilchen hatte am Ort seiner Entstehung, falls dieser zwischen Anfang und Ende des Targets liegt, mindestens den Abstand d zur z-Achse. Da sein Entstehungsort nicht mit dem zur Berechnung von d benutzten Punkt zusammenfallen muß, kann es auch weiter entfernt von der z-Achse entstanden sein. Abb. 6.4 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Schnitte auf die z-Positionen der Vertices. Für etwa 48% der Vertices gilt $d > 15$ mm, es sind also mindestens 48% der Teilchen außerhalb des Targets entstanden. Dies gilt für die Verteilung der Vertices mit $z > 500$ mm; für Vertices mit $z > 420$ mm sind es 42% und bei $z > 350$ mm 36%.

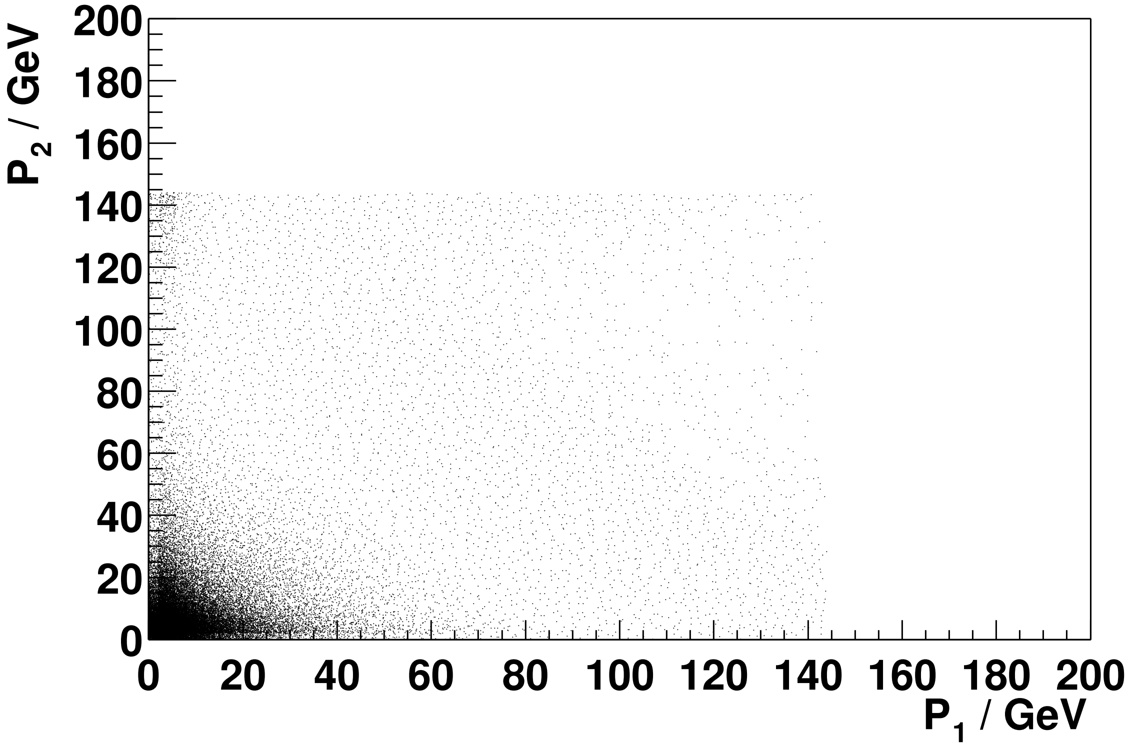


Abbildung 6.5: Verteilung der Impulse der zu den V0-Vertices gehörigen Teilchen. P_1 bezeichnet den Impuls des negativ geladenen Teilchens und P_2 den des positiven.

Impulse

Abb. 6.5 und 6.6 geben einen Überblick über die Impulsverteilung der Zerfallsprodukte der V0-Vertices, ohne Schnitte. Die Impulse konzentrieren sich größtenteils unterhalb von 40 GeV. Man sieht eine gewisse Häufung bei Impulsen des positiv geladenen Teilchens oberhalb von 120 GeV; diese kommt vermutlich durch Streuereignisse von Myonen zustande, bei welchen die Spur des einlaufenden Myons nicht rekonstruiert oder dem Vertex nicht korrekt zugeordnet wurde. Prägnantestes Merkmal der Verteilung ist der Schnitt bei ca. 140 GeV. Dieser wird vom Vertexrekonstruktions-Algorithmus in CORAL verwendet, um Strahlteilchen auszuschließen.

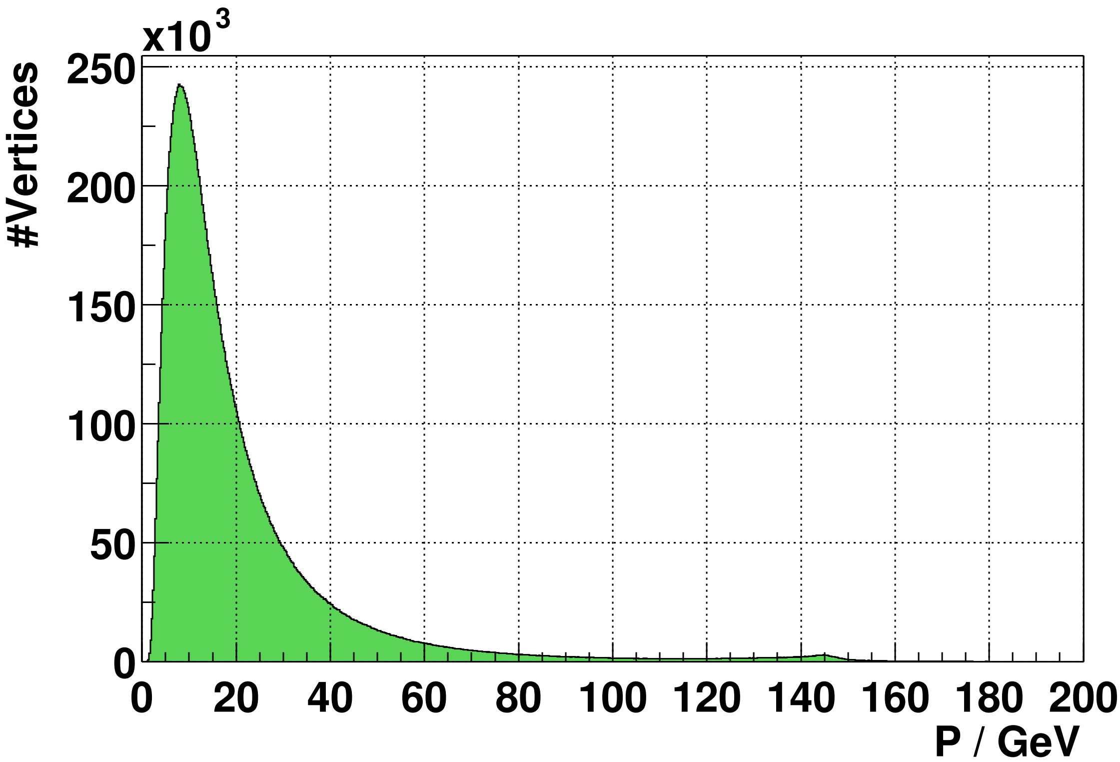


Abbildung 6.6: Verteilung des Gesamtimpulses der V0-Zerfallsprodukte.

6.3 Armenteros-Diagramme

Mit Hilfe der in Kap. 2.3 beschriebenen Armenteros-Diagramme wurde nach Zweikörper-Zerfällen ungeladener Teilchen gesucht, insbesondere nach denen der K_S^0-, Λ- und $\bar{\Lambda}$-Hadronen. In Tabelle 6.2 sind die für den Armenteros-Plot relevanten Parameter dieser Zerfälle aufgelistet. Als „Teilchen 1“ in der Definition von α (Gl. 2.57) wird hier das negative gewählt.

Abb. 6.8 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Schnitte auf die z-Position der Vertices. Ohne Schnitte auf die Vertexposition (oberes Bild) sind bereits Kaonen zu erkennen, ebenso Λ-Baryonen, allerdings undeutlich. Die meisten Einträge stammen von Vertices innerhalb des Targets (siehe Abb. 6.1). Dort sind auch Spuren des kurzlebigen ρ-Mesons zu erwarten, welches praktisch ausschließlich in zwei Pionen zerfällt. Das ρ-Meson hat eine große Zerfallsbreite von ca. 150 MeV, so daß nur ein sehr diffuses Signal zu erwarten ist. Bei der diesem Zerfall entsprechenden Ellipse ist kein Signal zu erkennen, der scheinbar abrupte Abfall der Vertexpopulation ist durch die Farbskala bedingt und läßt sich durch Änderung derselben verschieben. Mit Hilfe der Methode der invarianten Masse ist das ρ-Meson im Target gerade noch zu erkennen (siehe Abb. B.1).

Das schwach ausgeprägte Band unterhalb der Kaonen wird vermutlich durch den Dreikörper-Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ verursacht. Für den Armenteros-Plot werden nur die Impulse der geladenen Pionen berücksichtigt. Der maximal mögliche Impuls derselben transversal zu ihrem Gesamtimpulses beträgt ca. 152 MeV, was in etwa dem oberen Ende des besagten Bandes entspricht.

Als Erklärung der Häufung bei $\alpha \approx -1$ und $p_T \approx 0$ kommen μ^+e^--Streuereignisse in Betracht, bei welchen das einlaufende Myon nicht nachgewiesen oder nicht dem Vertex zugeordnet wurde. Die Reproduktion dieses Bildes wird die Aufgabe von Monte-Carlo-Studien sein, wobei auch Störeffekte wie z.B. Mehrfachstreuung der Zerfallsprodukte beim Verlassen des Targets zu berücksichtigen wären.

Selektiert man Vertices außerhalb des Targets, erhält man ein klares Signal der K_S^0-, Λ- und $\bar{\Lambda}$-Zerfälle, wie man im mittleren und unteren Bild sieht. Abb. 6.7 zeigt die Λ-Regionen in besserer Auflösung. Die ρ-Mesonen sind außerhalb des Targets nicht zu sehen, was aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer auch zu erwarten ist.

Auffällig ist die Konzentration von Vertices mit kleinen Transversalimpulsen. Bei diesen handelt es sich höchstwahrscheinlich um durch Paarerzeugung entstandene e^+e^--Paare, statt um einen Zerfall. Solche Paare entstehen bevorzugt mit annähernd kollinearen Impulsen ($p_T \approx m_e$), und die Paarerzeugung ist bei Hochenergieexperimenten mit festem Target ein häufig auftretender Prozeß [26]. Der Anteil der kinetischen Energie des Elektrons an der gesamten kinetischen Energie des Paares kann dabei alle Werte von 0..100% annehmen, weswegen auch die Werte für α über den gesamten Bereich verteilt sind.

0	$\to 1$	2	M/MeV	m_1/MeV	m_2/MeV	p/MeV	α_0	R_α
K_S^0	$\to \pi^-$	π^+	497,7	139,6	139,6	206,0	0	0.828
Λ	$\to \pi^-$	p	1115,7	139,6	938,3	100,6	-0.692	0.180
$\bar{\Lambda}$	$\to \bar{p}$	π^-	1115,7	938,3	139,6	100,6	0.692	0.180
ρ	$\to \pi^-$	π^+	769,3	139,6	139,6	358,4	0	0.932
D^0	$\to K^-$	π^+	1864,5	497,7	139,6	859,8	0.0656	0.922

Tabelle 6.2: Für Armenteros-Plots relevante Parameter einiger Zweikörperzerfälle. α_0 ist der Mittelpunkt der kinematischen Ellipsen auf der α-Achse, R_α der Radius bzgl. der α-Achse und p der Radius bzgl. der Transversalimpuls-Achse. Zur genauen Erklärung der Parameter siehe Kap. 2.3.

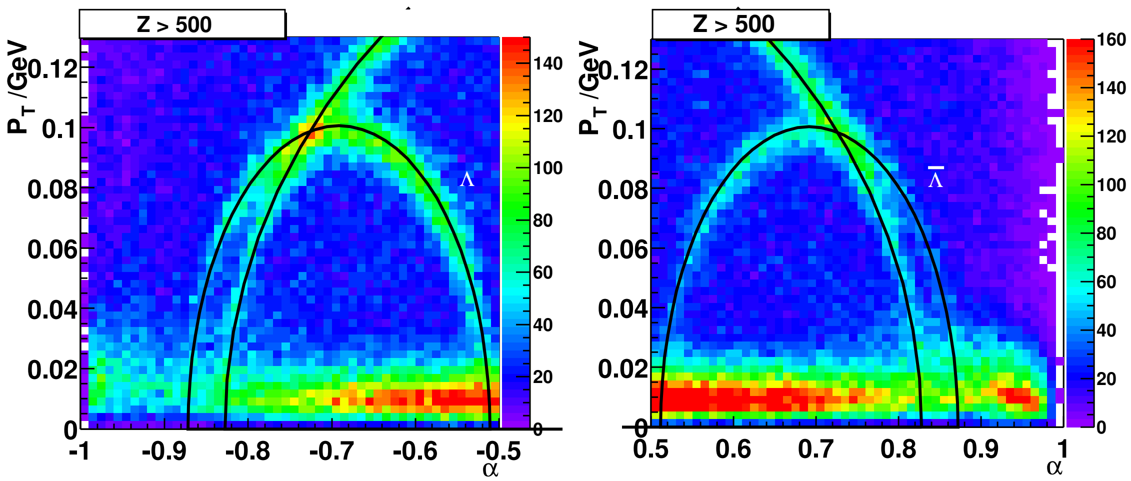


Abbildung 6.7: Armenteros-Diagramm der Vertices mit $z > 500$ mm, Vergrößerung der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Regionen.

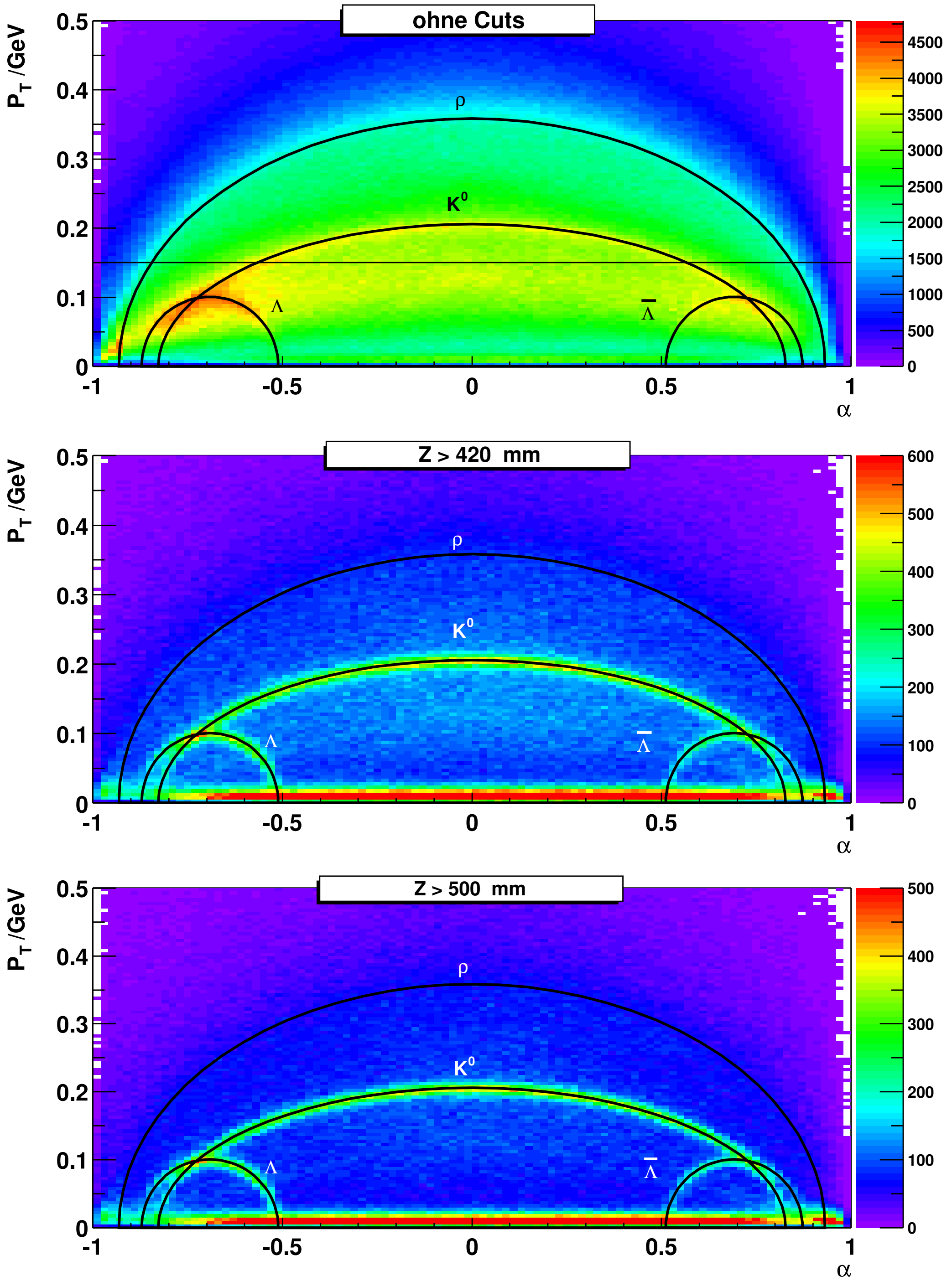


Abbildung 6.8: Armenteros-Diagramme mit verschiedenen Schnitten auf die z-Position der Zerfalls-Vertices. Die eingezeichneten Ellipsen entsprechen den Werten aus Tabelle 6.2. Die horizontale Linie markiert die obere Grenze für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ (siehe Text). Datensample: A

6.4 K^0-Zerfälle

Um die K^0_S-Zerfälle quantitativ zu untersuchen, wurde die Verteilung der invarianten Masse untersucht. Dazu wurde für jeden V0-Vertex die Masse m des zerfallenen Teilchens berechnet unter der Annahme, daß nur die beiden nachgewiesenen Teilchen entstandenen sind und daß es sich um Pionen handelt:

$$\begin{aligned} p_i &= (E_i, \vec{p}_i) \qquad E_i = \sqrt{m_\pi^2 + \vec{p}_i^{\,2}} \qquad i = (1,2) \\ m_\pi &= 139,57 \text{ MeV} \\ m &= \sqrt{(p_1 + p_2)^2} \end{aligned} \tag{6.1}$$

Dabei sind $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$ die gemessenen Impulse der beiden auslaufenden Teilchen.

Um ein möglichst unverfälschtes Signal zu erhalten, wurden Vertices hinter dem Target benutzt. Abb. 6.9 zeigt die Ergebnisse für Vertices mit $z > 500$ mm (schwarze Kurve). Der Kaon-Peak bei 0,5 GeV ist deutlich zu sehen. Um durch den Strahl-Halo produzierte K^0_S auszuschließen und innerhalb des Targets produzierte K^0_S anzureichern, wurde ein Schnitt $d < 20$ mm eingeführt, wobei d der in Kap. 6.2 definierte Abstand der Flugbahn des V0 zum Target ist. Die entsprechende Kurve (blau) ähnelt der Vorherigen, aber das Verhältnis von Signal zu Untergrund ist deutlich besser.

Der linke Peak bei der zweifachen Pionenmasse ist erklärbar durch jene Vertices, welche zu durch Paarerzeugung produzierten e^+e^--Paaren gehören. Diese entstehen, wie schon in Kap 6.3 bemerkt, mit annähernd kollinearen Impulsen, aber im allgemeinen mit verschiedenen Energien. Bei der fälschlichen Behandlung solcher Paare als $\pi^+\pi^-$-Paare ergibt sich nach kurzer Rechnung für die invariante Masse:

$$m \approx \frac{2m_\pi}{\sqrt{1-\alpha^2}} \qquad \text{für } E_{e^+}, E_{e^-} \gg m_\pi \tag{6.2}$$

Bei $\alpha = 0$ ist verläuft $m(\alpha)$ flach, woraus sich in der Verteilung von m eine Singularität bei $m = 2m_\pi$ ergibt, falls die Verteilung von α bei $\alpha = 0$ nicht verschwindet. Abb. 6.10 zeigt die Simulation einer solchen Verteilung; der Peak bei $m = 2m_\pi$ in den gemessenen Daten ist dem Simulierten sehr ähnlich.

Die Vertices mit kleinem Transversalimpuls verursachen den Peak tatsächlich, wie durch einen zusätzlichen Schnitt $p_T > 30$ MeV (rote Kurve) gezeigt werden konnte. Abb. 6.11 zeigt die Verteilung der Transversalimpulse und den Schnitt. Dort sind auch deutlich die Jacobischen Maxima für den 2-Pion Zerfall des K^0_S und den Pion-Proton Zerfall des Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ zu sehen.

Abb. 6.12 zeigt das Ergebnis eines Fits an den Kaon-Peak der invarianten Masseverteilung unter Verwendung einer Gaußkurve plus linearem Anteil. Der Mittelwert der gefitteten Kurve liegt bei $496,6$ MeV. Dies ist zu vergleichen mit dem PDG-Wert $497,672 \pm 0,031$ MeV, es besteht eine Diskrepanz von 1,1 MeV. Der statistische Fehler des Fits beträgt ca. 0,1 MeV. Dieser Wert ist aber nur von geringer Aussagekraft, da die Form des Peaks von einer reinen Gaußform abweicht, was man auch an den großen χ^2-Werten des Fits sehen kann. Eine Fehleranalyse, insbesondere der systematischen Fehler, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

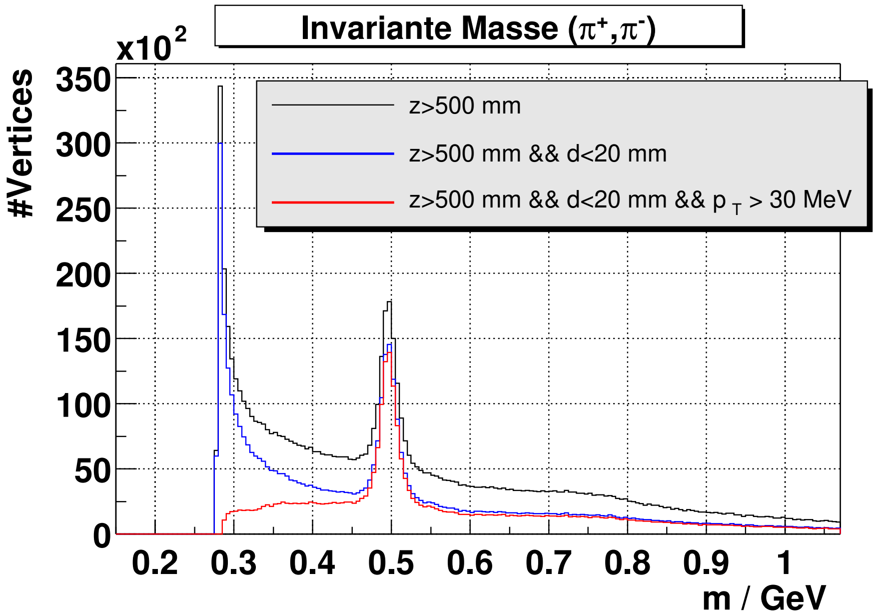


Abbildung 6.9: Verteilung der invarianten Masse unter der Annahme von Pionen als Zerfallsprodukten. d bezeichnet den Abstand der Flugbahn des V0 zum Target, z die z-Position des Vertex. Datensample: A

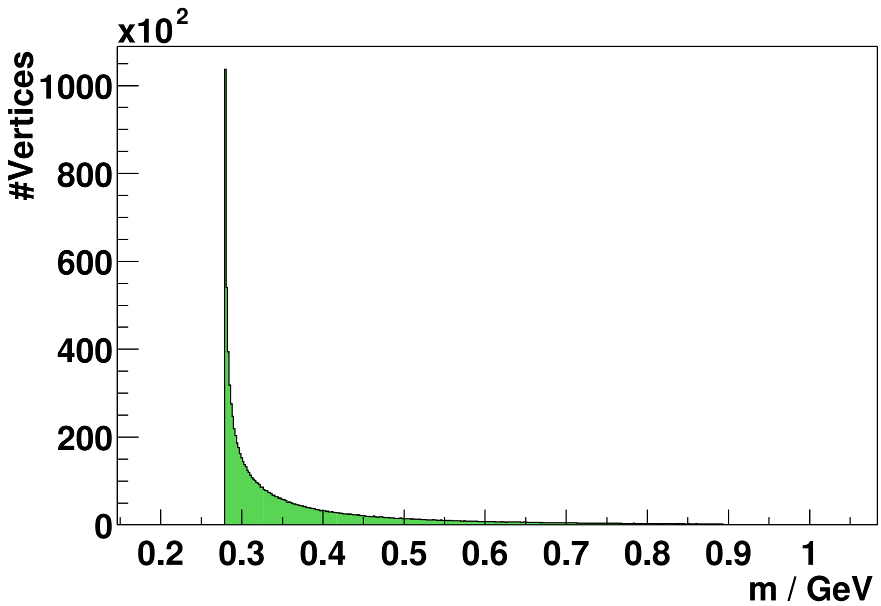


Abbildung 6.10: Simulierte Verteilung der invarianten Masse von e^+e^--Paaren bei fälschlicher Behandlung als Pionen. Dabei wurden kollineare Impulse vorausgesetzt und eine Gleichverteilung von α im Intervall (-0.95,0.95).

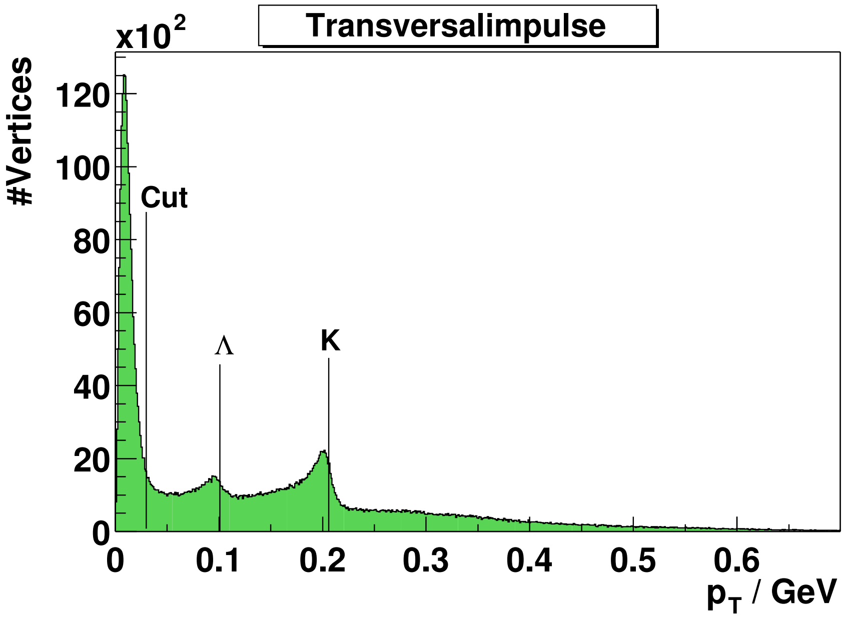


Abbildung 6.11: Verteilung der Impulsanteile der Zerfallsprodukte transversal zu deren Gesamtimpuls, für Vertices mit $d > 20$ mm und $z > 500$ mm. Die Linien markieren die Maximalimpulse für den 2-Pion Zerfall des K_S^0 und den Pion-Proton Zerfall des Λ, sowie einen verwendeten Cut (siehe Text). Datensample: A

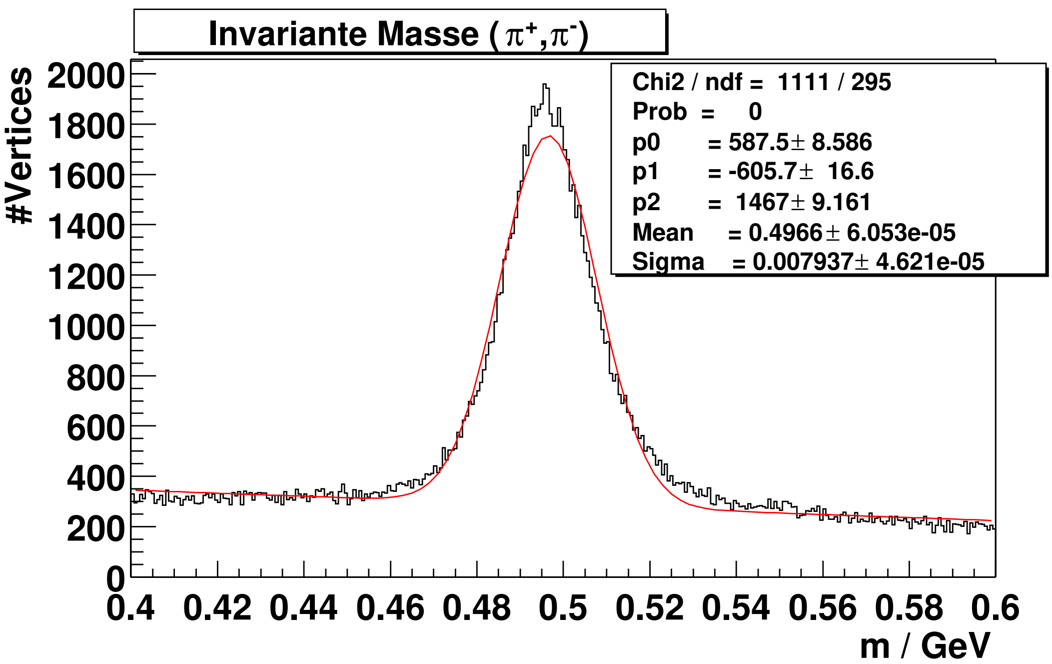


Abbildung 6.12: Fit des K0-Peaks. Der Fitbereich entspricht dem sichtbaren Ausschnitt. Verwendete Schnitte: $z > 500$ mm, $p_T > 30$ MeV und $d < 20$ mm. Datensample: A

Um mehr über die Auswirkungen der verschiedenen Triggerbedingungen und der obigen Schnitte auf die Statistik zu lernen, wurde jeweils die Anzahl rekonstruierter Kaonen n_K und die Anzahl Hintergrund-Ereignisse n_H geschätzt, normiert auf die Anzahl der Ereignisse welche die jeweilige Triggerbedingung erfüllen. Dazu wurde der lineare Anteil der gefitteten Kurve von der gemessenen Kurve abgezogen. Das Integral der resultierenden Kurve in einem beidseitigen 2-σ Intervall um den Peak wurde als Schätzwert für n_K benutzt. Für n_H wurde das Integral des linearen Anteils im gleichen Intervall benutzt. Dabei ist σ die Breite der angepassten Gauss-Kurve. Ebenfalls berechnet wurden die Werte n_H/σ, als ein von der Breite der Peaks unabhängiges Maß für den Untergrund.

Die untersuchten Triggerbedingungen sind Inner-, Middle-, Ladder- und Outer-Trigger, wobei nicht verlangt wurde, daß der jeweilige Trigger als einziger ausgelöst wurde. Mit Middle-Trigger ist hier der Kalorimeter-Middle-Trigger gemeint, d.h es wird zusätzlich die Signatur eines Hadrons im Kalorimeter gefordert. Es wurden ferner die Auswirkungen der Forderung untersucht, daß ein ins Target einlaufendes und das gestreute Myon sowie deren Vertex rekonstruiert wurden. Um ein gestreutes Myon als solches zu identifizieren, wurde dabei verlangt daß seine Ladung positiv ist, seine Flugbahn auf das Target zeigt und daß es nach dem letzten Myonfilter nachgewiesen wurde. Diese Methode hat einen Schwachpunkt: der Myonfilter hat ein Loch, welches durch die Akzeptanz des hinteren Inner-Triggers (HI05) abdeckt wird. Unmittelbar vor HI05, aber hinter allen anderen Detektoren befindet sich ein Eisenblock. Zur Identifizierung von Myonen, welche durch das Loch des Myonfilters in die Zone dahinter gelangten, sollte also ein Nachweis durch den Trigger HI05 verlangt werden. Dies war zum Zeitpunkt der Erstellung der benutzten Analyseprogramme zu aufwändig zu realisieren, da die Trigger-Hodoskope noch nicht in die Spurrekonstruktion von CORAL integriert waren.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 dargestellt. Da die wahre Form der Hintergrundverteilung nicht bekannt ist, lassen sich für die Fehler von n_K und n_H nur Schätzwerte angeben: ca. 6% auf n_K und 20% auf n_H. Die aus dem statistischen Fehler des Fits resultierenden Fehler sind eine Größenordnung kleiner. Für das Verhältnis n_K/n_H folgt ein Fehler von 26%. Dabei wurden die Fehler linear addiert, da eine falsche Parametrisierung des Untergrundes zu entgegengesetzt gleichen Fehlern von n_K und n_H führt.

Man sieht eine deutliche Abnahme des Untergrundes mit wachsender Entfernung zu den Targetzellen. Dies ist schon deswegen zu erwarten, weil $z = 350$ mm und $z = 420$ mm zwar außerhalb der Target-Zellen liegen, aber noch innerhalb des Kryostaten. Der Schnitt auf den Abstand der V0-Flugbahn zum Target verbessert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um ca. 70% und reduziert die Anzahl K^0_S dabei um 9%. Der Schnitt auf den Transversalimpuls führt zu einer Verbesserung um 23% ohne signifikanten Verlust. Ereignisse mit rekonstruiertem primären Vertex enthalten ca. 2,6 mal mehr K^0_S, was ein Indiz dafür ist, daß in Ereignissen ohne rekonstruiertes Myon oftmals tatsächlich kein Streuereignis vorhanden war; wäre das Myon wegen Detektor-Ineffizienz lediglich nicht nachgewiesen worden, sollte sich kein Unterschied ergeben.

Trigger	z_{min}/mm	$p_T^{\min}$/MeV	$d_{\max}$/mm	$n_K/10^{-6}$	$n_H/10^{-6}$	n_K/n_H	$\frac{n_H}{\sigma/\mathrm{MeV}}$	m_K^{Fit}/MeV	σ/MeV
All	500	0	0	1318	747	1,8	98,1	496,5	7,6
All	500	0	20	1210	396	3,1	51,5	496,6	7,7
All	500	30	20	1232	321	3,8	40,5	496,6	7,9
All	420	30	20	1482	663	2,2	81,8	496,4	8,1
All	350	30	20	1752	1288	1,4	154,6	496,3	8,3
$\mu\&\mu'$	500	0	20	3183	735	4,3	96,3	496,6	7,6
$\mu\&\mu'$	500	30	20	3277	585	5,6	74,7	496,6	7,8
$\mu\&\mu'$	420	30	20	3943	1357	2,9	170,8	496,5	7,9
$\mu\&\mu'$	350	30	20	4523	2791	1,6	345,7	496,4	8,1
Inner	500	30	20	2096	480	4,4	60,5	496,5	7,9
Middle	500	30	20	2546	546	4,7	68,0	496,8	8,0
Ladder	500	30	20	1393	434	3,2	55,2	496,7	7,8
Outer	500	30	20	384	126	3,1	15,6	496,6	8,1
Inner	350	30	20	2933	2030	1,4	242,3	496,3	8,4
Middle	350	30	20	3575	2318	1,5	283,3	496,4	8,2
Ladder	350	30	20	1892	1617	1,2	198,5	496,3	8,1
Outer	350	30	20	562	454	1,2	53,5	496,0	8,5

Tabelle 6.3: Charaktaristika der K_S^0-Peaks für verschiedene Schnitte auf p_T(den Impuls der nachgewiesenen Zerfallsprodukte transversal zu deren Gesamtimpuls), z (der z-Position des Zerfallsvertex) und d (den Abstand der V0-Flugbahn zum Target) und unter verschiedenen Triggerbedingungen. n_K und n_H sind normiert auf die Anzahl der Ereignisse, welche die Triggerbedingung in der ersten Spalte erfüllen. Mit „$\mu\&\mu'$" werden Ereignisse mit beliebigem Trigger aber mit rekonstruiertem ein- und auslaufendem Myon (inklusive Impulse und Vertex) bezeichnet. Datensample: A

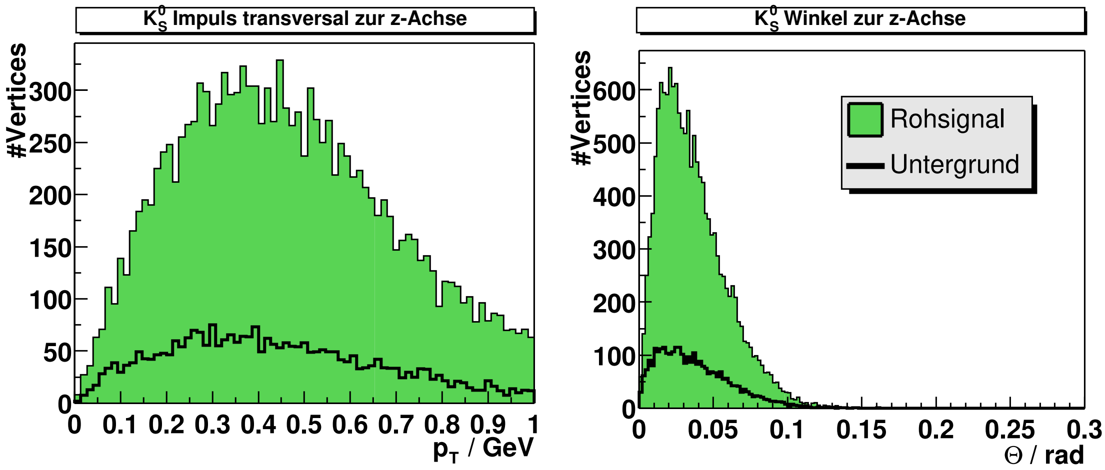


Abbildung 6.13: Verteilung der rekonstruierten Kaonen bzgl. Winkel und Transversalimpuls relativ zur z-Achse. Der Untergrund (schwarze Kurve) wurde durch Analyse der Seitenbänder abgeschätzt. Verwendete Schnitte: $z > 500$ mm, $p_T > 30$ MeV und $d < 20$ mm. Datensample: A

Außer der Anzahl der Kaonen wurde auch deren Verteilung bezüglich folgender kinematischer Variablen untersucht: dem Winkel zur z-Achse; dem Impuls transversal zur z-Achse; dem Anteil z der Kaonenergie am Energieübertrag ν auf das Nukleon sowie x_F. Ein Vertex wurde dabei einem Kaon-Zerfall zugeschrieben, wenn seine invariante Masse m um weniger als 16 MeV (2 σ) vom PDG-Wert m_{PDG} der Kaon-Masse abwich. Um den Einfluß des Untergrundes abzuschätzen, wurden ebenfalls die Seitenbänder um den Peak untersucht, genauer die Vertices im Bereich 40 MeV$< |m - m_{PDG}| < 80$ MeV. Deren Verteilungen wurden auf die Anzahl zu erwartender Hintergrundereignisse normiert, welche aufgrund der Fits an die invariante Masseverteilung schon abgeschätzt wurden. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.13 und Abb. 6.14 abgebildet. Aus der Verteilung in x_F läßt sich folgern, daß nur ein geringer Bruchteil ($< 1\%$) der rekonstruierten Kaonen durch Target-Fragmentation, also mit $x_F < 0$, erzeugt wurde.

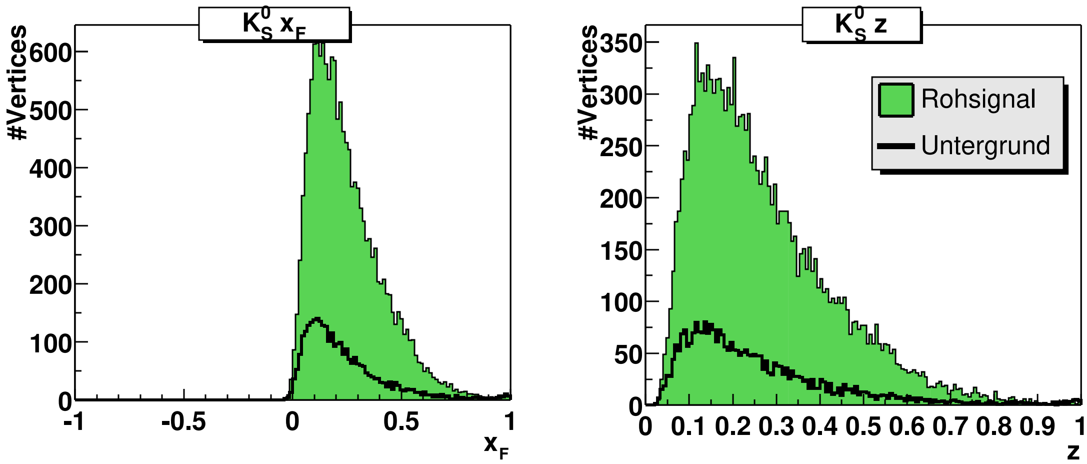


Abbildung 6.14: Verteilung in z und x_F der rekonstruierten Kaonen. Verwendete Schnitte: $z > 500$ mm, $p_T > 30$ MeV und $d < 20$ mm. Datensample: A

6.5 Λ-Zerfälle

Mit den gleichen Methoden wie im vorangehenden Kapitel wurden auch die Λ- und $\bar{\Lambda}$-Zerfälle untersucht. Ein Unterschied ist, daß diese in Teilchen verschiedener Masse zerfallen. Um die invariante Masse unter Annahme eines Λ-Zerfalls zu berechnen, wurde dem negativ geladenen Zerfallsprodukt die Masse des π^- und dem positiv geladenen die des Protons zugeschrieben. Beim $\bar{\Lambda}$ gilt das Analoge mit umgekehrten Ladungsvorzeichen. Abb. 6.15 zeigt die so gewonnene Verteilung für die Λ-Zerfälle. Der Λ-Peak ist deutlich zu erkennen, ebenso ein von V0-Vertices mit geringem Transversalimpuls verursachter Peak beim kleinstmöglichen Wert $m_{\pi^-} + m_p$. Wie schon in Kap. 6.4 beschrieben, gehören jene Vertices zu durch Paarbildung entstandenen e^+-e^--Paaren.

Die Abbildungen 6.16 und 6.17 zeigen die Ergebnisse eines Fits der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Peaks. Anders als bei den K_S^0-Peaks wurde der Untergrund hier mit einem Polynom zweiten Grades modelliert, da er eine stärkere Krümmung aufwies. Für den Peak selbst wurde eine Gausskurve verwendet. Die für den Fit verwendete Funktion beschreibt die Daten nur näherungsweise, wie man dem χ^2-Wert entnimmt. Der Mittelwert des Peaks liegt beim Λ wie beim $\bar{\Lambda}$ bei 1114,9 MeV, der PDG-Wert ist $m_\Lambda = m_{\bar{\Lambda}} = (1115,683 \pm 0,006)$ MeV. Es besteht eine Diskrepanz von 0,8 MeV; die Breite des Peaks beträgt $\sigma = 2,4$ MeV.

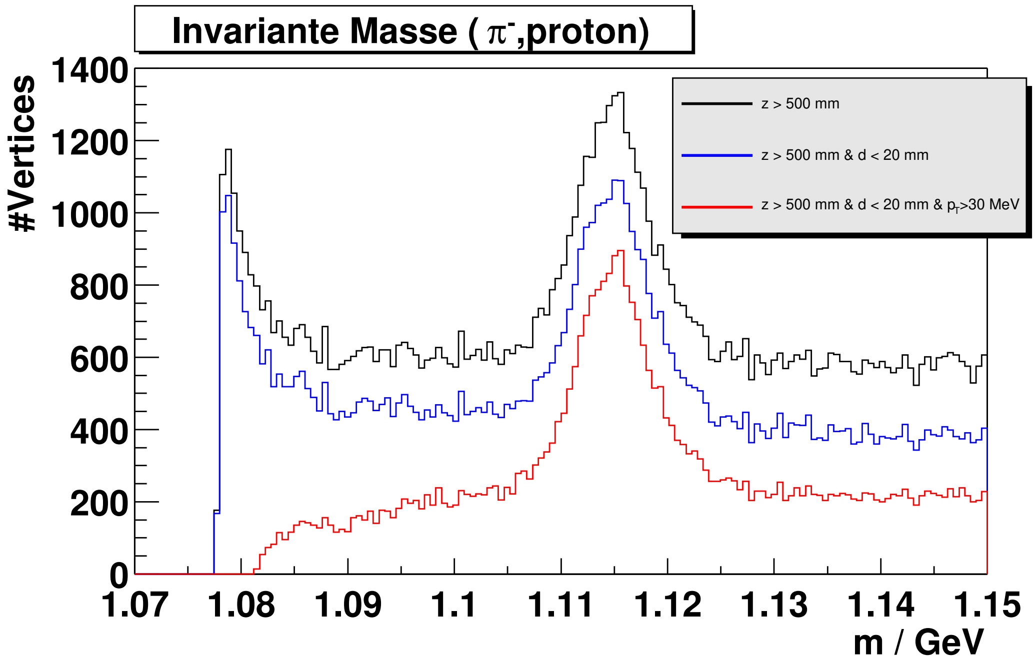


Abbildung 6.15: Verteilung der invarianten Masse unter der Annahme eines Λ-Zerfalls nach π^-, Proton. Es sind verschiedene Schnitte dargestellt. In der Legende bezeichnet d den Abstand der Flugbahn des V0 zum Target, z die z-Position des V0-Vertex und p_T den Transversalimpuls der Zerfallsprodukte. Datensample: A

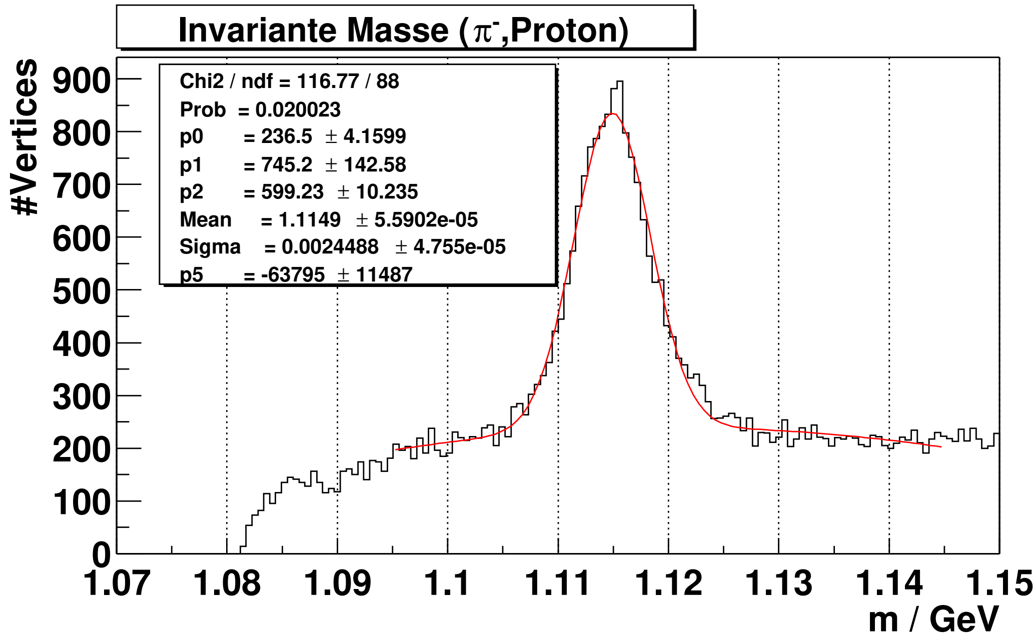


Abbildung 6.16: Fit einer Gaußkurve plus einem Polynom zweiten Grades an den Λ-Peak. Angewandte Schnitte sind $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Datensample: A

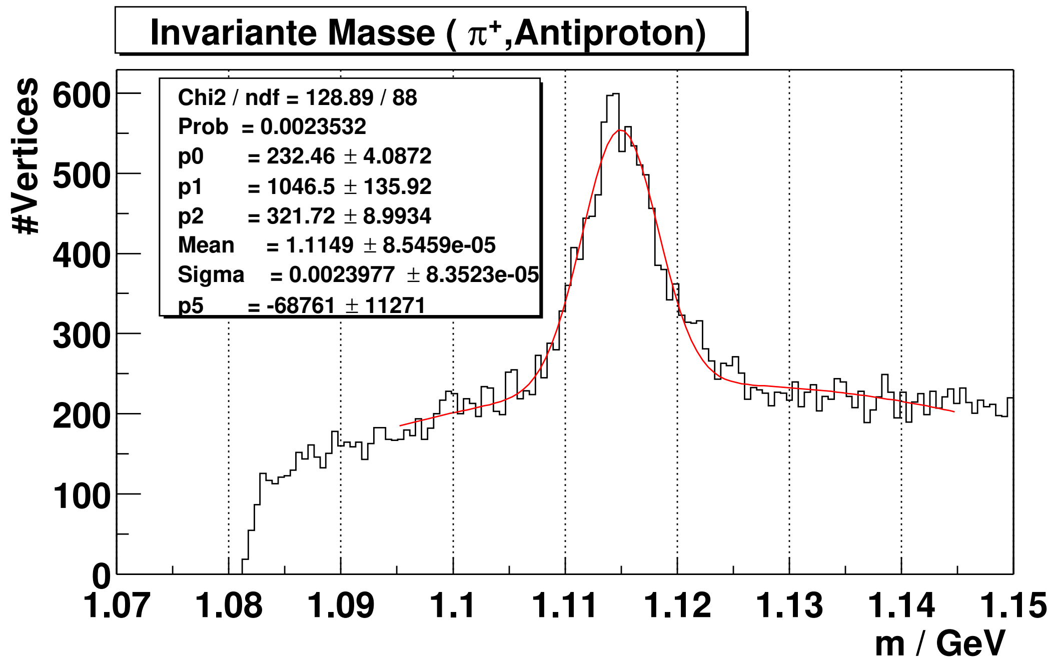


Abbildung 6.17: Fit einer Gaußkurve plus einem Polynom zweiten Grades an den $\bar{\Lambda}$-Peak. Angewandte Schnitte sind $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Datensample: A

Die Auswirkungen der verschiedenen Triggerbedingungen und einiger Schnitte auf die Anzahl der rekonstruierten Λ- und $\bar{\Lambda}$-Teilchen sind in den Tabellen 6.4 und 6.5 aufgelistet. Die Werte kamen wie im vorigen Kapitel für die K^0_S beschrieben zustande, nur wurde der Untergrund wie oben beschrieben mit einem Polynom 2.Grades modelliert. Der Fehler von n_Λ wurde auf 7% geschätzt, der von $n_{\bar{\Lambda}}$ auf 12% und der des Hintergrundes in beiden Fällen auf 14%. Für das Verhältnis Signal zu Untergrund resultiert ein Fehler von 21% beim Λ und 26% beim $\bar{\Lambda}$. Aus den Tabellen ergibt sich ein Verhältnis von rekonstruierter $\bar{\Lambda}$-Zerfällen zur Anzahl Λ-Zerfälle von etwa ca. 55%, ohne Selektion eines bestimmten Triggers und mit den Schnitten $z > 500$ mm, $p_T > 30$ MeV sowie $d < 20$ mm. Für die verschiedenen Triggerbedingungen weicht das Verhältnis nicht signifikant ab.

Trigger	$\frac{z_{min}}{mm}$	$\frac{p_T^{min}}{MeV}$	$\frac{d_{max}}{mm}$	$n_\Lambda/10^{-6}$	$n_H/10^{-6}$	n_Λ/n_H	$\frac{n_H}{\sigma/\text{MeV}}$
All	500	0	0	230	260	0,9	107
All	500	0	20	224	188	1,2	77
All	500	30	20	199	102	2,0	42
All	420	30	20	244	176	1,4	71
All	350	30	20	278	294	0,9	119
$\mu\&\mu'$	500	30	20	520	214	2,4	93
Inner	500	30	20	350	157	2,2	65
Middle	500	30	20	434	173	2,5	73
Ladder	500	30	20	240	134	1,8	52
Outer	500	30	20	63	49	1,3	19

Tabelle 6.4: Anzahl rekonstruierter Λ-Teilchen für verschiedene Schnitte. Zur Nomenklatur siehe Tabelle 6.3. Datensample: A.

Trigger	$\frac{z_{min}}{mm}$	$\frac{p_T^{min}}{MeV}$	$\frac{d_{max}}{mm}$	$n_{\bar{\Lambda}}/10^{-6}$	$n_H/10^{-6}$	$n_{\bar{\Lambda}}/n_H$	$\frac{n_H}{\sigma/\text{MeV}}$
All	500	0	0	141	267	0.53	114
All	500	0	20	120	204	0.59	85
All	500	30	20	110	98	1.12	41
All	420	30	20	128	171	0.75	70
All	350	30	20	161	287	0.56	116
$\mu\&\mu'$	500	30	20	293	214	1.37	87
Inner	500	30	20	176	146	1.21	60
Middle	500	30	20	244	166	1.47	74
Ladder	500	30	20	128	134	0.95	57
Outer	500	30	20	39	37	1.05	17

Tabelle 6.5: Anzahl rekonstruierter $\bar{\Lambda}$-Teilchen für verschiedene Schnitte. Zur Nomenklatur siehe Tabelle 6.3. Datensample: A.

Die Verteilungen der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen in x_F, z, θ und p_T sind in Abb. 6.18 bis 6.21 dargestellt. Ein Vertex wurde als Λ angesehen, falls dessen invariante Masse um weniger als 5 MeV (2σ) vom PDG-Wert abwich. Die Beiträge des Untergrundes wurden mit Hilfe der Seitenbänder abgeschätzt, welche durch die Forderung 10 MeV$< |m - m_{PDG}| < 20$ MeV definiert wurden.

Der Anteil der rekonstruierten Λ-Baryonen mit $x_F < 0$ liegt bei (11 ± 1)%. Nach Abzug der Beiträge des Untergrundes ergibt sich ein Anteil von (10 ± 2)%. Bei den $\bar{\Lambda}$-Baryonen ergeben sich (11 ± 1)% für das Rohsignal und (7 ± 3)% nach Abzug des Untergrundes. Die angegebenen Fehler beinhalten die rein statistischen Fehler sowie den geschätzten Fehler des Verhältnisses von Signal zu Untergrund.

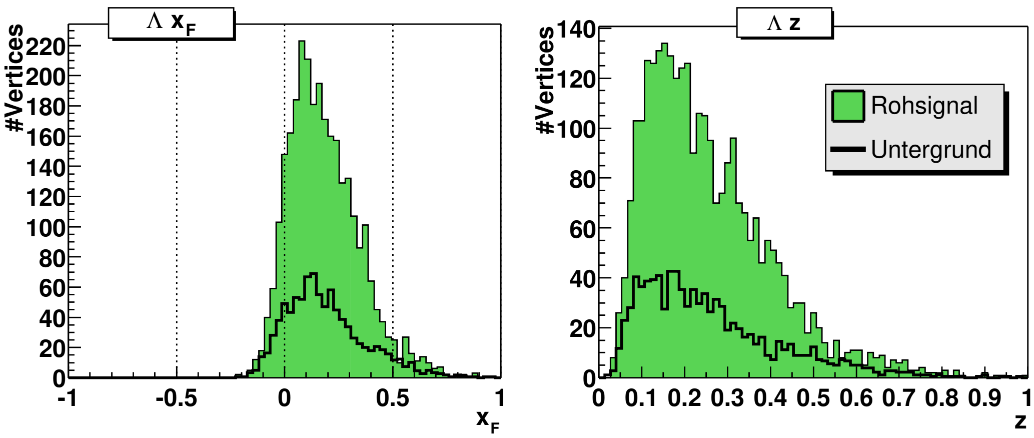


Abbildung 6.18: Verteilung in x_F und z der Λ-Baryonen. Angewandte Schnitte sind $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Datensample: A

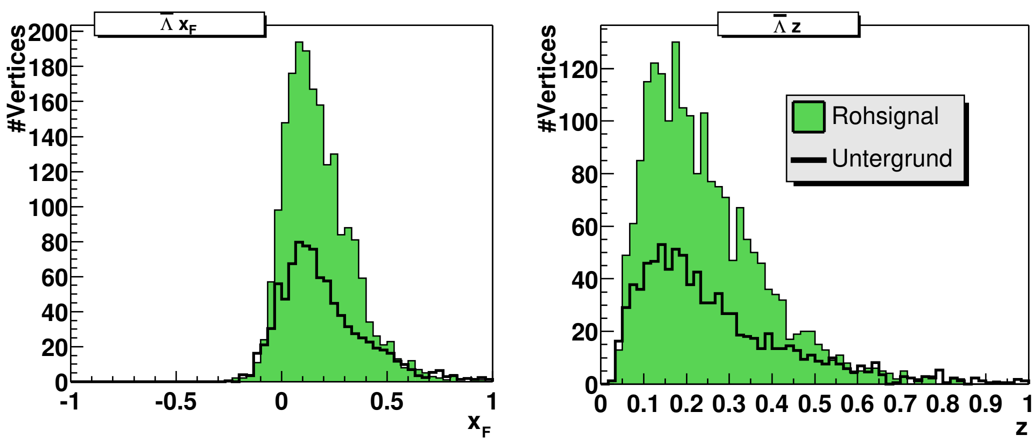


Abbildung 6.19: Verteilung in x_F und z der $\bar{\Lambda}$-Baryonen. Angewandte Schnitte sind $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Datensample: A

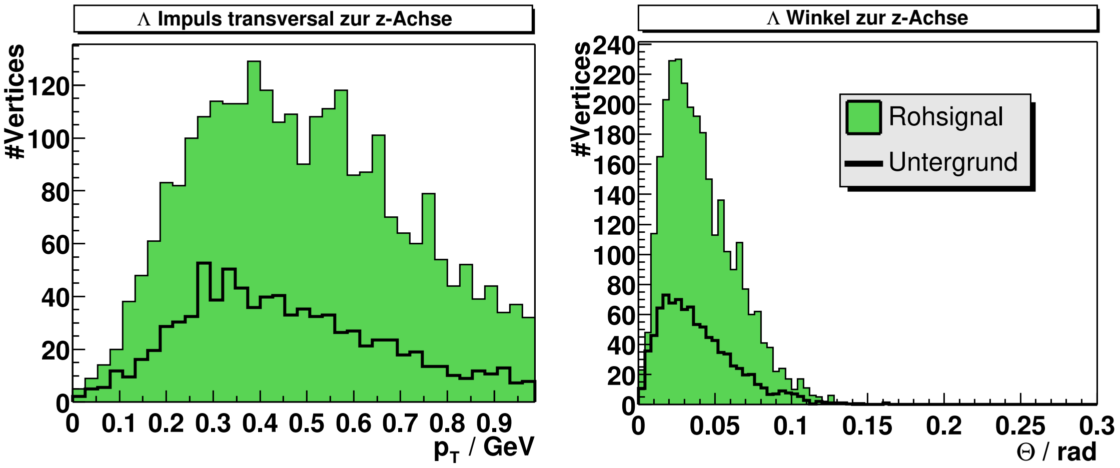


Abbildung 6.20: Verteilung des Winkels θ zur z-Achse und des Transversalimpulses p_T der Λ-Baryonen. Angewandte Schnitte sind $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Datensample: A

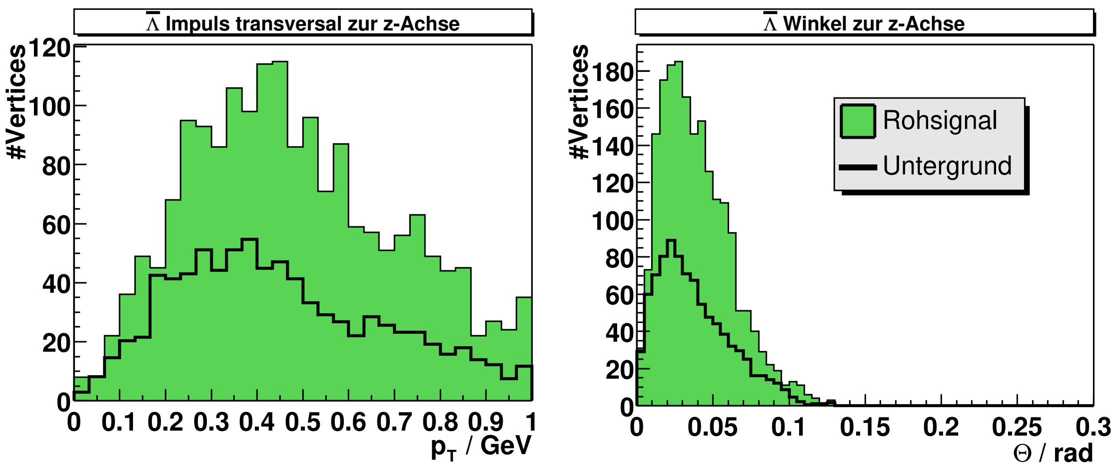


Abbildung 6.21: Verteilung des Winkels θ zur z-Achse und des Transversalimpulses p_T der $\bar{\Lambda}$-Baryonen. Angewandte Schnitte sind $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Datensample: A

Datensample:	A	B	C	D
#Inner	1	1.0094 ± 0.0005	0.9885 ± 0.0005	
#Middle	1	0.9995 ± 0.0013	1.0006 ± 0.0013	
#Ladder	1	0.9931 ± 0.0006	1.0084 ± 0.0006	
#Outer	1	1.0159 ± 0.0008	0.9806 ± 0.0008	
#V0-Vertices	1	$0,9903 \pm 0,0005$	$1,0118 \pm 0,0005$	$0,1618 \pm 0,0002$
n_K	1	$1,01 \pm 0,09$	$1,03 \pm 0,09$	ca. 0,16
n_Λ	1	$1,04 \pm 0,10$	$0,97 \pm 0,10$	ca. 0,10
$n_{\bar{\Lambda}}$	1	$0,99 \pm 0,17$	$0,94 \pm 0,17$	$< 0,09$

Tabelle 6.6: Vergleich der verschiedenen Datensamples. Alle Werte sind pro Ereignis und zusätzlich normiert auf die entsprechenden Werte für Datensample A. „#Inner“ bis „#Outer“ bezeichnen die Häufigkeiten für die Erfüllung der jeweiligen Triggerbedingung. Die Werte n_K, n_Λ und $n_{\bar{\Lambda}}$ sind bezogen auf den Schnitt $z > 500$ mm, $d < 20$ mm, $P_T > 30$ MeV. Die angegebenen Fehler für $n_K..n_{\bar{\Lambda}}$ sind Schätzwerte, die restlichen sind die statistischen Fehler. Ein Direktvergleich der Triggerhäufigkeiten zwischen 2001 und 2002 ist nicht sinnvoll, da der Outer-Trigger 2001 nicht vorhanden war.

6.6 Vergleich der Datensamples

Im Folgenden werden die Ergebnisse für die in Kap. 6.1 beschriebenen Datensamples verglichen. Die in den vorangehenden Kapiteln beschriebenen Analysen wurden ebenfalls mit Datensample B & C durchgeführt, bei den 2001-Daten (Sample D) entfielen aufgrund schlechter Statistik die Fits in den Verteilungen der invarianten Massen, sowie die Untersuchung von x_F, y, p_T und θ der rekonstruierten Teilchen. In Anhang B.1 finden sich einige der aus den 2001-Daten erstellten Plots. Beim Vergleich der 2002- mit den 2001-Daten ist eine deutliche Steigerung der Anzahl rekonstruierter Vertices auf das sechsfache (siehe Tabelle 6.6) zu beobachten. Dies ist aufgrund der Verbesserungen am Spektrometer zwischen den Strahlzeiten nicht verwunderlich.

Für die 2002-Datensamples unterschiedlicher Polarisation, B & C, ergaben sich signifikante Unterschiede in der Häufigkeit der verschiedenen Triggerbedingungen sowie in der Anzahl rekonstruierter V0-Vertices, wie Tabelle 6.6 zu entnehmen ist. Die Anzahl rekonstruierter Kaonen und Λ-Baryonen zeigt keine signifikanten Unterschiede, allerdings sind dort sind die Fehlergrenzen wesentlich größer. Die bisher vorgestellten Histogramme wurden desweiteren auf die Anzahl Ereignisse der Datensamples normiert und visuell verglichen. Dabei waren keine auffälligen Unterschiede feststellbar.

6.7 Verteilung der Myon-Streuparameter

Als Nebenprodukt der vorangehenden Untersuchungen wurde der vom Experiment abgedeckte kinematische Bereich der gestreuten Myonen extrahiert. Dieser soll im Folgenden dargestellt werden. Es wurden für jeden primären Vertex zu welchem ein auslaufendes Myon gehört und für den auch der Impuls des einlaufenden Teilchens (Myons) bekannt ist, $\log(x_B)$, $\log(Q^2)$ sowie y berechnet. Dazu wurden folgende Formeln benutzt:

$$
\begin{aligned}
E &= \sqrt{m_\mu^2 + \vec{p}^2} \qquad E' = \sqrt{m_\mu^2 + \vec{p}'^2} \qquad m_\mu = 105,658357 \text{ MeV} \\
Q^2 &= -\left((E - E')^2 - (\vec{p} - \vec{p}')^2\right) \\
x_B &= \frac{Q^2}{2M(E - E')} \qquad M = 938,272 \text{ MeV Masse des Protons}
\end{aligned}
$$

Die Abbildungen 6.22 bis 6.23 zeigen die Ergebnisse aufgeschlüsselt nach verschiedenen Triggerbedingungen. Es wurde nicht verlangt, daß der jeweilige Trigger als einziger ausgelöst wurde. Mit Middle-Trigger ist hier der Kalorimeter-Middle-Trigger gemeint.

Ein prägnantes Merkmal ist der durch elastische Myonen-Elektron-Streuung verursachte Peak in x_B. Aus derselben Rechnung, welche zu $x_B = 1$ für elastische Myon-Nukleon-Streuung führt, ergibt sich für Streuung am Elektron:

$$x_B = \frac{m_e}{m_p} \approx 5,4 \cdot 10^{-4} = 10^{-3.27} \tag{6.3}$$

Die Position des Peaks in Abb. 6.23 stimmt mit diesem Wert (markiert durch die vertikale Linie) überein.

Der Peak bei kleinen y in Abb. 6.22 bei der Kurve, welche sich ohne jeden Schnitt auf die Triggerbedingung (schwarz) ergibt, stammt von dem hier nicht getrennt analysierten puren Middle-Trigger, für welchen keine zusätzliche Hadronsignatur im Kalorimeter verlangt wird. Wie anhand von Abb. 6.24 zu sehen ist, verursachen die elastischen $\mu - e-$Streuereignisse ebenfalls einen Peak in der Verteilung von $\log(Q^2)$, deren Position sich aus der Akzeptanz der Trigger bei $x_B \approx 5,4 \cdot 10^{-4}$ ergibt. Lediglich der rechte Peak in der $\log(Q^2)$-Verteilung des Outer-Triggers ist eine Eigenschaft des Triggers selbst.

Die Verteilungen in Q^2 und y spiegeln tendenziell die angestrebten Akzeptanzen des Triggersystems (vgl. Kap 3.1.1) wieder; sie enthalten allerdings auch die Wirkungsquerschnitte, welche hier nicht herausgerechnet wurden. Lediglich beim Outer Trigger ist zu bemerken, daß die Akzeptanz in Q^2 auf ca. 30 GeV^2 anstatt 50 GeV^2 beschränkt ist.

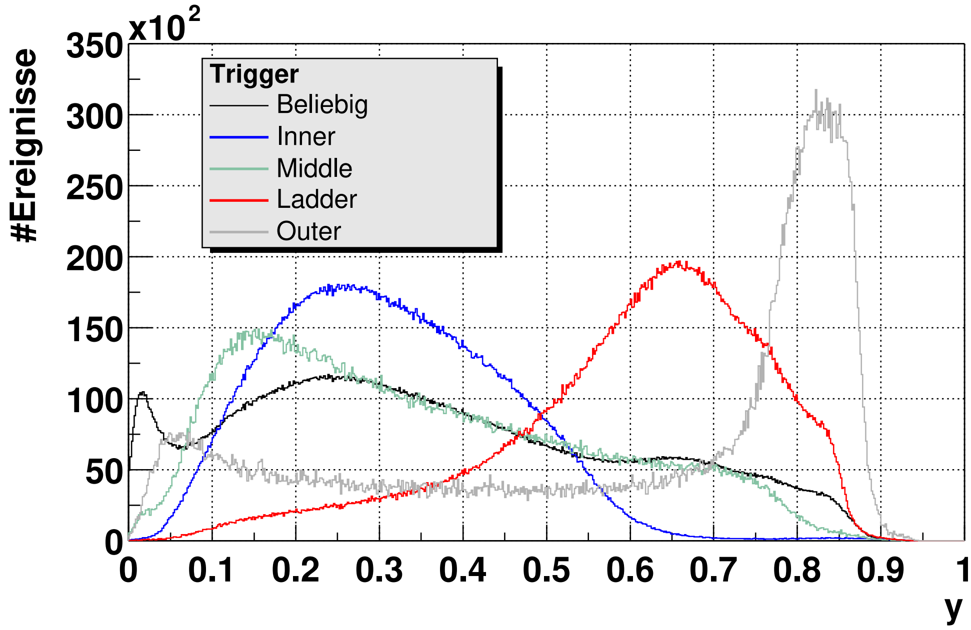


Abbildung 6.22: Verteilung in y der gestreuten Myonen für verschiedene Trigger. Die Kurven wurden zur besseren Sichtbarkeit auf gleiches Integral normiert. Datensample: A

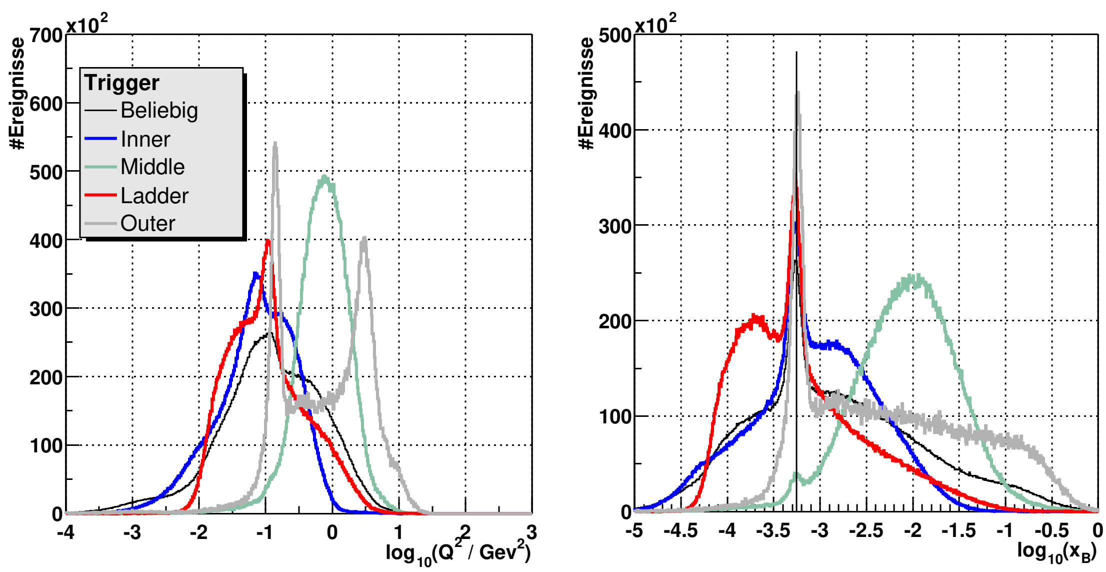


Abbildung 6.23: Verteilung in Q^2 (links) und x_B (rechts) der gestreuten Myonen für verschiedene Trigger. Die Kurven wurden auf gleiches Integral normiert. Die vertikale Linie im rechten Bild markiert den x_B-Wert für elastische $\mu - e-$Streuung. Datensample: A

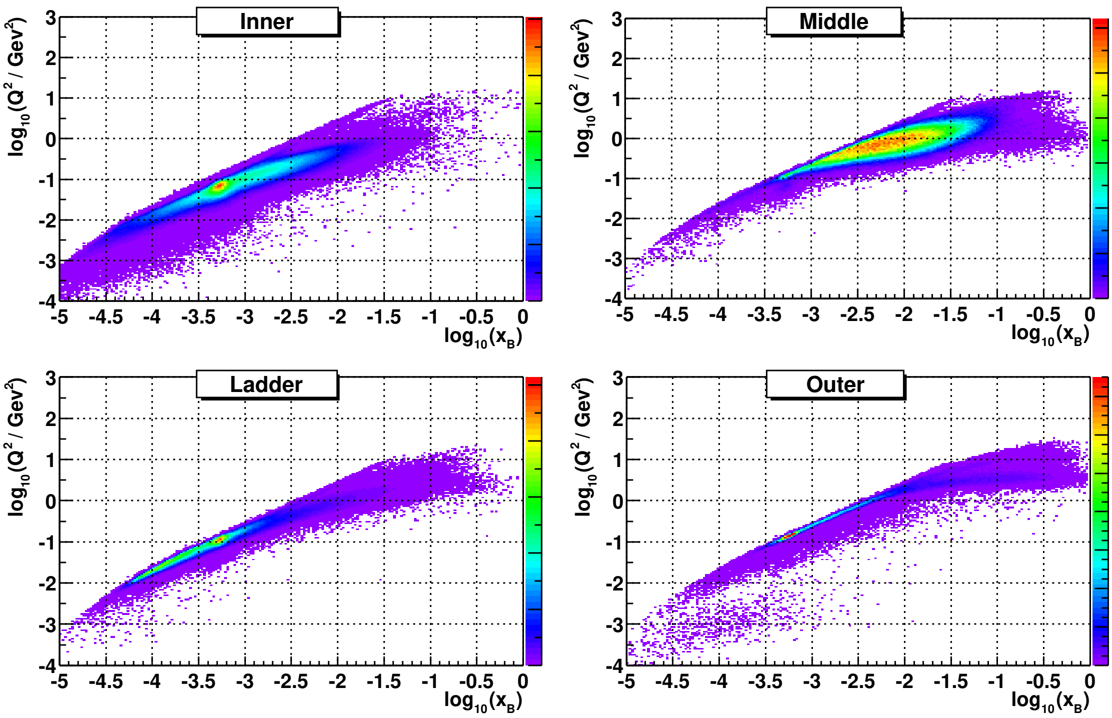


Abbildung 6.24: Verteilung über Q^2 und x_B der rekonstruierten gestreuten Myonen, getrennt nach Triggerbedingung. Datensample: A

Kapitel 7

Zusammenfassung

Hauptziel des COMPASS Experimentes ist die Bestimmung der Gluon-Beiträge zum Spin des Nukleons. Nach einer ersten Strahlzeit 2001 wurde von Mai bis September 2002 mit einem verbesserten Aufbau erfolgreich weitere Daten aufgenommen. Als Teil der zahlreichen Bemühungen, die Qualität der Daten einzuschätzen, wurde im Rahmen dieser Arbeit nach Zerfällen der K_S^0-Mesonen sowie der Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Baryonen gesucht. Diese konnten sowohl anhand der 2001-Daten als auch der 2002-Daten erfolgreich nachgewiesen werden. Die Verbesserungen am Spektrometer sind auch in den Daten offensichtlich, beispielsweise ist eine Steigerung der Kaonen-Ausbeute um das Sechsfache zu beobachten.

Die Ausbeute an rekonstruierten Zerfällen und die Größe des Untergrundes wurden für die 2002-Daten quantifiziert. Dabei wurde ebenfalls der Einfluß verschiedener Schnitte und Triggerbedingungen untersucht. Desweiteren konnten die Verteilungen der rekonstruierten Hadronen bezüglich verschiedener kinematischer Variablen gewonnen werden, im einzelnen dem Winkel zur z-Achse, dem Transversalimpuls, dem Bruchteil z der Hadronenergie am Energieübertrag des Streuprozesses sowie x_F. Die x_F-Verteilung der Λ-Baryonen ist von besonderem Interesse, da eines der Ziele von COMPASS die Bestimmung der Spinverteilung der Strange-See-Quarks anhand der Polarisation produzierter Λ-Baryonen ist. Dazu muß bekannt sein, ob das Hadron aus der Strom- oder Targetfragmentation stammt, was sich anhand des Vorzeichens von x_F entscheiden läßt. Die Reproduktion der gewonnenen Zahlen und Verteilungen wird eine der Aufgaben aktueller MC-Simulationen sein.

Zusammen mit der Suche nach Zerfällen wurden ergänzend auch einfache Dinge wie die räumliche Verteilung der rekonstruierten Vertices untersucht. Dabei waren keine Anomalien festzustellen. Anzumerken ist, daß für die durchgeführten Analysen aufgrund der limitierten Rechenzeit nur ein Bruchteil von ca. 0.6% der aufgenommenen Daten benutzt werden konnte. Die Aufbereitung der restlichen Daten ist in vollem Gange und läßt auf weitere Resultate hoffen, zum Beispiel die erfolgreiche Rekonstruktion von D^0-Mesonen.

Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der RICH-Daten stand erst nach Ende der Strahlzeit 2002 zur Verfügung, da die entsprechende Software erst an die Daten angepasst werden mußte. Im Rahmen dieser Arbeit konnten schon vorher wesentliche

Beiträge zum Verständnis des RICH-Detektors geleistet werden. Es wurde ein eigenständiges Verfahren zur Qualitätskontrolle der RICH-Daten entwickelt. Mit diesem konnte zu Beginn der Strahlzeit 2002 erstmals die Funktionsfähigkeit dieses Detektors nachgewiesen werden, nachdem 2001 die Situation noch unklar war. Während der Strahlzeit wurde obiges Verfahren zur Überwachung des RICH-Detektors verwendet, wobei es insbesondere bei der Suche nach einigen Lecks im Gassystem von großem Nutzen war. Desweiteren konnten diverse Detektorkenngrößen ermittelt werden, wie der Einfluß des Gasmischungsverhältnisses oder der Verzögerung des Triggersignals auf die Photonenausbeute. Obwohl obiges Programm nicht zu diesem Zweck entworfen wurde, konnten damit auch erstmals geladene Kaonen im RICH-Detektor nachgewiesen werden. Inzwischen werden die Daten des RICH-Detektors erfolgreich bei neueren Datenanalysen verwendet, z.B. beim Nachweis des ϕ-Zerfalls in zwei Kaonen.

Nebenbei wurden auch Arbeiten abseits der Untersuchungen zur Hadronproduktion durchgeführt, im einzelnen: Die Aktualisierung und Weiterentwicklung des zur Überwachung der Datennahme benutzten Programmes „MurphyTV“; Die T0-Kalibration der Trigger-Hodoskope und die Implementation des Zugriffs auf diese Kalibrationsdaten in CORAL; Last but not Least das Aufspüren verschiedener Fehler im CORAL-Quellcode.

Anhang A

TO-Kalibration

Die folgenden Übersichtstafeln für die verschiedenen Triggergruppen enthalten jeweils

- Einen Plot der T0-Konstanten, aufgetragen über der Kanalnummer (Links oben). Die eingezeichneten Balken entsprechen der Breite der an die T0-Peaks gefitteten Gausskurven.
- Die Anzahl der Einträge im sichtbaren Bereich der Zeitspektren (links unten). Diese entspricht aufgrund des geringen Untergrundes ungefähr dem Inhalt des T0-Peaks.
- Die zeitliche Entwicklung der T0-Konstanten während der Strahlzeit 2001. Abgebildet sind jeweils die Kanäle mit der kleinsten (Mitte unten) und größten Streuung (Mitte oben).
- Die Zeitspektren für zwei verschiedene Kanäle (rechts).

Die für die Kalibration benutzten Runs sind: 12466 , 12852 , 13050 12502 , 12866 , 13073 12639 , 12889 , 13085 12770 , 13000 , 13183 12802 , 13045 sowie 13213

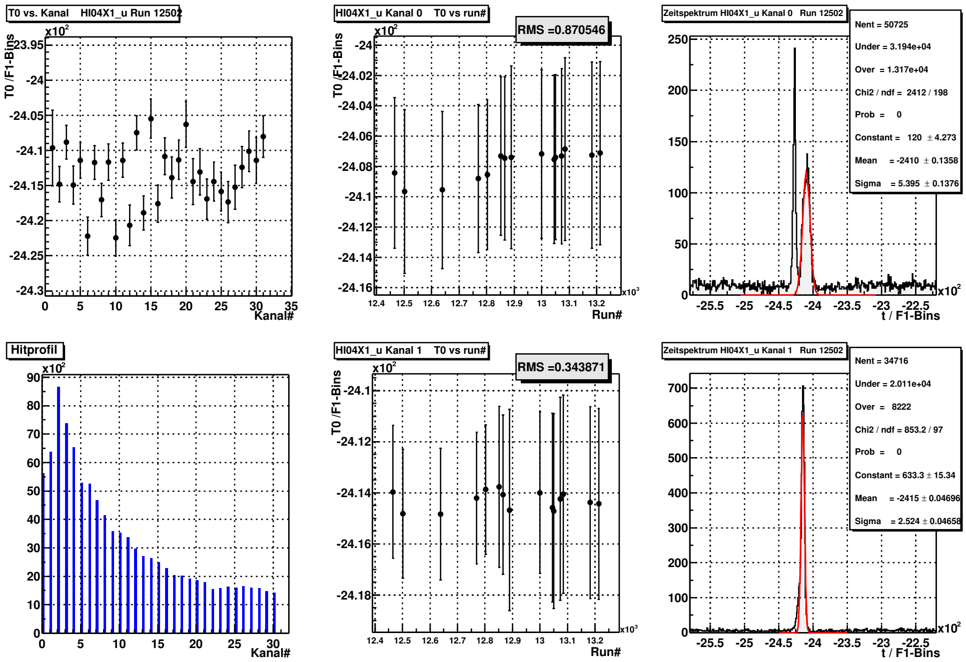


Abbildung A.1: Übersicht zur Kalibration von Trigger HI04X1_u. Rechts oben ist der in Kap. 4 erwähnte Doppelpeak zu sehen.

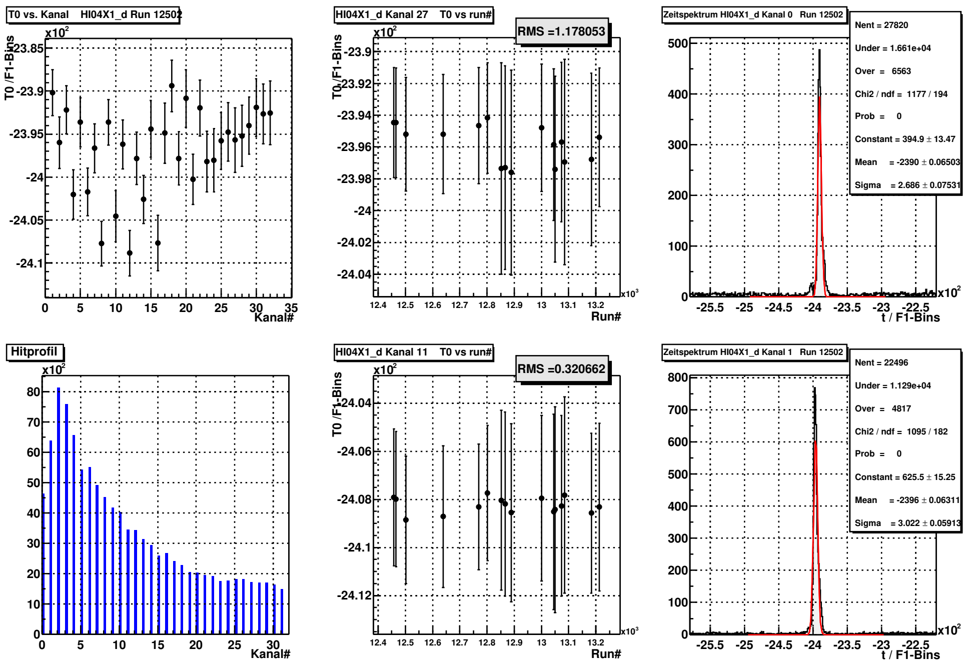


Abbildung A.2: Übersicht zur Kalibration von Trigger HI04X1_d.

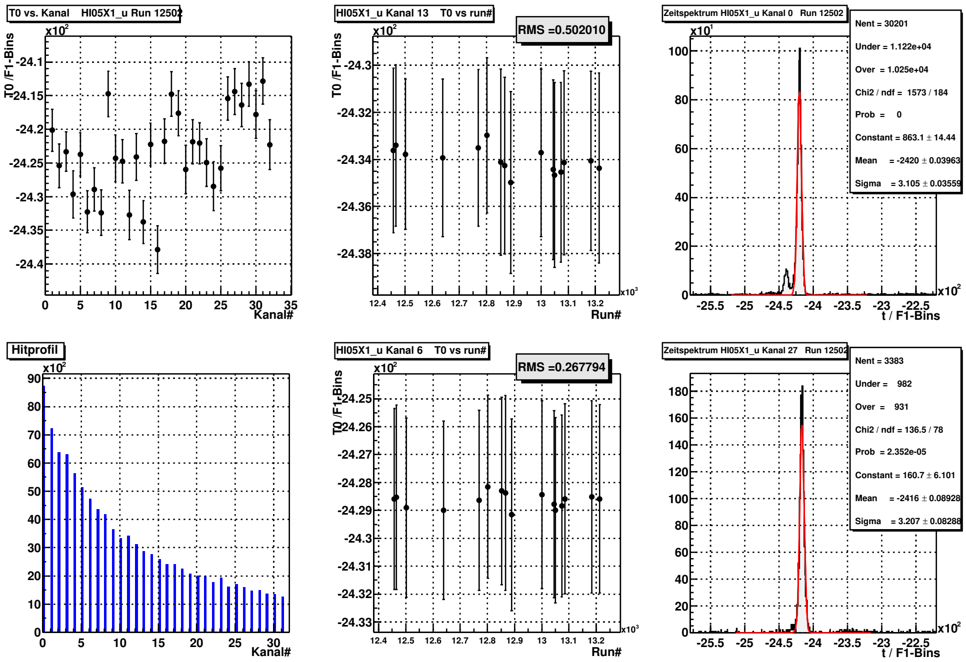


Abbildung A.3: Übersicht zur Kalibration von Trigger HI05X1_u. Das rechts oben gezeigte Nebenmaxima bei Kanal 0 tritt ebenfalls bei Kanal 1 auf.

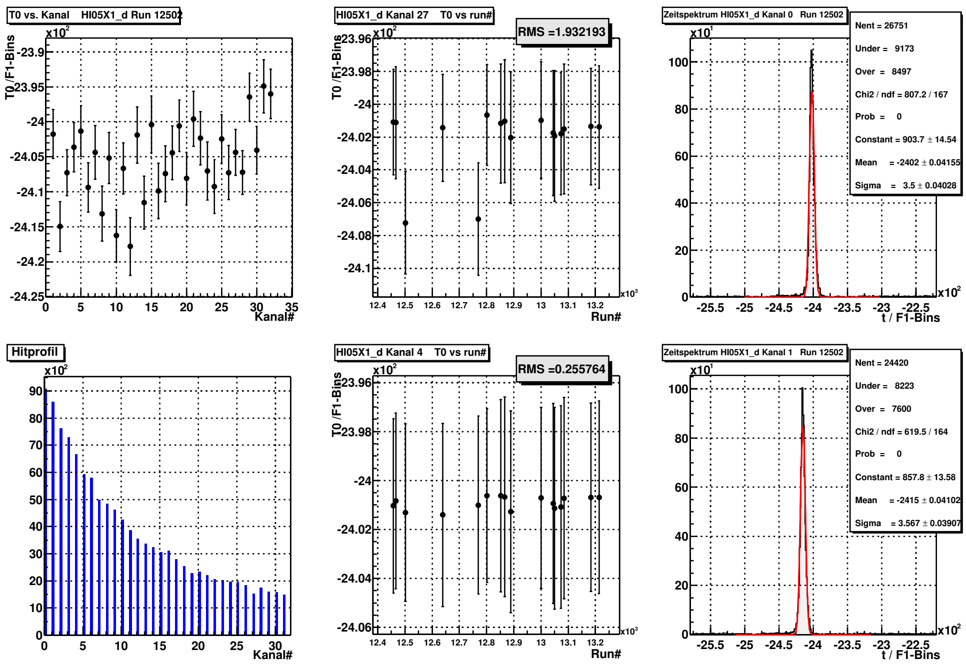


Abbildung A.4: Übersicht zur Kalibration von Trigger HI05X1_d.

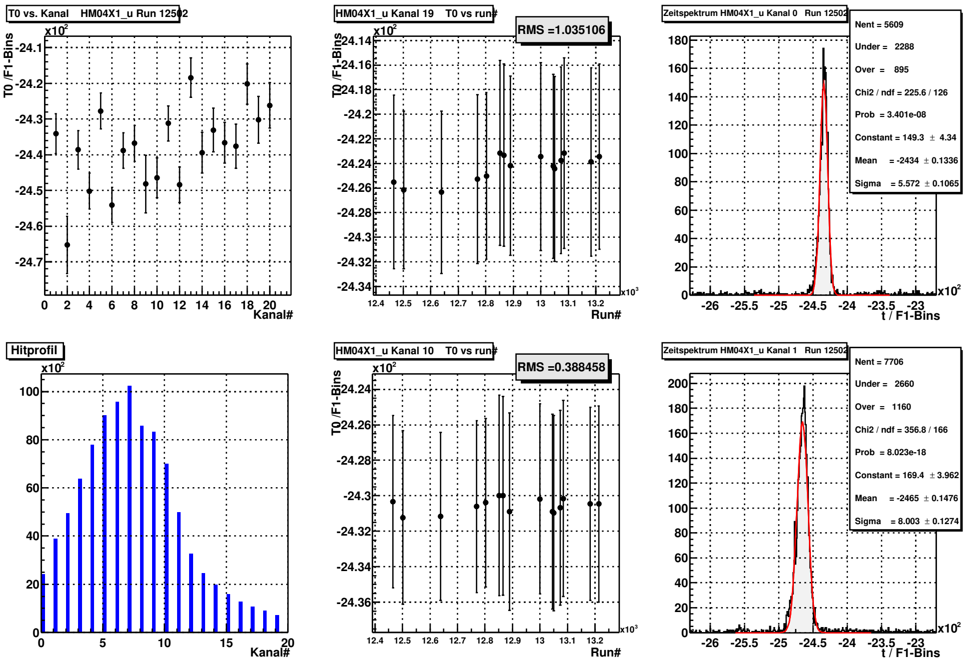


Abbildung A.5: Übersicht zur Kalibration von Trigger HM04X1_u.

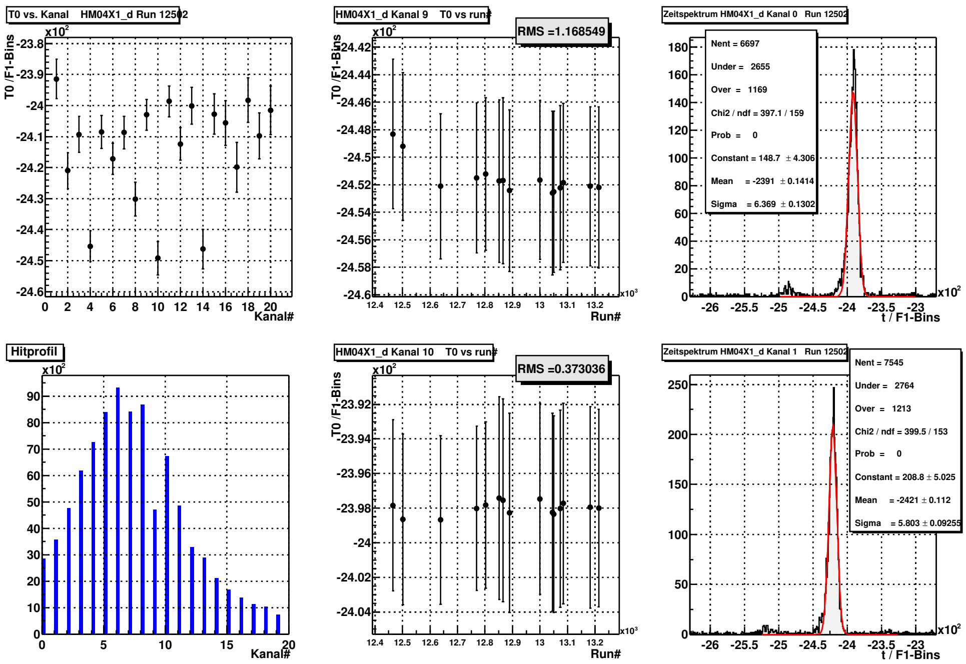


Abbildung A.6: Übersicht zur Kalibration von Trigger HM04X1_d.

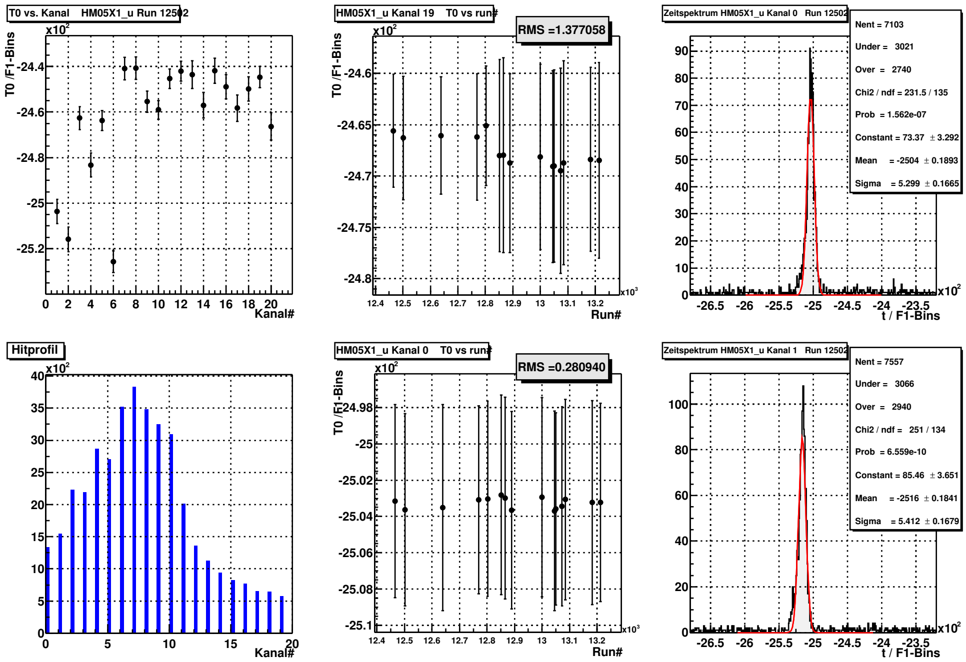


Abbildung A.7: Übersicht zur Kalibration von Trigger HM05X1_u.

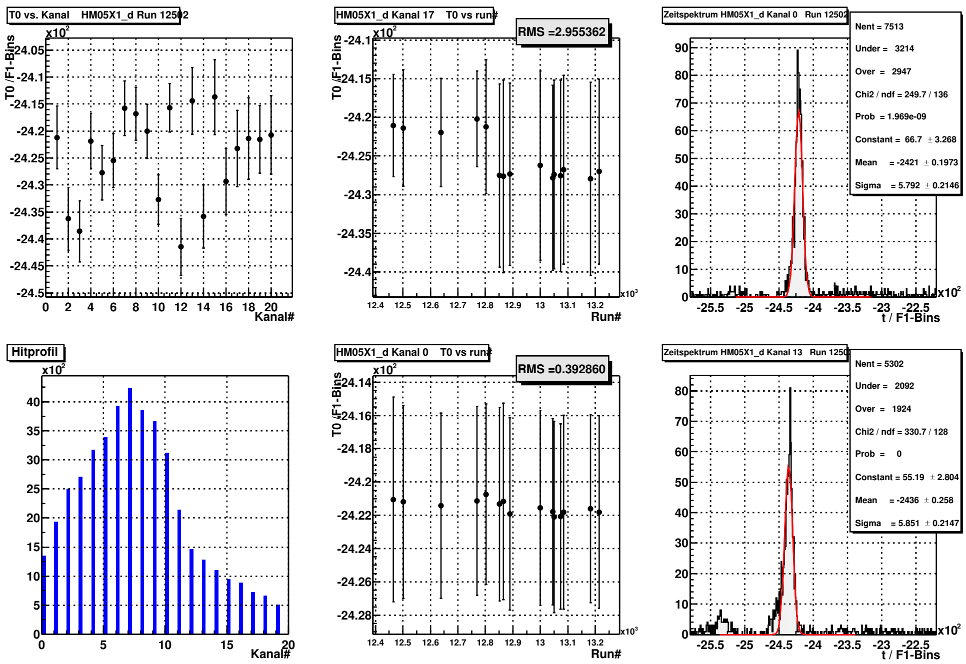


Abbildung A.8: Übersicht zur Kalibration von Trigger HM05X1_d. Das Nebenmaxima rechts unten tritt auch bei einigen weiteren Kanälen auf.

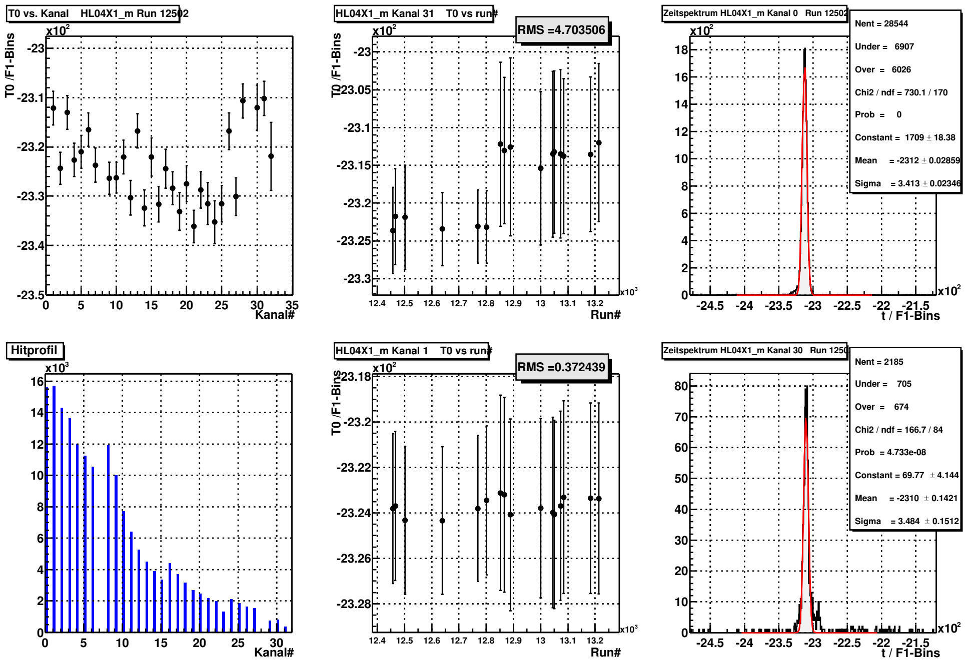


Abbildung A.9: Übersicht zur Kalibration von Trigger HL04X1_m.

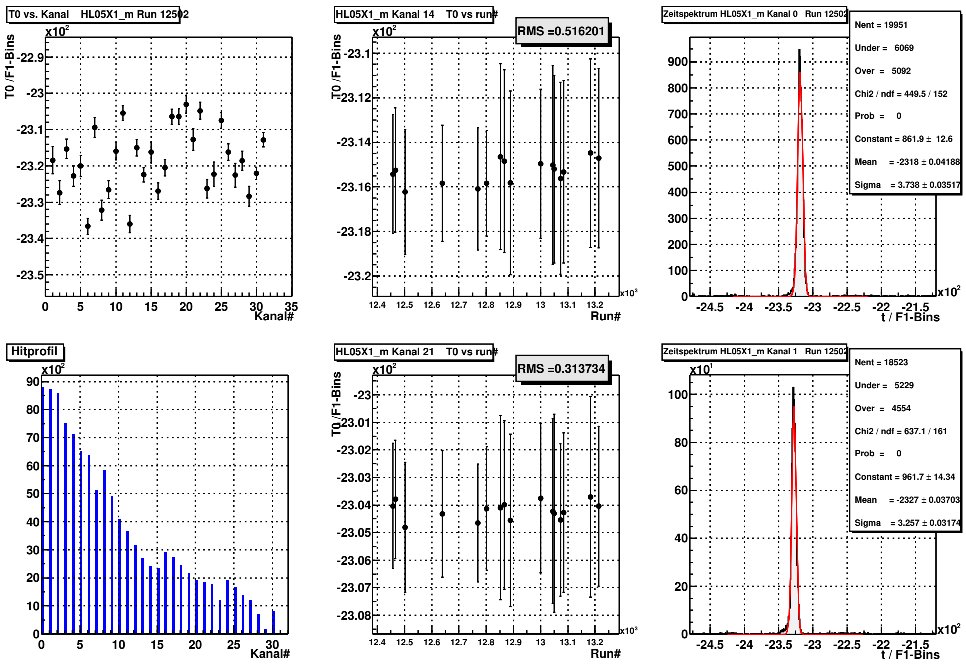


Abbildung A.10: Übersicht zur Kalibration von Trigger HL05X1_m.

HI04X1_u							
-2409,66	-2414,82	-2408,84	-2414,94	-2411,41	-2422,2	-2411,7	-2417,04
-2411,66	-2422,47	-2411,39	-2420,68	-2407,5	-2418,9	-2405,47	-2417,59
-2410,85	-2413,86	-2411,34	-2406,3	-2414,42	-2413,06	-2416,91	-2414,41
-2415,87	-2417,35	-2415,24	-2412,38	-2410,12	-2411,41	-2408,03	0
HI04X1_d							
-2390,17	-2396	-2392,19	-2402,03	-2393,62	-2401,72	-2396,65	-2407,75
-2393,63	-2404,57	-2396,19	-2408,86	-2397,83	-2402,6	-2394,4	-2407,68
-2394,89	-2389,4	-2397,83	-2390,86	-2400,28	-2391,96	-2398,2	-2398,03
-2395,8	-2394,76	-2395,68	-2395,2	-2394,01	-2391,91	-2392,65	-2392,53
HI05X1_u							
-2420,14	-2425,41	-2423,32	-2429,64	-2423,72	-2432,26	-2428,9	-2432,37
-2414,74	-2424,29	-2424,76	-2432,7	-2424,1	-2433,78	-2422,25	-2437,86
-2421,78	-2414,76	-2417,61	-2425,97	-2421,88	-2422,08	-2424,94	-2428,46
-2425,8	-2415,43	-2414,42	-2416,37	-2413,28	-2417,82	-2412,83	-2422,29
HI05X1_d							
-2401,75	-2414,98	-2407,26	-2403,63	-2401,31	-2409,39	-2404,35	-2413,15
-2405,19	-2416,27	-2406,66	-2417,83	-2401,89	-2411,54	-2400,4	-2409,9
-2407,41	-2404,44	-2400,56	-2408,11	-2399,58	-2402,34	-2407,02	-2409,27
-2402,46	-2407,26	-2404,38	-2407,23	-2396,47	-2404,07	-2394,92	-2396,01
HL04X1_m							
-2312,13	-2324,32	-2313,03	-2322,65	-2321,02	-2316,49	-2323,71	0
-2326,4	-2326,24	-2322,05	-2330,34	-2316,75	-2332,39	-2322,09	-2331,63
-2324,46	-2328,41	-2333,09	-2327,47	-2336,15	-2328,77	-2331,52	-2335,27
-2331,56	-2316,83	-2330,08	-2310,68	0	-2312,07	-2310,17	-2321,9
HL05X1_m							
-2318,4	-2327,38	-2315,3	-2322,76	-2319,99	-2336,62	-2309,33	-2332,14
-2326,52	-2315,96	-2305,44	-2336,04	-2314,96	-2322,42	-2316,23	-2326,96
-2320,51	-2306,43	-2306,42	-2303,07	-2312,73	-2304,81	-2326,26	-2322,28
-2307,5	-2316,15	-2322,52	-2318,6	-2328,36	-2322,01	-2312,83	0
HM04X1_u							
-2434,12	-2465,27	-2438,61	-2450,21	-2427,78	-2454,07	-2438,87	-2436,82
-2448,22	-2446,48	-2431,22	-2448,45	-2418,42	-2439,47	-2433,09	-2436,68
-2437,66	-2420,21	-2430,2	-2426,17				
HM04X1_d							
-2391,44	-2420,98	-2409,3	-2445,32	-2408,49	-2417,21	-2408,69	-2430,18
-2402,98	-2449,22	-2398,66	-2412,38	-2400,1	-2446,27	-2402,73	-2405,59
-2419,87	-2398,28	-2409,79	-2401,59				
HM05X1_u							
-2503,62	-2515,89	-2462,62	-2483,24	-2463,74	-2525,65	-2440,88	-2440,76
-2455,39	-2459,01	-2445,32	-2442,09	-2443,53	-2457,01	-2441,9	-2448,87
-2458,24	-2449,81	-2444,62	-2466,29				
HM05X1_d							
-2421,19	-2436,27	-2438,59	-2421,85	-2427,75	-2425,5	-2415,76	-2416,79
-2420,04	-2432,69	-2415,69	-2441,47	-2414,42	-2435,81	-2413,73	-2429,33
-2423,25	-2421,37	-2421,54	-2420,72				

Tabelle A.1: Ergebnisse der T0-Kalibration für Run 12502. Die erste Zeile jedes Blocks enthält jeweils Kanäle 0(links)..7(rechts), Zeile 2 Kanäle 8..15 usw. Alle Werte sind in Einheiten von einem „F1-Bin“ = 0.128923 ns angegeben.

Anhang B

Suche nach Zerfällen

B.1 2002-Daten

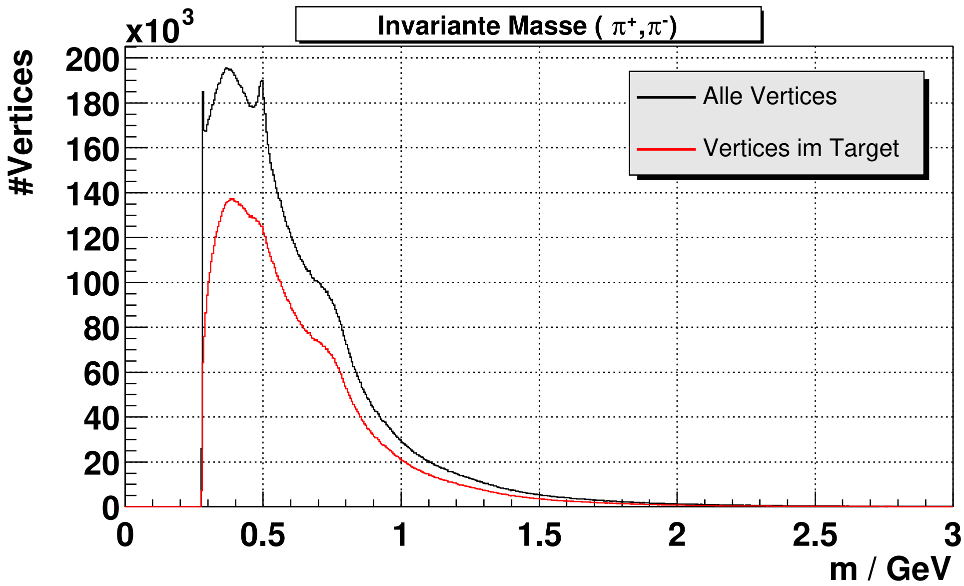


Abbildung B.1: Invariante Masse unter Annahme von $\pi^+\pi^-$ als Zerfallsprodukten. Der breite, niedrige Peak bei 770 MeV gehört zum ρ-Meson. Datensample: A.

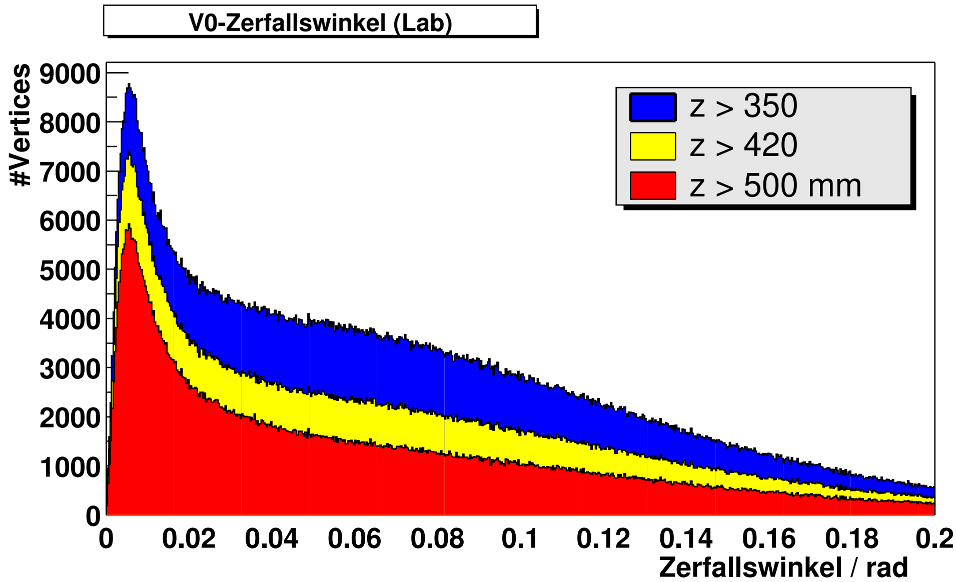


Abbildung B.2: Verteilung der Winkel zwischen den auslaufenden Spuren der Vertices. Datensample: A.

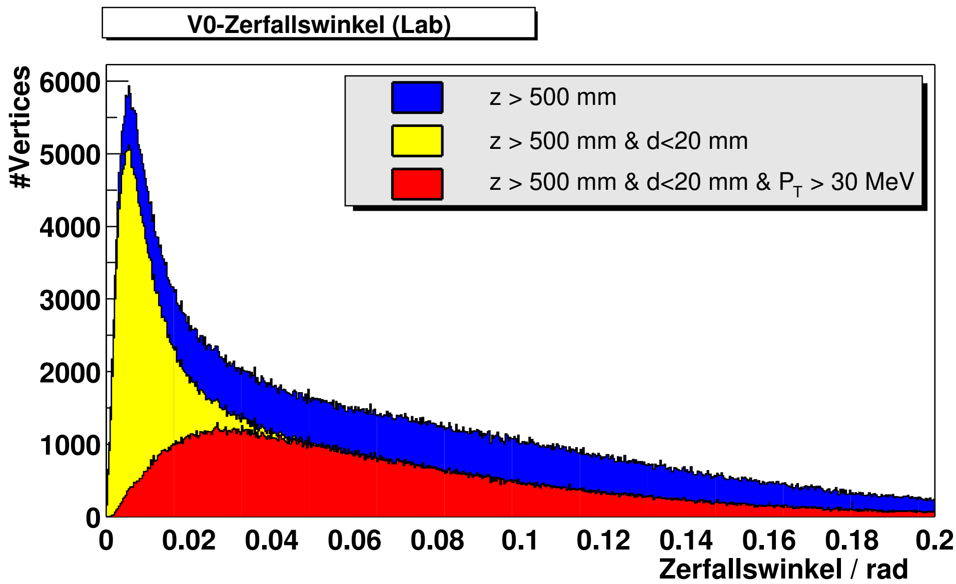


Abbildung B.3: Verteilung der Winkel zwischen den auslaufenden Spuren der Vertices. Datensample: A.

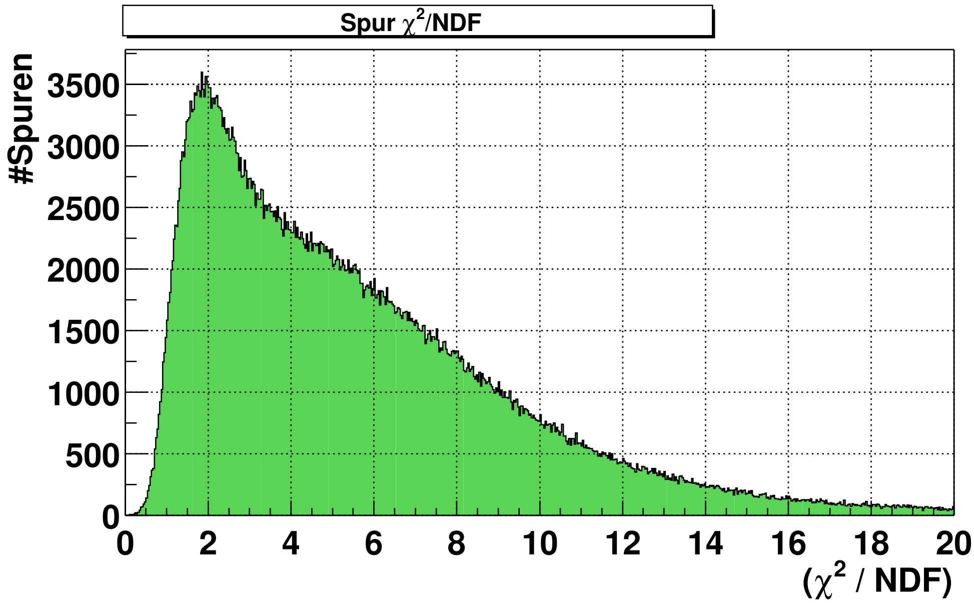


Abbildung B.4: χ^2-Verteilung der zu den Vertices gehörigen Spuren. Datensample: A.

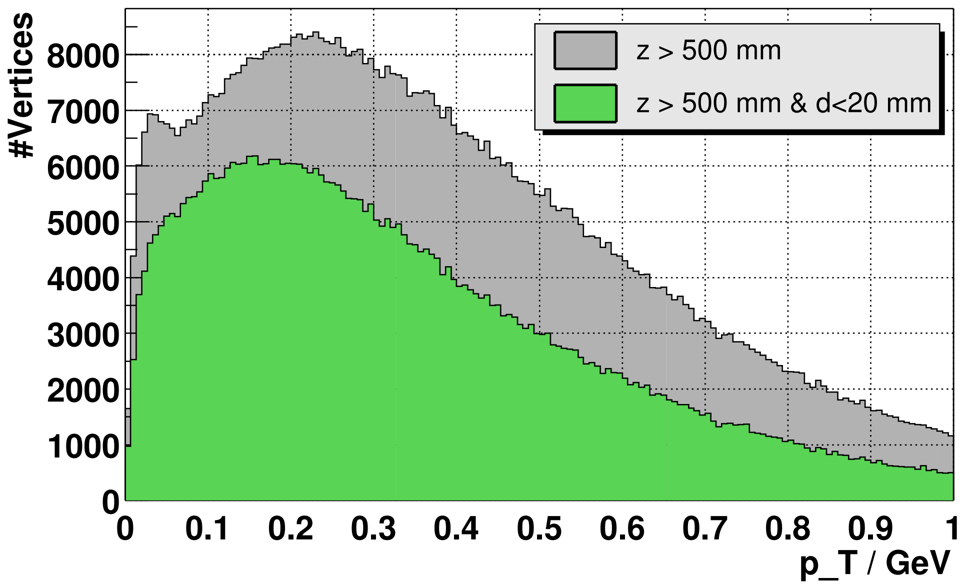


Abbildung B.5: Verteilung der Impulse der V0-Teilchen transversal zur z-Achse. Datensample: A.

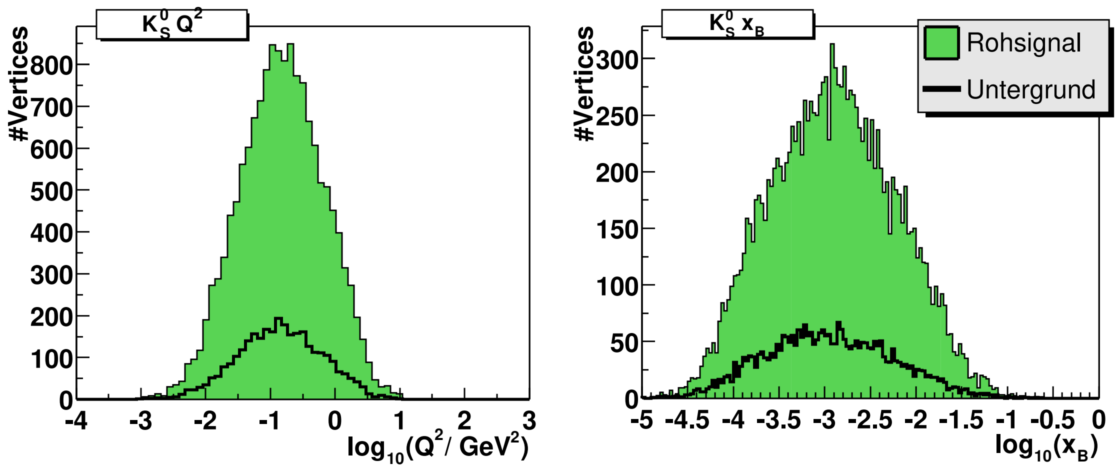


Abbildung B.6: Verteilung x_B und Q^2 bei Nachweis eines K_S^0 mit $z > 500$ mm, $d > 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. K_S^0-Rekonstruktion und Untergrundabschätzung erfolgt wie bei Abb. 6.14 in Kap. 6.4. Datensample: A.

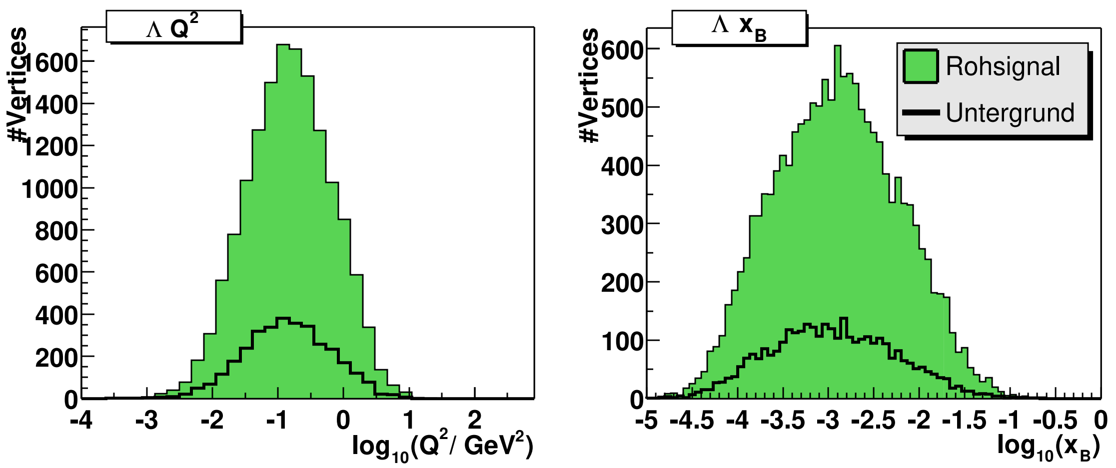


Abbildung B.7: Verteilung x_B und Q^2 bei Nachweis eines Λ mit $z > 500$ mm, $d > 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. Λ-Rekonstruktion und Untergrundabschätzung erfolgt wie bei Abb. 6.18 in Kap. 6.5. Datensample: A.

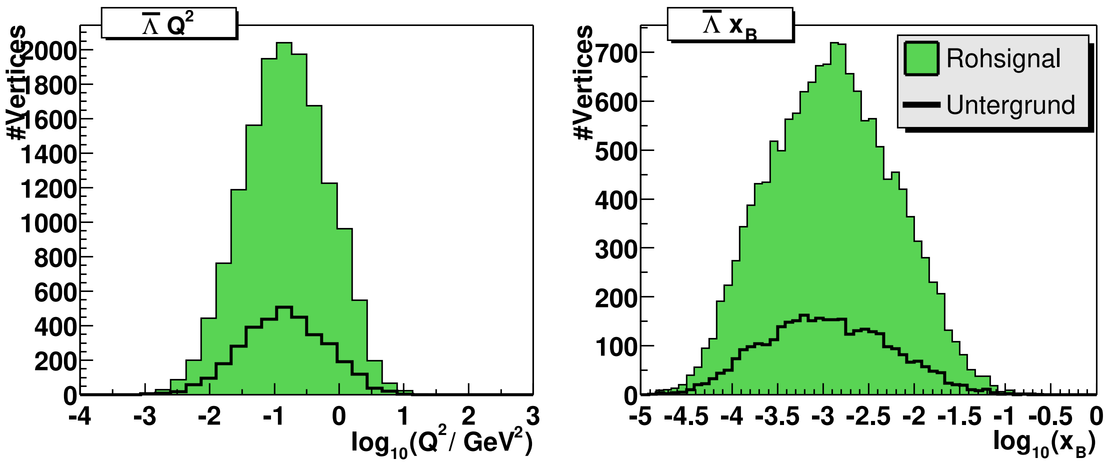


Abbildung B.8: Verteilung x_B und Q^2 bei Nachweis eines $\bar{\Lambda}$ mit $z > 500$ mm, $d > 20$ mm und $p_T > 30$ MeV. $\bar{\Lambda}$-Rekonstruktion und Untergrundabschätzung erfolgt wie bei Abb. 6.19 in Kap. 6.5. Datensample: A.

B.2 2001-Daten

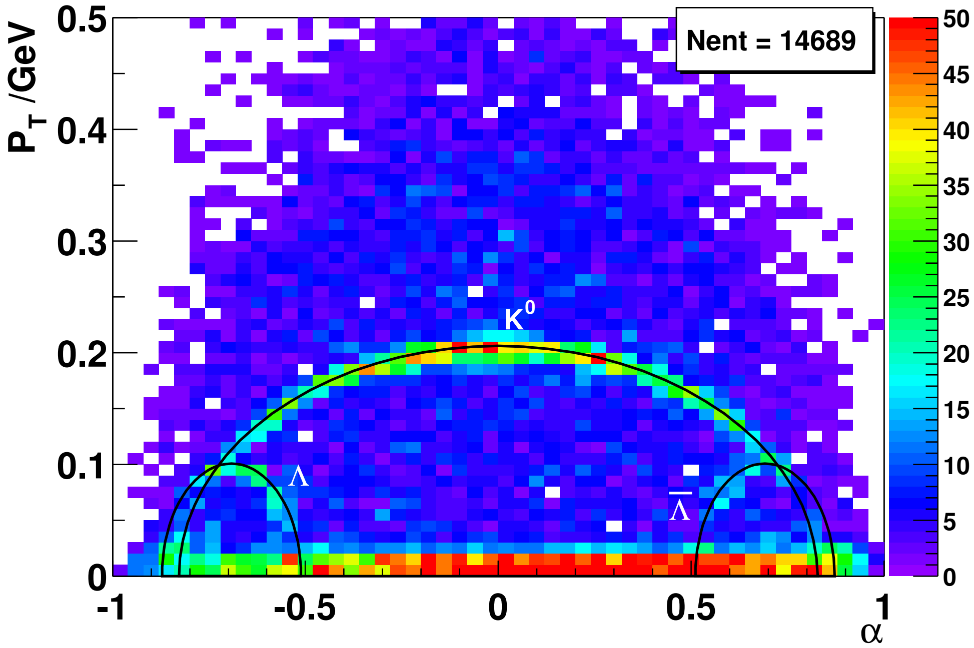


Abbildung B.9: Armenteros-Diagramm aus 2001 Daten für $z > 500$ mm, $d < 20$ mm. Um die in 2001-Vertices zahlreich vorhandenen Strahlteilchen auszuschließen wurde ferner ein Impuls $p < 60$ GeV des positiven Teilchens verlangt. Die eingezeichneten Ellipsen entsprechen den Werten aus Tabelle 6.2. Datensample: D

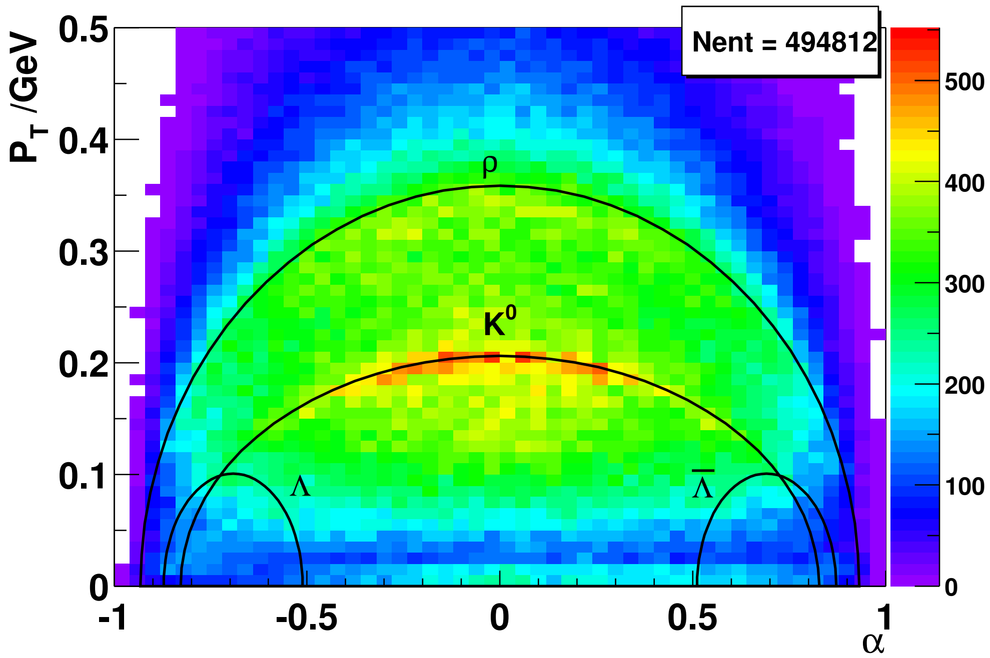


Abbildung B.10: Armenteros-Diagramm aus 2001 Daten für $p < 60$ GeV. Die eingezeichneten Ellipsen entsprechen den Werten aus Tabelle 6.2. Datensample: D

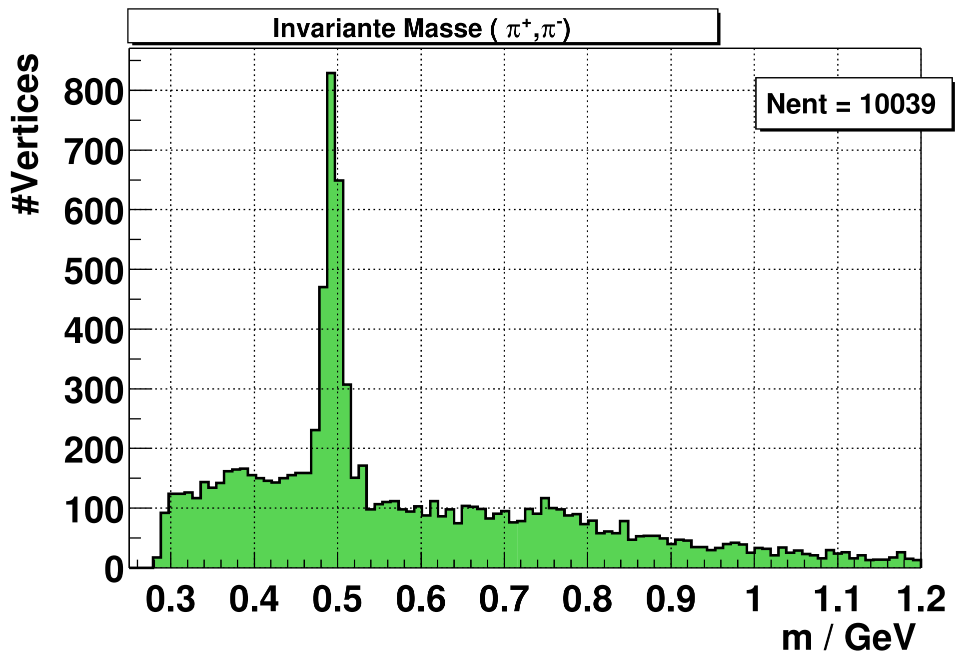


Abbildung B.11: Verteilung der invarianten Masse für den K^0_S-Zerfall. Schnitte: $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $P_T > 30 MeV$. Datensample: D (=2001-Daten).

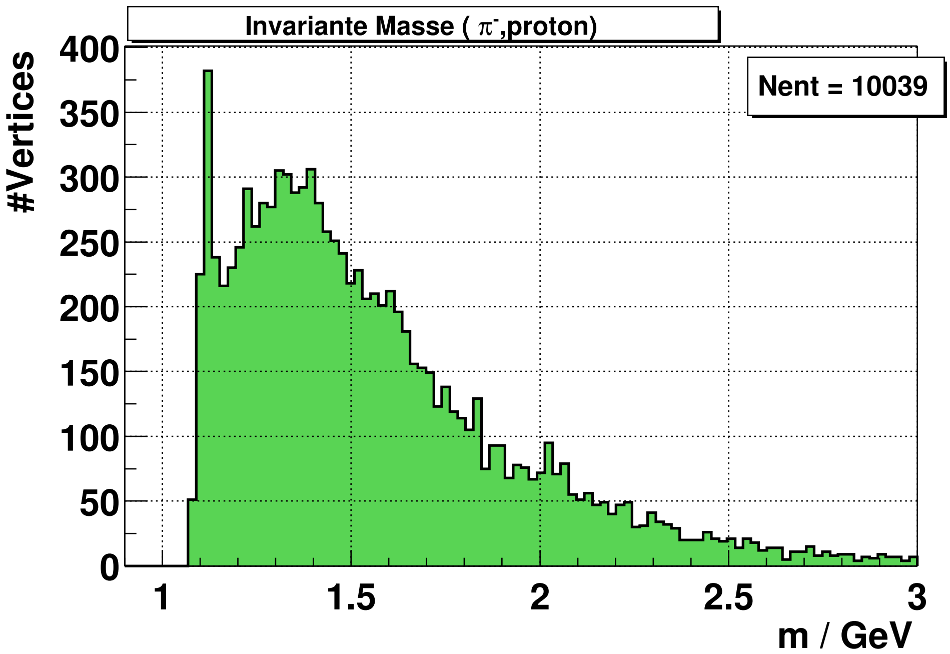


Abbildung B.12: Verteilung der invarianten Masse für den Λ-Zerfall. Schnitte: $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $P_T > 30 MeV$. Datensample: D (=2001-Daten).

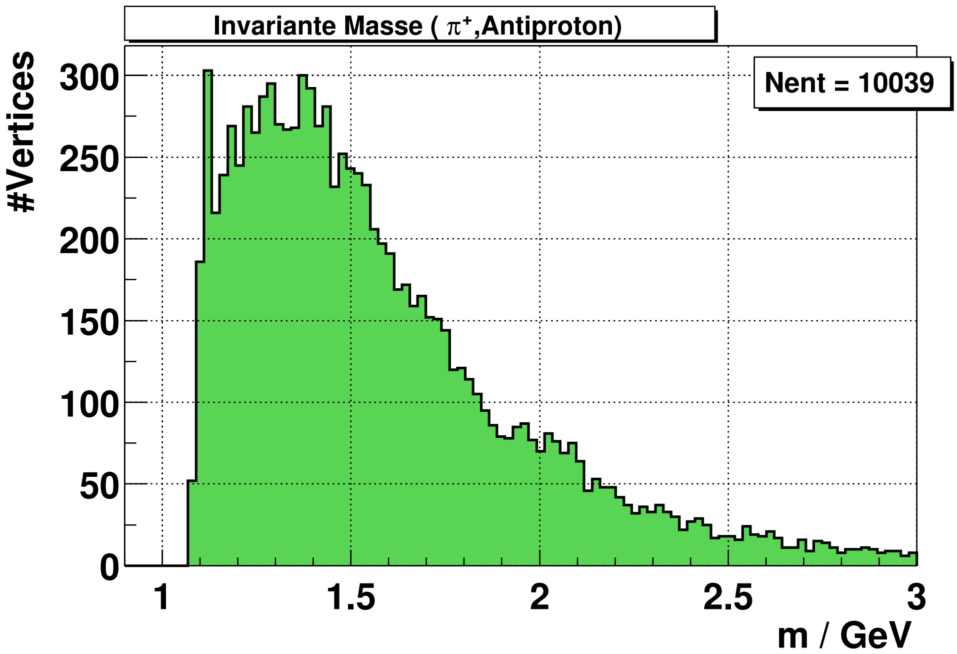


Abbildung B.13: Verteilung der invarianten Masse für den $\bar{\Lambda}$-Zerfall. Schnitte: $z > 500$ mm, $d < 20$ mm und $P_T > 30 MeV$. Datensample: D (=2001-Daten).

Literaturverzeichnis

[1] **A.V.Manohar**, *An Introduction To Spin Dependent Deep Inelastic Scattering*, Proceedings of the Lake Louise Winter Institute: Symmetry and Spin in the Standard Model, February 13-29,1992, Lake Louise, Alberta, Canada.

[2] **Peter Schmüser**, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, 2.Aufl., Springer, Berlin 1995.

[3] **Elliot Leader**, *Spin in Particle Physics*, Cambridge University Press, 2001.

[4] **Anthony W.Thomas, Wolfram Weise**, *The Structure of the Nucleon*, Wiley-VCH, Berlin, 2001.

[5] **R.P.Feynman**, *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 1415.

[6] **D.E.Groom et al., Particle Data Group**, *Review of Particle Physics*, Phys.J. C15 (2000) 1.

[7] **U. Stoesslein**, *Compilation of world data on x*g1*, HERMES Transparencies 02-007a prelim.

[8] **G.Altarelli, G.Parisi**, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl.Phys. B126 (1977) 298.

[9] **C.G.Jr.Callan, D.J.Gross**, Phys. Rev. Lett. 22, 156 (1969).

[10] **F. Halzen, Alan D.Martin**, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons (1984).

[11] **John C.Collins** *Light-cone Variables, Rapidity and All That*, Hep-ph 9705393.

[12] **Bodo Lampe, Ewald Reya**, *Spin Physics and Polarized Structure Functions* (Kap. 5.1), Hep-ph 9810270, 1998.

[13] **COMPASS**, *Proposal*, CERN/SPSLC/96-14.

[14] **Mario D.Leberig**, *Das COMPASS Triggersystem zur Messung von ΔG*, Dissertation, Mainz, 2002.

[15] **M.Vidović, M.Greiner, C.Best, G.Soff**: Phys.Rev. C47, 2308(1993)

[16] **A.D.Watson**, Z.Phys. C12(1982) 123.

[17] **M.Frhr. von Hodenberg**, *A first Reconstruction of COMPASS Data*, Diplomarbeit, Freiburg, 2002.

[18] **N.W.Schellingerhout, L.Kok, S.Coon, R.Adam**, *Nucleon Polarization in Three Body Models of polarized* ^6Li, Phys.Rev. C48 (1993), 2714

[19] **Th. Schmidt**, *A Common Readout Driver for the COMPASS Experiment*, Dissertation, Freiburg, 2002.

[20] **Andreas Grünemaier**, *Eine universelle Ausleseschnittstelle für das COMPASS-Experiment*, Dissertation, Freiburg, 2002.

[21] **COMPASS Muon Trigger Group**, *Muon Trigger Documentation*, COMPASS Web pages.

[22] **G. Baum et al.**, *The COMPASS RICH Project*, Nucl. Instr. Meth. A 433 (1999) 207.

[23] **Paolo Schiavon**, persönliche Mitteilung.

[24] **Silvia Dallatorre**, persönliche Mitteilung.

[25] **Povh, Rith, Scholz, Zetsche**, *Teilchen und Kerne*, Springer Verlag, Heidelberg 1995.

[26] **Richard C.Fernow**, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press, London, 1986.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere

- Prof. Kay Königsmann, der mir die Möglichkeit bot in seiner Abteilung beim COMPASS-Experiment mitzuwirken.
- Horst Fischer und Fritz-Herbert Heinsius für die vielen Ratschläge und Erklärungen.
- Der gesamten Arbeitsgruppe für eine angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre.
- Horst Fischer, Andreas Grünemaier, Jürgen Hannappel, Sonja Hedicke, Fritz-Herbert Heinsius, Catherine Meusburger und Thomas Schmidt für das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Vielen weiteren Mitgliedern der COMPASS-Kollaboration, unter anderem Paolo Schiavon, Silvia Dalla Torre und Alexander Zvyagin für die fruchtbare Zusammenarbeit.

Besonders danken möchte ich meinen Eltern, deren großzügige Unterstützung mir das Studium ermöglicht hat.

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfasst worden, und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt.

Wolfgang Kastaun, November 2002.