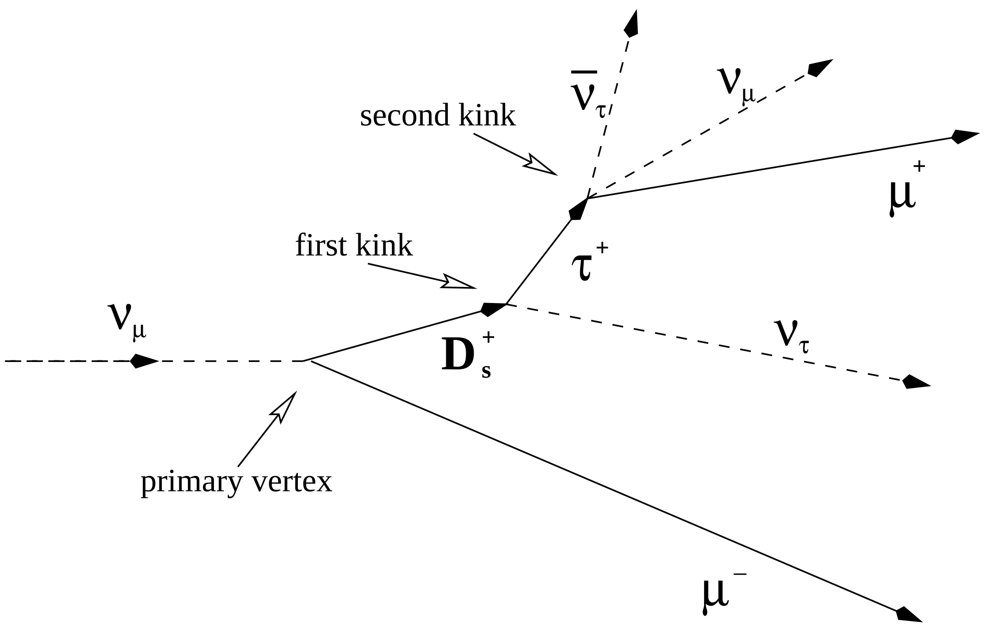
Die neutrinoinduzierte diffraktive Produktion von D_s-Mesonen und der Zerfall $D_s \to \tau\nu_\tau$



Oliver Melzer

Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Die neutrinoinduzierte diffraktive Produktion von D_s-Mesonen und der Zerfall $D_s \to \tau\nu_\tau$

Diplomarbeit
von
Oliver Melzer

Januar 1997

Institut für Kernphysik
der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Kurzfassung

In einer neutrinoinduzierten Reaktion kann ein D_s-Meson vom bevorzugten Cabibbo-Übergang $W^+ \to c\bar{s}$ als Ganzes am Targetnukleon gestreut werden. Experimentell ist nur wenig über diese diffraktive Reaktion bekannt, da sie schwer nachzuweisen ist. Über die Messung des nachfolgenden Zerfalls $D_s \to \tau\nu_\tau$ ist man außerdem sensitiv auf die Zerfallskonstante f_{D_s} und das zugehörige CKM-Matrixelement V_{cs}.

Im CHORUS Experiment können sowohl die diffraktive Produktion von D_s-Mesonen als auch der Zerfall $D_s \to \tau\nu_\tau$ gemessen werden. Es werden etwa 25 ± 12 diffraktive Ereignisse dieses Typs erwartet. Zusätzlich kann das Produktionsverhältnis von pseudoskalaren Mesonen (D_s) zu Vektormesonen (D_s^*) bestimmt werden, und jedes gefundene $D_s \to \tau\nu_\tau$ Ereignis liefert eine Obergrenze für die Tau-Neutrinomasse.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

'Habe nun ach! Philosophie,
Juristerei und Medizin,
Und leider auch Theologie!
Durchaus studiert mit heißem Bemühn.
Da steh ich nun ich armer Tor!
Und bin so klug als wie zuvor;
Heiße Magister, heiße Doktor gar,
und ziehe schon an die zehen Jahr
Herauf, herab und quer und krumm
Meine Schüler an der Nase herum -
Und sehe, daß wir nichts wissen können!
Das will mir schier das Herz verbrennen.
Zwar bin ich gescheiter als alle die Laffen,
Doktoren, Magister, Schreiber und Pfaffen;
Mich plagen keine Skrupel noch Zweifel,
Fürchte mich weder vor Hölle noch Teufel -
Dafür ist mir auch alle Freud entrissen,
Bilde mir nicht ein, ich könnte was lehren,
Die Menschen zu bessern und zu bekehren.
Auch hab ich weder Gut noch Geld,
noch Ehr und Herrlichkeit der Welt;
Es möchte kein Hund so länger leben!
Drum hab' ich mich der Magie ergeben,
Ob mir durch Geistes Kraft und Mund
Nicht manch Geheimnis würde kund;

Daß ich nicht mehr, mit sauerm Schweiß
Zu sagen brauche, was ich nicht weiß ;
Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält,
Schau alle Wirkenskraft und Samen,
Und tu nicht mehr in Worten kramen.'[1]

Das Streben aller exakten Naturwissenschaften ist es, die uns umgebende Natur zu verstehen und zu beschreiben.

Heutzutage wird in riesigen Hochenergieexperimenten nach den Grundbausteinen unseres Universums gesucht. Außenstehenden mag diese Art des Experimentes manchmal wie Magie erscheinen, doch werden hier mit loyalen wissenschaftlichen Methoden die fundamentalen Naturgesetze erkundet.

Diese Arbeit wurde an einem dieser Experimente, dem CHORUS-Experiment am CERN(Genf), verfaßt. Dieses Experiment ist in der Lage, Reaktionen von Neutrinos aufzuzeichnen, den 'Geisterteilchen' im Standard-Modell. Auf den folgenden Seiten wird die Suche nach speziellen Reaktionen in diesem Experiment beschrieben - die Suche nach der neutrinoinduzierten diffraktiven D_s-Mesonproduktion.

Kapitel 2

Das Standard-Modell

Das Standard-Modell der Elementarteilchenphysik ist eine Theorie, 'um zu erkennen, was die Welt im Innersten zusammenhält' [1]. Der Inhalt dieses Modells ist eine der größten Errungenschaften des 20. Jahrhunderts. Im Zusammenspiel von experimentellen Methoden, Phänomenologie und Prinzipien ist es gelungen, die elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkung untereinander zu beschreiben.

Nach dem Standard-Modell ist die gesamte Materie aus zwölf Grundbausteinen zusammengesetzt:

- Sechs Quarks: Up (u), Down (d), Strange (s), Charm (c), Bottom (b) und Top (t)
- Sechs Leptonen: Elektron (e), Myon (μ), Tau (τ) und die dazugehörigen Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ

Diese Teilchen haben Spin 1/2 (Fermionen) und werden als elementar in dem Sinne angesehen, als daß sie keine nachweisbare räumliche Struktur besitzen, in der 'klassischen' Sprache also punktförmig sind.

Die Teilchen wechselwirken miteinander über die vier bekannten Kräfte: Gravitation, elektromagnetische Wechelwirkung, schwache Wechselwirkung und starke Kernkraft. Die Gravitation beschreibt die Anziehung von Teilchen aufgrund ihrer Masse. Diese Kraft wird im Standard-Modell vernachlässigt, da sie auf atomarer Ebene verschwindend klein ist. Die Kräfte werden über eine andere Klasse von Teilchen, den sogenannten Austauschteilchen vermittelt. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird über das Photon γ (Spin=1) übertragen und ist zum Beispiel verantwortlich für das gesamte Spektrum elektromagnetischer Wellen. Auch chemische Verbindungen beruhen auf elektromagnetischer Wechselwirkung. Das Photon ist masselos; daraus folgt, daß die Kraft bis ins Unendliche reicht. Es koppelt an die Ladung von Teilchen, wobei die elektromagnetische Kopplungskonstante

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}$$

Feinstrukturkonstante genannt wird und bei niedrigen Energien etwa 1/137 ist. Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen allen Fermionen und wird über die $W^{\pm}$ und Z^0 Bosonen mit Spin 1 übertragen. Diese Kraft bestimmt unter anderem den nuklearen Betazerfall und Neutrinoreaktionen. Aufgrund der massiven Vektorbosonen als Austauschteilchen ist sie eine kurzreichweitige Kraft (10^{-2} Fermi). Die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung wurden in der $SU(2) \times U(1)$-Gruppe zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt. In Bezug auf diese Struktur werden die Quarks und Leptonen in sechs 'schwache Isospin' Dubletts unterteilt:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Die starke Wechselwirkung hält die Quarks im gebunden Zustand und hat eine Reichweite von ~ 1 Fermi (vergleichbar mit der Ausdehnung eines Atomkerns). Diese Kraft wird übertragen durch acht Gluonen (Bosonen mit Spin 1), die die acht Generatoren der irreduziblen $SU(3)$ Farbgruppe widerspiegeln. Die 'Farbe' ist das Analogon zur elektromagnetischen Ladung und wird beschrieben über drei Zustände, die meist mit 'rot', 'blau' und 'grün' bezeichnet werden.

Einzelne Quarks werden im freien Zustand nicht beobachtet. Sie formen immer gebundene Zustände in der Form von Mesonen (bestehen aus Quark-Antiquark Paar) oder Baryonen (bestehen aus drei Quarks oder drei Antiquarks). Sowohl Mesonen als auch Baryonen werden Hadronen genannt. Die Quarks tragen gebrochenzahlige Ladung, doch summieren sich ihre Ladungen in Hadronen immer zu ganzen Zahlen auf. Ebenso kombinieren Quarks mit verschiedenen Farbladungen stets so, daß Mesonen und Baryonen ein Farb-Singulett bilden.

Eingebettet in das Standard-Modell sind einige Erhaltungssätze: Energie- und Impulserhaltung gelten wie in der klassischen Physik und haben ihren Ursprung in der Zeit- und Translationsinvarianz der Lagrangegleichung. Ladungserhaltung folgt aus der lokalen Eichinvarianz der Quantenelektrodynamik (QED). Baryonen- und Leptonenzahlerhaltung (innerhalb der einzelnen Familien) wurden beobachtet, allerdings ist innerhalb des Standard-Modells kein tieferer Grund dafür erkennbar. Weiterhin sind Charm, Strangeness, Parität und Ladungsumkehr in starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen erhalten, aber in der schwachen Wechselwirkung verletzt. Der Isospin ist in der starken Wechselwirkung erhalten, wird aber in schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung gebrochen.

Das Standard-Modell wurde von vielen Physikern über mehrere Jahrzehnte ausgearbeitet, um unter Ausnutzung von Symmetrieprinzipien die Vielzahl von entdeckten Hadronen zu ordnen. Um zum Beispiel die außerordentlich lange Lebensdauer vom Λ-Teilchen beschreiben zu können, haben Gell-Mann [6] und Nishijima [7] unabhänghig voneinander eine neue additive Quantenzahl vorgeschlagen, die 'Strangeness'. Dieses führte zur SU(3) Klassifizierung der damals bekannten Hadronen bezüglich ihres 'Flavours' (u,d und s). Heute wissen wir, daß die SU(3) Gruppe aufgrund der Massenunterschiede von u, d und s Quarks nur eine Näherung ist. 1964 publizierte Gell-Mann die Idee, daß die u, d und s 'Flavours' nicht nur mathematische Konstrukte waren, sondern physikalischen Teilchen entsprachen, die er Quarks nannte [8]. Etwa zur gleichen Zeit vereinheitlichten Glashow [9], Weinberg [10] und Salam die QED und die schwache Wechselwirkung in einer $SU(2) \times U(1)$ elektroschwachen Theorie, die das γ und das Z^0 über den Weinberg-Winkel koppelt. Schließlich erweiterten Glashow, Iliopoulos und Maiani [11] die elektroschwache Wechselwirkung für Quarks, indem sie die Existenz eines vierten Quarks vorhersagten. Das Charm Quark wurde tatsächlich 1974 am SLAC [12] und in Brookhaven [13] wenig später entdeckt. Alle bekannten Mesonen und Baryonen sind zusammengesetzt aus den heute bekannten sechs Quarks (u, d, s, c, t, b).

Obwohl das Standard-Modell in der Beschreibung der fundamenalen Struktur der Materie spektakulären Erfolg hat, vermuten die meisten Physiker, daß es nicht eine endgültige Theorie ist. Schwache Anhaltspunkte sind z. B., daß das Standard-Modell zu viele Eingabeparameter hat und nicht den Ursprung der Teilchenmassen oder die Anzahl an elementaren Teilchen zu beschreiben vermag. Im Standard-Modell werden insbesondere die Neutrinos als masselos implementiert. Zahlreiche kosmologische und astrophysikalische Beobachtungen würden sich allerdings mit einer von Null verschiedenen Neutrinomasse erklären lassen. Massebehaftete Neutrinos führen zu dem Phänomen der Neutrino-Oszillation, das heißt, die Flavour-Eigenzustände sind nicht identisch mit den Masseneigenzuständen. Nach diesem Neutrino-Mixing wird weltweit in zahlreichen Experimenten gesucht, unter anderem auch im CHORUS-Experiment, an dem diese Arbeit verfaßt wurde.

Weiterhin gibt es im Standard-Modell keinerlei intrinsische Begründung für Baryonen- und Leptonenzahlerhaltung, und auch die Gravitation ist mathematisch nicht in die Theorie integrierbar. Das hochgesteckte Ziel der theoretischen Physik ist jedoch, die vier Kräfte in einem einzigen Satz von Gleichungen zu beschreiben. Diese Vereinheitlichung wird voraussichtlich dergestalt auftreten, daß bei sehr hohen Energieskalen (in der Größenordnung der Planck Skala $\simeq 10^{15}$ GeV) alle Kopplungskonstanten einen gemeinsamen Wert bekommen und die Kräfte verschmelzen. Bis heute sind nur die schwache und die elektromagnetische Kraft widerspruchsfrei vereinigt und die Experimente bestätigen diese Theorie hervorragend. Auch diese Arbeit untersucht Prozesse aus dem elektroschwachen Sektor und es zeigt sich, daß es noch einige spannende Probleme auf dem Weg zu einer großen Vereinheitlichungstheorie zu lösen gibt.

Kapitel 3

Die schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen den Fermionen. Da die gesamte Materie als Grundbausteine Fermionen enthält, wirkt sie ohne Ausnahme auf alle Teilchen. Hierin unterscheidet sie sich von der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung.

In ihrer mathematischen Struktur dagegen hat die schwache Wechselwirkung eine bemerkenswerte Ähnlichkeit mit der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung: Alle drei sind Eichtheorien, die Kräfte werden durch Eichbosonen vermittelt. In der schwachen Wechselwirkung sind dies die geladen Eichbosonen W^+ und W^-, welche die sogenannten geladenen Strom-Reaktionen (CC=charged current) vermitteln, und zum anderen das Z^o-Boson für die neutralen Strom-Reaktionen (NC=neutral current).

Fermi hat mit großer Intuition bereits 1933 vorgeschlagen, einen Wechselwirkungsmechanismus anzunehmen, der analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung abläuft. In dieser Vorstellung ist in Anlehnung an die Elektrodynamik die Wechselwirkungsenergie gegeben durch

$$H_{em} \sim e \int \vec{j}(\vec{x}) \cdot \vec{A}(\vec{x}) d^3x, \tag{3.1}$$

wobei

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{x}): &\quad \text{Stromdichte} \\ \vec{A}(\vec{x}): &\quad \text{Vektorpotential} \\ e: &\quad \text{Kopplungskonstante} \end{aligned}$$

Fermis Vorschlag für die Beschreibung der neuen Wechselwirkung war, entsprechende Vektorgrößen für Teilchen zusammen mit einer neuen Kopplungskonstanten g_V zu verwenden ('Vektorkopplung').

Der einfachste Ansatz für eine Hamilton-Funktion ist, für die Energiedichte eine bilineare Größe der Form

$$(\bar{\psi}_1 \Omega \psi_2)(\bar{\psi}_3 \Omega \psi_4) \tag{3.2}$$

mit geeigneten Dirac-Operatoren Ω zu bilden. Da es 16 linear unabängige (4×4)-Dirac-Matrizen gibt, erhält man 256 mathematisch mögliche Bilinearformen. Unter der Forderung der Lorentz-Invarianz verbleiben nur fünf Operatoren. Diese fünf Operatoren lauten in der üblichen kovarianten Schreibweise für die Dirac-Matrizen

$$\begin{aligned}
\Omega_S =& \quad 1 & \text{Skalar(S)}\\
\Omega_P =& \quad \gamma_5 & \text{Pseudoskalar(P)}\\
\Omega_V =& \quad \gamma_\mu & \text{Polarer Vektor(V)}\\
\Omega_A =& \quad \gamma_5\gamma_\mu & \text{Axialer Vektor(A)}\\
\Omega_T =& (\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu) & \text{Tensor(T)}
\end{aligned}$$

Welche der Wechselwirkungen vorliegt, kann theoretisch nicht entschieden werden. Experimentell hat man den freien Zerfall von Neutronen sehr genau studiert und festgestellt, daß von den fünf möglichen Termen nur zwei beitragen, die den Transformationseigenschaften V und A entsprechen (dabei ist V die bereits von Fermi vorgeschlagene Vektorkopplung). Die Kopplungskonstanten sind nahezu gleich. Es gilt bei hadronischen schwachen Prozessen

$$\frac{g_A}{g_V} = -1.25. \tag{3.3}$$

Wegen des negativen Vorzeichens spricht man auch von (V-A)-Wechselwirkung.

Für die Kopplung des W-Bosons an die Quarks hat die Natur eine kompliziertere Struktur gewählt. Die Kopplung an die schwachen Quark-Eigenzustände ist eine Linearkombination der stark wechselwirkenden Masseneigenzustände. Für zwei Generationen gilt zum Beispiel [2]

$$|d'> = |d> cos\theta_C + |s> sin\theta_C,$$

$$|s' >= -|d > sin\theta_C + |s > cos\theta_C, \tag{3.4}$$

wobei θ_C Cabibbo-Winkel genannt wird. Allgemein wird die Relation zwischen den starken und schwachen Eigenzuständen mit einer Rotationsmatrix (CKM[1]-Matrix dargestellt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Diese CKM-Matrix ist unitär und kann auf verschiedene Weise parametrisiert werden. Eine allgemeine komplexe $N \times N$ Matrix hat $2N^2$ reale Parameter. Unitarität begrenzt die Anzahl der Parameter auf N^2. Zusätzlich kann man die Phase jedes Quarks unabängig variieren, daraus folgt, daß $2N-1$ Freiheitsgrade wegfallen und es insgesamt

$$N^2 - (2N-1) = (N-1)^2 \tag{3.6}$$

freie physikalische Parameter gibt. Eine reelle unitäre Matrix ist orthogonal, d.h. es gibt $\frac{1}{2}N(N-1)$ freie reale Parameter. Daraus ergeben sich für eine unitäre $N \times N$ Matrix

$$(N-1)^2 - \frac{1}{2}N(N-1) = \frac{1}{2}(N-1)(N-2) \tag{3.7}$$

unabhängige Phasenwinkel. Für drei Generationen gibt es somit vier unabhängige Parameter: drei reale Mischungswinkel zwischen den drei Generationen und einen Phasenwinkel. Die Particle-Data-Group schlägt folgende Form der Parametrisierung nach Chau und Keung [3] vor:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \tag{3.8}$$

wobei

$$\begin{aligned} c_{ij} &= cos\theta_{ij} \\ s_{ij} &= sin\theta_{ij} \\ (i,j &= 1,2,3). \end{aligned}$$

[1]Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Die Wahl des Rotationswinkels kommt aus einer früheren Arbeit von Maiani [4], die Phasenbezeichnung folgt der nach Wolfenstein [5]. Im Limit $\theta_{23} = \theta_{13}$=0 entkoppelt die dritte Generation und man erhält das Cabibbo-Mixing für zwei Generationen mit dem Cabibbo-Winkel θ_{12}[2].

Forderung nach Unitarität ergibt

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{3.9}$$

Diese Gleichung kann geometrisch in einem 'Unitaritätsdreieck' in der komplexen Ebene dargestellt werden. Man kann das Dreieck immer so wählen, daß $V_{cd}V_{cb}^*$ entlang der Horizontalen liegt. In der obigen Parametrisierung ist V_{cb} reell und in guter Näherung auch V_{cd}. Für sehr kleine Winkel ist der Kosinus etwa eins, dann geht Gleichung 3.9 über in

$$V_{ub}^* + V_{td} = s_{12}V_{cb}^*. \tag{3.10}$$

Dieses Unitaritätsdreieck ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Normalisiert man mit $(\frac{1}{s_{12}V_{cb}})$, erhält man für die Koordinaten

$$A[\frac{Re(V_{ub})}{|s_{12}V_{cb}|}, -\frac{Im(V_{ub})}{|s_{12}V_{cb}}], B(1,0), C(0,0) \tag{3.11}$$

In der Wolfenstein-Parametrisierung [5] werden die Matrixelemente über den Cabibbo-Winkel $\lambda \sim s_{12}$ ausgedrückt:

$$\begin{aligned} V_{us} &\sim \lambda \\ V_{ub} &\sim \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ V_{cb} &\sim \lambda^2 A \\ V_{td} &\sim \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta). \end{aligned}$$

Hier sind die Koordinaten für den Punkt A=(ρ, η) (Abbildung 3.2).

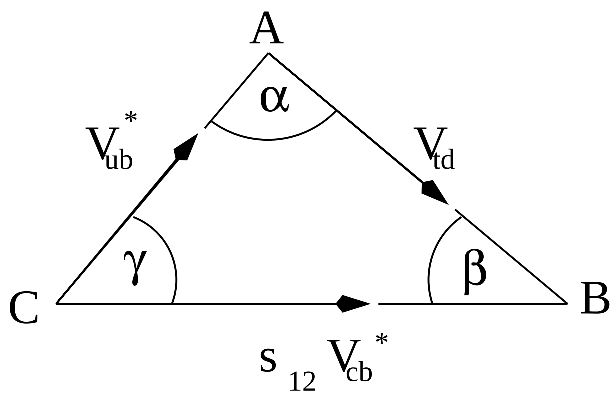


Abbildung 3.1: Das Unitaritätsdreieck

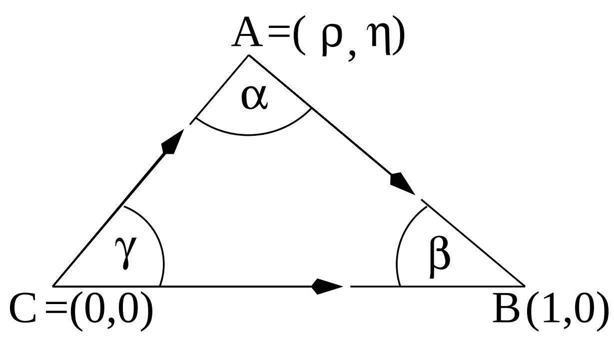


Abbildung 3.2: Das Unitaritätsdreieck in der Wolfenstein-Parametrisierung

Kapitel 4

Die neutrinoinduzierte D_S^*/D_S-Mesonproduktion

In der elektroschwachen Wechselwirkung sind Charm-Teilchen von besonderem Interesse, um die Eigenschaften von Teilchen mit schweren Quarks zu studieren. Viele Experimente benutzen zur Untersuchung Hadron-Strahlen oder auch Photon-Strahlen. Dabei liegt die Charm-Produktionsrate im Fall der Hadronen bei $\frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{tot}} \simeq 0.1\%$ und $\frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{tot}} \simeq 1\%$ bei Photonen. Neutrinostrahlen bieten dagegen eine höhere Charm-Produktionrate von $\frac{\sigma_{charm}}{\sigma_{tot}} \simeq 5\%$. Die Charm-Meson Produktion kann über tiefunelastische und diffraktive Neutrinoreaktionen beschrieben werden. Diese Mechanismen werden in den folgenden Abschnitten quantitativ behandelt.

4.1 *Allgemeine Kinematik*

Betrachtet man eine geladene Stromreaktion, wie sie im Feynman-Diagramm Abbildung 4.1 dargestellt ist, so kann man im Laborsystem diese Reaktion über geeignete kinematische Variablen beschreiben (Abbildung 4.2):

Mit den Viererimpulsen für Targetnukleon vor, beziehungsweise nach der Reaktion (p^μ, p'^μ), Neutrino (l^μ), Myon (l'^μ) und Vektor-/Axialvektormeson (q'^μ), wobei

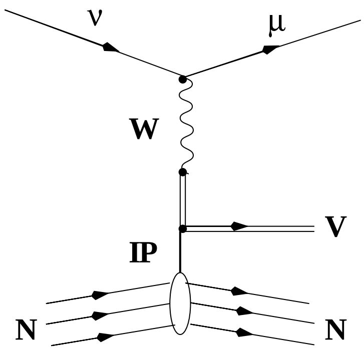


Abbildung 4.1: Diagramm für $\nu_\mu N \rightarrow \mu V N$

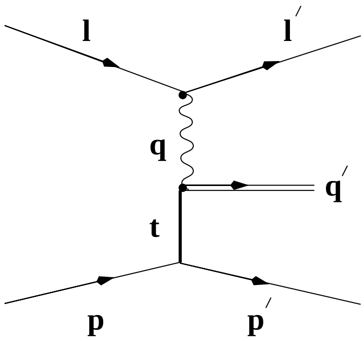


Abbildung 4.2: Viererimpulse in einer Neutrinoreaktion im Laborsystem

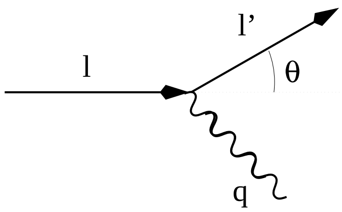


Abbildung 4.3: Winkel zwischen Myon- und Neutrinoflugrichtung

$$p^\mu = \begin{pmatrix} M \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$l^\mu = \begin{pmatrix} E_1 \\ 0 \\ 0 \\ -E_1 \end{pmatrix},$$

$$l'^\mu = \begin{pmatrix} E_2 \\ -E_2 sin\theta \\ 0 \\ -E_2 cos\theta \end{pmatrix},$$

mit

M :	Nukleonmasse,
E_1 :	Neutrinoenergie,
E_2 :	Myonenergie,
θ :	Winkel zwischen Myon- und Neutrinoflugrichtung (Abbildung 4.3).

Daraus ergeben sich folgende nützliche Variablen:

- **Übertragener Viererimpuls**

$$q^\mu = l^\mu - l'^\mu \tag{4.1}$$

- **Quadrat des Viererimpulsübertrages**

$$Q^2 = -(q^\mu)^2 = 4E_1E_2sin^2\frac{\theta}{2} \tag{4.2}$$

- **Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Nukleon**

$$t = -(p^\mu - p'^\mu)^2 \tag{4.3}$$

- **Gesamtenergie im Massenzentrum**

$$S = (l^\mu + p^\mu)^2 = M^2 + 2ME_1 \simeq 2ME_1 \tag{4.4}$$

- **Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems**

$$W^2 = (q^\mu + p^\mu)^2 = M^2 - Q^2 + 2M\nu \tag{4.5}$$

$$\text{mit } \nu = \frac{p^\mu \cdot q^\mu}{M} = E_1 - E_2$$

- **Bjorken-Variablen x und y**

$$x = \frac{Q^2}{2 \cdot p^\mu \cdot q^\mu} = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{4.6}$$

$$\text{mit } 0 \leq x \leq 1$$

$$y = \frac{p^\mu \cdot q^\mu}{p^\mu \cdot l^\mu} = \frac{\nu}{E_1} \tag{4.7}$$

$$\text{mit } \; 0 \leq y \leq 1$$

Für die Beschreibung von inklusiven Prozessen genügen drei unabhängige Variablen (E_1, x, y),(E_1, Q^2, ν) oder (S, Q^2, W^2). Das letzte Tripel läßt sich dabei wie folgt durch die anderen Variablen ausdrücken:

$$Q^2 = 2MxyE_1 \tag{4.8}$$

$$W^2 = M^2 + Q^2 \frac{(1-x)}{x} \tag{4.9}$$

$$S = 2ME_1 \tag{4.10}$$

Diese allgemeine Beschreibung ist im Laborsystem gebräuchlich, in dem das Nukleon ruht. Allerdings kann eine Berücksichtigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen die obigen Ausdrücke leicht verändern, was im folgenden vernachlässigt wird.

4.2 *Tiefunelastische Neutrinoreaktionen*

- **Theorie**

Tiefunelastische Neutrinoreaktionen kann man in folgenden Prozessen beobachten:

$$\nu p \to \mu^- X^{++} \tag{4.11}$$

$$\nu n \to \mu^- X^{+} \tag{4.12}$$

Dabei wird durch den Austausch eines virtuellen Bosons mit großem Impuls ein Nukleon in Hadronen X aufgebrochen (Abbildung 4.4). Es können auf diese Weise unter Einhaltung von Erhaltungssätzen verschiedene Hadronen erzeugt werden.

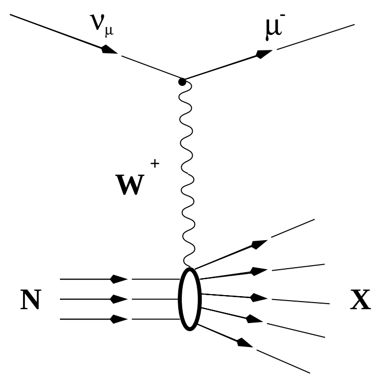


Abbildung 4.4: Tiefunelastische Neutrinoreaktion

Tiefunelastische Streuexperimente haben gezeigt, daß Strukturfunktionen, die den hadronischen Vertex beschreiben, ein Skalierungsverhalten aufweisen (Bjorken Skalierung [29]) [1]. Die Interpretation dieses Effektes führte

[1] Die Beobachtung der Bjorken Skalierung beschreibt die Tatsache, daß in der tiefunelastischen Neutrinostreuung die Strukturfunktionen $W_{1,2}^{inkl}(q^2,\nu)$ nicht mit zunehmendem q^2 abfallen, sondern bei einem festen Wert von $\frac{q^2}{2M_p\nu}$ für große q^2 und ν unabhängig von q^2 werden. Stattdessen sind die Strukturfunktionen nur abhängig von der Bjorkenvariablen x=$\frac{q^2}{2M_p\nu}$.

zu der Vorstellung, daß das Austauschboson mit punktförmigen Konstituenten innerhalb des Nukleons wechselwirkt. Diese wurden von Feynman 'Partonen' [20] genannt und entsprechen den Quarks in der heutigen Vorstellung.

Im Parton-Modell kann der Streuprozeß in zwei Schritten beschrieben werden (Abbildung 4.5).

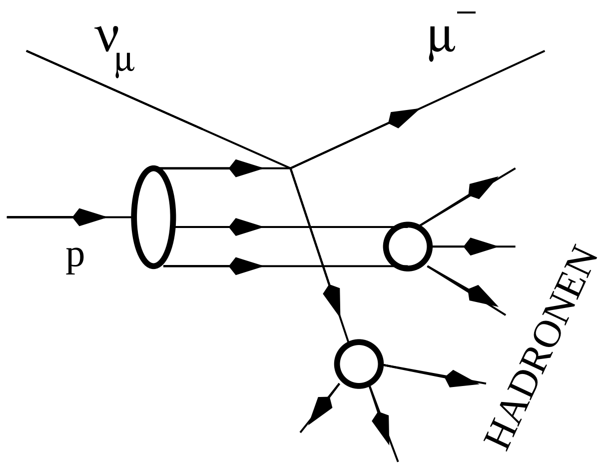


Abbildung 4.5: Tiefunelastische Neutrinoreaktion im Partonmodell

Zunächst streut das Neutrino über die schwache Wechselwirkung an einem Quark. Farbige Quarks und Gluonen können während einer solchen Interaktion als quasifrei bezeichnet werden. Im zweiten Schritt fliegen die Quarks auseinander und organisieren sich in farblose Hadronen. Dieser Prozeß wird Fragmentation oder auch Hadronisation genannt.

Um Aussagen über die Produktionsrate von speziellen Hadronen machen zu können, kann man nun versuchen, diese Reaktion semi-empirisch zu beschreiben:

Nimmt man ein gebundenes Quark/Antiquark Paar, so werden diese anschaulich über Farbkraftlinien zusammengehalten (String Modell [21]). Diese Kräfte verhalten sich wie ein elastisches Band mit konstanter Spannung. Dabei kann man die Bandspannung aus Gitter QCD Berechnungen angeben zu[2]

$$\kappa \simeq 1GeV/fm \simeq 0.2 \; GeV^2. \tag{4.13}$$

Versucht man diese Quarks zu trennen, so nimmt die Kraft mit zunehmendem Abstand zu (‘Confinement’). Schafft man es allerdings , die Quarks weit genug zu trennen, reißt das zusammenhaltende Band zwischen ihnen und es fügt sich ein neues Quark/Antiquark Paar ein. Das Farbkraftfeld materialisiert sich also durch Einfügen eines neuen Quark/Antiquark Paares. Die Wahrscheinlichkeit für das Reißen des zusammenhaltenden Kraftbandes ist

$$\frac{dP}{dxdt} = k \cdot e^{\frac{-\pi m^2}{\kappa}}, \tag{4.14}$$

m: Masse des entstehenden Quarks.

Dieser Ausdruck entspricht einer Tunnelwahrscheinlichkeit durch eine Potentialbarriere.

In diese Prozesse involviert sind dabei nicht nur die Konstituenten der Nukleonen (Valenzquarks) sondern auch die sogenannten Quarks aus dem 'Meer'(Sea-Quarks). In Abbildung 4.6 ist diese Vorstellung veranschaulicht. Man erkennt, daß die Valenzquarks umgeben sind von Quark/Antiquark Paaren, die sich aus Vakuumfluktuationen und Gluonbremsstrahlung herausbilden.

Mit $m_s \simeq 0.25$ GeV und $m_c \simeq 1.2$ GeV ist die relative Wahrscheinlichkeit für die Produktion $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c}$ in diesem Modell [22] $1 : 1 : 0.37 : 10^{-10}$.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark q einen Impulsbruchteil des Nukleons zwischen x und $x + dx$ erhält, kann mit $f_{q/p}(x)dx$ bezeichnet werden. Damit läßt sich der allgemeine Wirkungsquerschnitt für tiefunelastische Streuung über einen geladenen Strom angeben [22]:

[2]In dieser Arbeit ist, wie in der Hochenergiephysik üblich, $\hbar = c = 1$ gesetzt. Lediglich beim Zitieren von Originalliteratur werden teilweise andere Einheiten angegeben.

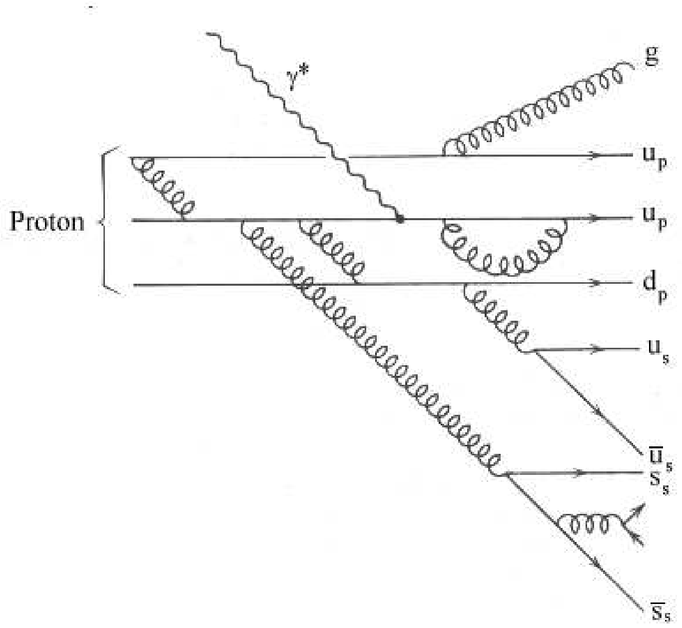


Abbildung 4.6: Sea-Quarks im Nukleon

$$\frac{d\sigma}{dxdy}(\nu_\mu p \to \mu^- X) = \frac{G_F^2 S}{2\pi}\left[2x\sum_q \left(f_{q/p}(x) + f_{\bar{q}/p}(x)\right)\left(\frac{1+(1-y)^2}{2}\right)\right.$$
$$\left. + 2x\sum_q \left(f_{q/p}(x) - f_{\bar{q}/p}(x)\right)\left(\frac{1-(1-y)^2}{2}\right)\right]. \tag{4.15}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichten lassen sich in Zusammenhang bringen mit den Strukturfunktionen [30]:

$$F_2(x) = 2x\left[\sum_q f_{q/p} + f_{\bar{q}/p}\right], \tag{4.16}$$

$$xF_3(x) = 2x\left[\sum_q f_{q/p} - f_{\bar{q}/p}\right]. \tag{4.17}$$

Zusammen mit der Callan-Gross Relation [31]

$$2xF_1(x) = F_2(x) \tag{4.18}$$

erhält man schließlich den gebräuchlichen Ausdruck für den tiefunelastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dxdy}(\nu_\mu p \to \mu^- X) = \frac{G_F^2 S}{2\pi}\left[xy^2 F_1(x) + F_2(x)(1-y) + F_3(x)xy(1-\frac{y}{2})\right]. \tag{4.19}$$

Wird an ein Quark q die Energie E_q übertragen, so kann sich im zweiten Schritt unter seinen Fragmenten ein Hadron h herausbilden mit dem Energiebruchteil

$$z = \frac{E_h}{E_q}, \tag{4.20}$$

wobei $0 \leq z \leq 1$.

Die Wahrscheinlichkeit, das Hadron h mit dem Quark q in dem Intervall z bis $z+dz$ zu finden, sei definiert durch $D_q^h(z)dz$, wobei D_q^h Fragmentationsfunktion genannt wird.

Der Wirkungsquerschnitt für die inklusive q Produktion lautet dann:

$$\frac{d\sigma}{dxdydz}(\nu p \to \mu h X) = \frac{d\sigma}{dxdy}(\nu p \to \mu X) D_q^h. \tag{4.21}$$

x,y: Bjorken Variablen

Integriert man die Fragmentationsfunktion in einem Intervall $[z_1,z_2]$, so erhält man die Wahrscheinlichkeit, ein Hadron h in diesem Bereich zu finden. Wird die Integration über den gesamten physikalisch erlaubten Bereich für z durchgeführt, so ist die durchschnittliche Multiplizität gegeben durch

$$< n_q^h >= \int_{z_{min}}^{1} dz D_q^h(z). \tag{4.22}$$

Die analytische Form von D(z) hängt prinzipiell von der Quarkmasse ab. Oft gebräuchlich ist die folgende Parametrisierung:

$$D_q^h(z) = f\frac{1}{z}(1-z)^m \tag{4.23}$$

f : Normalisierungskonstante

m : Quarkmasse

Für schwere Quarks Q haben Perterson et al. [23] gezeigt, daß die Fragmentationsfunktion von der quadratisch inversen Energiedifferenz dominiert wird, die definiert ist durch:

$$\Delta E = E_Q - E_h - E_q \simeq 1 - \frac{1}{z} - \frac{m_q^2/m_Q^2}{(1-z)}. \qquad (4.24)$$

Unter Berücksichtigung eines Faktors $\frac{1}{z}$ für den longitudinalen Phasenraum erhält man:

$$D_Q^h(z) = f\frac{1}{z}\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^{-2}, \qquad (4.25)$$

mit

f : Normalisierungskonstante,

$$\epsilon_Q = \frac{< m_q^2 + p_q^2 >}{< m_Q^2 + p_Q^2 >}.$$

Die Normalisierung für f ist gegeben durch:

$$\sum_q \int_0^1 z D_q^h(z) dz = 1. \qquad (4.26)$$

- **Experimentelle Daten**

Für die Untersuchung in dieser Arbeit ist die Produktion von $D_s(c\bar{s})$-Mesonen von Bedeutung. Im Experiment E531 [24] wurden die relativen Anteile in der Produktion verschiedener Charm-Teilchen gemessen:

$$D^0 (46 \pm 6)\%$$

$$D^+ (33 \pm 7)\%$$

$$D_s^+(5 \pm 3)\%$$

$$\Lambda_c(16 \pm 6)\%.$$

Eine neue Analyse der Daten mit besser bekannten Parametern ergab [25]:

$$D^0(60 \pm 6)\%$$

$$D^+(26 \pm 6)\%$$

$$D_s^+(7 \pm 5)\%$$

$$\Lambda_c(7 \pm 4)\%.$$

Diese Resultate stimmen im Rahmen der Fehler mit Ergebnissen aus e^+e^--Vernichtungsexperimenten überein [28]:

$$D^0(50 \pm 10)\%$$

$$D^+(21 \pm 5)\%$$

$$D_s^+(17 \pm 6)\%$$

$$\Lambda_c(12 \pm 5)\%.$$

- **Ergebnisse**

Die erwartete gesamte D_s-Meson Produktionsrate über tiefunelastische Neutrinoreaktionen setzt sich multiplikativ zusammen aus der inklusiven Charm-Quark Erzeugung und der Fragmentation in ein D_s:

$$\frac{Anzahl\ der\ D_s - Mesonen}{Geladene\ Stromereignisse} = \frac{\sigma(\nu N \to \mu^- cX)}{\sigma(\nu N \to \mu^- X)} \cdot D_c^{D_s}. \tag{4.27}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die inklusive Charm-Produktion wurde mit den obigen Annahmen berechnet und in einer Monte-Carlo Studie simuliert. Damit ergibt sich in der Produktion ein Anteil von Charm-Quarks zu allen geladenen Stromereignissen von

$$\frac{\sigma(\nu N \to \mu^- cX)}{\sigma(\nu N \to \mu^- X)} = 5.4\%. \tag{4.28}$$

Der relative Anteil an D_s-Mesonen in den Charm-Fragmenten ist nach den experimentellen Messungen etwa

$$D_c^{D_s} \simeq 7\%. \tag{4.29}$$

Im CHORUS Experiment werden $7.3 \cdot 10^5$ geladene Stromereignisse erwartet. Daraus folgt, daß etwa

$$P_{tiefunelastisch}^{D_s} = 7.3 \cdot 10^5 \cdot 0.054 \cdot 0.07 = 2760 \tag{4.30}$$

D_s-Mesonen über tiefunelastische Neutrinoreaktionen erzeugt werden.

4.3 *Diffraktive Neutrinoreaktionen*

Das Konzept der Austauschteilchen als Träger von Kräften spielt in der Elementarteilchenphysik eine dominante Rolle. Bei unterschiedlichen Energieskalen zeigen sich unterschiedliche Aspekte der zugrundeliegenden Dynamik. So kann zum Beispiel ein Photon mit einer hinreichender Energie in ein reales Elektron - Positron Paar konvertieren. Es gibt auch Prozesse, in denen das Photon an ein Vektormeson mit gleichen Quantenzahlen koppelt(z.B. ρ^0, ω oder Φ).

Das gleiche gilt beim Austausch von Vektorbosonen in der schwachen Wechselwirkung. Betrachtet man Prozesse in einem gewissen Energiebereich, so wechselwirkt das Boson direkt mit dem Target. Das führt unter anderem zu den tiefunelastischen Reaktionen (siehe Kapitel 4.2). In einem anderen Bereich fluktuiert das Vektorboson zunächst in ein virtuelles Vektormeson, welches anschließend mit einem Nukleon wechselwirkt. Diese Reaktionen werden diffraktive Prozesse genannt. [3]

Die ersten experimentellen Anzeichen für die diffraktive Produktion gab es 1964 am 'Cambridge Electron Accelerator' [16]. Dort wurde der diffraktive Charakter im Wirkungsquerschnitt gemessen. Der Wirkungsquerschnitt von ρ-Meson Photoproduktion wurde über der Resonanzschwelle energieunabhängig, hing exponentiell vom Impulsübertrag ab und war proportional zum Wirkungsquerschnitt von Pion-Nukleon-Streuung.

Es folgten eine Reihe von Experimenten, die die Photoproduktion von Vektormesonen etablierten. Gerade heute gewinnt die diffraktive Physik wieder mehr und mehr an Bedeutung, da man sich, wie z.B. am HERA Beschleuniger, erhofft, über die Streuung von diffraktiv erzeugten Mesonen mehr über die Struktur von Protonen zu erfahren. Weiterhin bereitet die theoretische Beschreibung des Impulstransfers von Vektormeson zum Nukleon über ein Austauschteilchen (oft Pomeron genannt) Probleme, so daß man sich durch die Untersuchung diffraktiver Prozesse Aufklärung verspricht.

Ein Neutrinoexperiment wie CHORUS bietet die Möglichkeit, diesen Prozeß von der Seite der schwachen Wechselwirkung zu beleuchten. Die Vektormesonen werden dabei über geladene oder neutrale Stromreaktionen erzeugt.

Anschaulich läßt sich der diffraktive Produktionsprozeß wie folgt verstehen: In einem geladenen Stromereignis fluktuiert das virtuelle Vektorboson in ein virtuelles Vektormeson, welches elastisch am Nukleon streut und nach Impulsaustausch als reales Meson nachweisbar ist. Der Viererimpulsaustausch mit dem Nukleon ist klein, und keine Quantenzahlen werden übertragen (Pomeronaustausch).

Es zeigt sich, daß der diffraktive Produktionsprozeß unter anderem Rückschlüsse auf die Struktur der schwachen Wechselwirkung zuläßt, da das Meson im Endzustand die Quantenzahlen des geladenen Stromes trägt.

Für die Beschreibung dieses Prozesses werden folgende Modelle, beziehungsweise Konzepte, benutzt:

[3] Diese Vorstellungen sind natürlich nur anschauliche Hilfen, die aber für eine umfassende Theorie der verschiedenen Prozesse insofern nützlich sind, als daß sie die verschiedenen Modelle für die unterschiedlichen Energiebereiche intuitiv darstellen.

– Die vereinheitlichte elektroschwache Eichtheorie [10] unter Einbeziehung von Charm-Quarks [11]

– Das generalisierte, d.h. auf die schwache Wechselwirkung übertragene Vektormeson-Dominanz Modell (VMD)[46]

Im folgenden wird im Hinblick auf die diffraktive D_s^{*+}-Mesonproduktion hauptsächlich auf geladene Stromereignisse eingegangen. Im allgemeinen kann die Theorie aber auch auf neutrale Ströme übertragen werden.

- **Theorie**

Ein diffraktiver Produktionsprozeß kann über Feynman-Diagramme wie in Abbildungen 4.7 und 4.8 dargestellt werden. Der unelastische Streuprozeß wird im folgenden vernachlässigt, da er nicht von der tiefunelastischen Neutrinostreuung zu trennen ist.

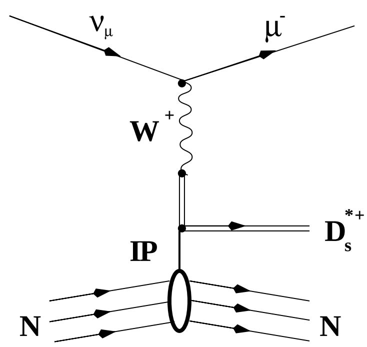


Abbildung 4.7: Diffraktive elastische Vektormesonerzeugung in einer Neutrinoreaktion

Die diffraktive Region ist dadurch gekennzeichnet, daß der leptonische Impulstransfer Q^2 in der Größenordung von einigen GeV liegt und der hadronische Impulsübertrag t klein ist, so daß das Nukleon nicht aufbricht.

In Abbildung 4.7 erkennt man, daß sich durch das Studium des Mesons im Endzustand Aussagen über den geladenen Strom machen lassen. Die Amplituden für diesen Prozeß beinhalten das Matrixelement des schwachen Stromes zwischen Vakuum und dem beobachteten Vektormeson $< 0|J|V >$.

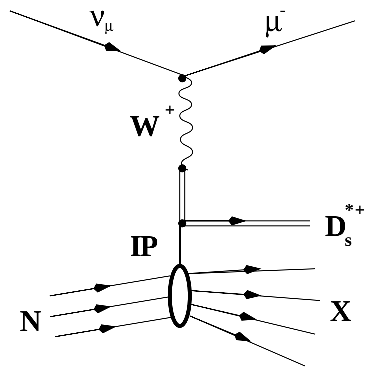


Abbildung 4.8: Diffraktive inelastische Vektormesonerzeugung in einer Neutrinoreaktion

Daraus folgt, daß V die Quantenzahlen des Stromes J trägt. So kann man Aussagen machen über die Vektor(V)- und Axialvektoranteile(A), unter der Vorraussetzung, daß keine skalaren(S), pseudoskalaren(P) oder tensoriellen(T) Kopplungen im geladenen Strom eine Rolle spielen [47]. Die Art des Stromes wirkt dabei wie ein Filter: Im Falle von reiner Vektor-Kopplung beobachtet man im Endzustand ein D_s^*, für Axialvektor-Kopplung ein D_s.

– **Das Vektormeson-Dominanz Modell**

Die Vektormeson-Dominanz bezieht den Wirkungsquerschnitt von $V + N \rightarrow V + N$ auf die Photoproduktion $\gamma + N \rightarrow V + N$ (Abbildung 4.9).

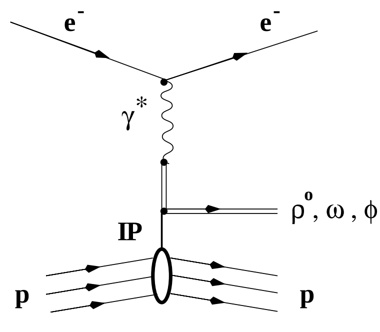


Abbildung 4.9: Photoproduktion von Vektormesonen

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}(\gamma + N \to V + N)\right|_{t=0} = A \cdot \frac{e^2}{g_V^2}\frac{d\sigma}{dt}(V + N \to V + N)\Big|_{t=0} = A\frac{e^2}{g_V^2}\frac{1}{16\pi}\sigma_T^2(V + N \to V + N), \tag{4.31}$$

mit

$$A = \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2}. \tag{4.32}$$

Im zweiten Schritt wurde dabei das optische Theorem angewandt. Dieses Modell läßt sich generalisieren, indem die Photoproduktion auf geladene Stromereignisse übertragen wird:

$$e^- e^- \Longrightarrow \nu_\mu \mu^-$$

$$\gamma \Longrightarrow W^\pm$$

$$\rho^0, \omega, \phi \Longrightarrow \rho^\pm, A_1^\pm, D_s^{*\pm}, ...$$

Das VMD-Modell beschreibt nicht nur erfolgreich die Wirkungsquerschnitte für die kohärente π [35] und ρ [36] Produktion, sondern auch den totalen Neutrinowirkungsquerschnitt bei kleinen Q^2 [37].

– **Der Wirkungsquerschnitt für diffraktive D_s^*- Mesonproduktion**

Unter Berücksichtigung der Vektormeson-Dominanz erhält man für den diffraktiven Vektormeson-Produktionswirkungsquerschnitt [38, 39, 40, 41, 42] [4]

[4] Diese Form des Wirkungsquerschnittes wird von mehreren Autoren angegeben. Damit jedoch [38] in sich konsistent ist, sollte Formel (20) mit einem Faktor $\frac{1}{2\pi^3}$ anstatt $\frac{1}{(2\pi)^3}$ geschrieben werden. Auf der anderen Seite fehlt ein Faktor 2 in Formel (2) von [40]. Dieser Faktor resultiert wahrscheinlich aus dem fehlenden Normalisierungsfaktor $\sqrt{2}$ in der Definition der geladenen Strom Kopplung f_V [52].

$$\frac{d\sigma}{dt} = \underbrace{\left(1+\frac{Q^2}{m_V^2}\right)^{-2} Q^2 dQ^2 y(1+\alpha)dy}_{1} \underbrace{\left(1+\epsilon\frac{\sigma_{tot}^{L\;2}}{\sigma_{tot}^{T\;2}}\right)}_{2} \underbrace{e^{bt}}_{3} \underbrace{\frac{C_V}{C_\rho}C_\rho}_{4}. \tag{4.33}$$

Die einzelnen Anteile im Wirkungsquerschnitt haben dabei folgende Bedeutungen und Definitionen:

1. Dieser Faktor resultiert aus der Berechnung des Feynman-Diagramms und der Phasenraumintegrationen. Dabei ist

$$\alpha = \frac{2(1-y)}{y^2}. \tag{4.34}$$

2. Hier werden die Polarisationseffekte berücksichtigt.

$$\epsilon = \frac{\alpha}{\alpha+1} \tag{4.35}$$

Nach dem Vektormeson-Dominanz Ansatz hat das virtuelle Vektormeson die gleiche Polarisation wie ein Photon. Für reale Photonen (Q^2=0) gibt es keine longitudinale Polarisation (σ^L=0), so daß lediglich σ^T als transversaler Wirkungsquerschnitt zum Tragen kommt. Für virtuelle Photonen und somit auch für die virtuellen Vektormesonen, gibt es einen transversalen (σ^T) und einen longitudinalen (σ^L) [43] Anteil. Das Verhältnis R=$\frac{\sigma_{tot}^L}{\sigma_{tot}^T}$ wird in [38] wie folgt parametrisiert:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^T}{dt} &= \left(\frac{m_V}{GeV}\right)^4 \frac{C_V}{C_\rho} e^{bt} F^T(y_0) \frac{8.0\cdot 10^{-11}}{g_\rho^2}\frac{1}{GeV^4} \\ &= \left(\frac{m_V}{GeV}\right)^4 \frac{C_V}{C_\rho} e^{bt} F^T(y_0) \frac{3.1\cdot 10^{-11}}{g_\rho^2}\frac{mb}{GeV^2}\end{aligned} \tag{4.36}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^L}{dt} &= \left(\frac{m_V}{GeV}\right)^4 \frac{C_V}{C_\rho} e^{bt} F^L(y_0) \frac{8.0\cdot 10^{-11}}{g_\rho^2}\frac{1}{GeV^4} \\ &= \left(\frac{m_V}{GeV}\right)^4 \frac{C_V}{C_\rho} e^{bt} F^L(y_0) \frac{3.1\cdot 10^{-11}}{g_\rho^2}\frac{mb}{GeV^2},\end{aligned} \tag{4.37}$$

wobei die Funktionen $F(y_0)$ definiert sind durch

$$\begin{aligned} F^T(y_0) =& 25 - 28y_0 + 3y_o^2 + 14lny_0 - (lny_0 + 1/y_0)\left(\frac{2m_V^2}{E^2}\right) \\ &+ 4ln^2y_0 + 8y_0lny_0, \end{aligned} \tag{4.38}$$

$$F^L(y_0) = 4ln^2y_0 + 8y_0lny_0 + 16lny_0 + 24(1 - y_0), \tag{4.39}$$

mit

$$y_0 = \frac{m_V^2}{2E_\nu\sqrt{-t}}. \tag{4.40}$$

Den totalen longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Lösen der Integrale

$$\int_{t1}^{t2} F^{T/L}(y_0)e^{bt}dt. \tag{4.41}$$

Die Integrationsgrenzen sind aus kinematischen Gründen festgelegt zu

$$t_1 = -\infty \tag{4.42}$$

und

$$t_2 = \frac{A_2 - \sqrt{A_2^2 - A_1A_3}}{A_1} \simeq -(\frac{m_V^2}{2E_\nu})^2, \tag{4.43}$$

wobei

$$A_1 = 1 + \frac{2\nu}{M_{D_s}} - \frac{Q^2}{M_{D_s}}$$

$$A_2 = 2(Q^2 + \nu^2) - (1 + \frac{\nu}{M_{D_s}})(Q^2 + M_{D_s}^2) \tag{4.44}$$

$$A_3 = (Q^2 + M_{D_s}^2)^2.$$

3. Dem exponentiellen Abfall im Impulstransfer wird mit dem Parameter b Rechnung getragen. Der Parameter b wird 'Slope-Parameter' genannt und gibt an, mit welcher Stärke der Impulstransfer zum Nukleon exponentiell abfällt. In Analogie zur optischen Brechung mißt b den Radius der Wechselwirkungsregion. Im Prinzip liegt dieser Bereich in der Größenordnung des Protonradius ($b \simeq \frac{R_p^2}{3}$). Daher wird der Slope-Parameter zwischen 4 und 10 GeV^{-2} erwartet [44].

   b ist abhängig von der Vektormesonmasse und kann interpoliert werden über [38]

$$\frac{1}{b} = \kappa + \lambda m_V^2, \tag{4.45}$$

   indem man κ und λ über bekannte Vektormesonen bestimmt.

4. In diesem Anteil wird der Bezug zur Photoproduktion im Vektormeson-Dominanz Modell hergestellt. Allgemein ist

$$C_V = \frac{G_F^2}{2\pi^3}\frac{1}{16}\frac{{\sigma_{tot}^T}^2(VN)}{g_V^2}. \tag{4.46}$$

   Speziell C_ρ bezieht sich dabei auf die ρ Kopplung in der Photoproduktion ($C_\rho \sim \frac{1}{g_\rho}$) und kann bestimmt werden über

$$\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) = \frac{4}{3}\pi\alpha^2\frac{m_\rho}{g_\rho^2}. \tag{4.47}$$

   (α ist hier die Feinstrukturkonstante)

   Der Faktor $\frac{C_V}{C_\rho}$ schließlich bezieht die ρ Produktion auf die allgemeine V-Meson Produktion:

$$\frac{C_V}{C_\rho} = \left[\frac{\sigma_{tot}^T(VN)}{\sigma_{tot}^T(\rho N)}\right]^2\frac{g_\rho^2}{g_V^2} \tag{4.48}$$

   Nach einer empirischen Regel [45] gilt:

$$\frac{g_\rho^2}{g_V^2} = A_V\frac{m_\rho}{m_V} \tag{4.49}$$

$$\Rightarrow \frac{C_V}{C_\rho} = \left[\frac{\sigma_{tot}^T(VN)}{\sigma_{tot}^T(\rho N)}\right]^2\frac{m_\rho}{m_V}A_V \tag{4.50}$$

A_V ist der sogenannte 'Quark Zählfaktor'. Für D_s^*/D_s Mesonen ist

$$A_V = 1.$$

Für die Berechnung wurde der Wirkungsquerschnitt umgeschrieben zu

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = 2yM_pE_\nu \frac{d\sigma(Q^2, y)}{dQ^2dy}. \tag{4.51}$$

Die mehrdimensionalen Integrationen über x,y und t wurden numerisch durchgeführt [34].

Die Integration für x und y wurde über den gesamten kinematisch erlaubten Bereich durchgeführt ($0 \leq x, y \leq 1$), allerdings unter der Vorgabe, daß Energie- und Impulserhaltung eingehalten sind.

Das Ergebnis der Integration ist sehr sensitiv auf die Wahl der Integrationsgrenze t_2 in (4.43). Nimmt man anstatt des genauen Wertes [49, 42] lediglich den genäherten Wert, wie in [38] vorgeschlagen, so erhält man eine 30% höhere Produktionsrate. Auch der Slope-Parameter spielt eine wichtige Rolle, da er exponentiell in den Wirkungsquerschnitt eingeht.

Aufgrund dieser Unsicherheiten kann die Formel für den Wirkungsquerschnitt nur grob die D_s^*-Mesonproduktion beschreiben. Um die Kinematik der diffraktiven Produktion in einem Ereignis-Generator zu beschreiben, ist das theoretische Modell aber durchaus ausreichend. Eine absolute Anzahl an zu erwartenden Ereignissen basierend auf der Theorie anzugeben, ist allerdings eher unsicher.

– **Der Wirkungsquerschnitt für diffraktive D_s-Mesonproduktion**

Der Wirkungsquerschnitt in Gleichung 4.33 beschreibt lediglich die Vektormesonproduktion. Bei dieser Reaktion wird der Vektorstrom erhalten (CVC[5]). Bei der pseudoskalaren Mesonproduktion ist der Axialvektorstrom nur teilweise erhalten (PCAC[6]). Daher muß man bei

[5] conserved vector current

[6] partially conserved axial vector current

dem D_s-Mesonproduktionswirkungsquerschnitt einen anderen Ansatz wählen. Man geht von Adlers PCAC-Formel aus [48]:

$$\left.\frac{d\sigma}{dxdydt}\right|_{Q^2=0} = \frac{G_F^2 M_p E_\nu}{\pi^2} f_{D_s}^2 (1-y) \left.\frac{d\sigma(D_s^+ N \to D_s^+ N)}{dt}\right|_{E_{D_s}\simeq\nu\simeq Ey} \tag{4.52}$$

Überträgt man die elastische Pion-Streuung auf diesen Prozeß [49], so erhält man den Wirkungsquerschnitt [50]

$$\left.\frac{d\sigma}{dxdydt}\right|_{Q^2=0} = \frac{G_F^2 M_p E_\nu}{\pi^2} f_{D_s}^2 (1-y) \left(\frac{m_{D_s}^2}{m_{D_s}^2 + Q^2}\right)^2 \frac{1}{16\pi} \left[\sigma_{tot}^{D_s N(Ey)}\right]^2 e^{bt} \tag{4.53}$$

mit der Regge-Parametrisierung [7]

$$\sigma_{tot}^{D_s N}(E_{D_s}) \simeq 5\big(1 + \frac{1}{2\sqrt{E/GeV \cdot y}}\big) mb. \tag{4.54}$$

Die Integrationsgrenzen sind bei der numerischen Integration über x, y und t identisch wie bei der Berechnung des CVC-Wirkungsquerschnitt.

Dieses Modell wurde allerdings nur für Reaktionen mit leichten Quarks konzipiert. Für schwere Quarks ist Adlers PCAC-Formel wahrscheinlich nicht mehr ohne weiteres anwendbar, aber es gibt keine weitergehende Theorie für diese Fälle[8].

- **Aktualisierung der Eingabeparameter**

Seit der Veröffentlichung der Artikel [38, 39, 40, 41, 42] wurden einige Parameter neu gemessen. Damit lassen sich die Eingabevariablen aktualisieren:

[7]Dabei wurde in [50] $\sigma_{tot}^{\pi} \simeq 24$ mb ersetzt durch $\sigma_{tot}^{D_s} \simeq 5$ mb [38].

[8]Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, ist der berechnete D_s-Mesonen-Wirkungsquerschnitt allerdings sehr klein, so daß die Annahme berechtigt ist, daß das Modell für schwere Quarks nicht mehr anwendbar ist.

Die Zerfallsbreite $\Gamma(V \to e^+e^-)$ wurde gemessen zu [51]

$$\Gamma(V \to e^+e^-) = 6.77 \pm 0.32 \; keV. \tag{4.55}$$

Mit der Masse $m_\rho = 768,5 \pm 0.6$ MeV und der Feinstrukturkonstanten $\alpha = \frac{1}{(137.0359895 \pm 6.1 \cdot 10^{-6})}$ ergibt sich nach Gleichung 4.47:

$$g_\rho^2 = 25.32 \pm 1.22 \tag{4.56}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow C_\rho &= \frac{1}{g_\rho^2} \cdot (3.21 \cdot 10^{-10}) \frac{1}{GeV^8} \\ &= (12.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-12} \frac{1}{GeV^8}. \end{aligned} \tag{4.57}$$

In den in der Literatur gebräuchlichen Einheiten ist C_ρ:

$$\begin{aligned} C_\rho &= \frac{1}{g_\rho^2} \cdot (1.25 \cdot 10^{-10}) \frac{mb}{GeV^6} \\ &= (4.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-12} \frac{mb}{GeV^6} \\ &= (4.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-39} \frac{cm^2}{GeV^6}. \end{aligned} \tag{4.58}$$

Mit $m_{D_s} = 2112.4 \pm 0.7$ MeV und Gleichung 4.49 ist dann

$$g_{D_s}^2 = 69.63 \pm 3.36. \tag{4.59}$$

Schließlich folgt für das Verhältnis $\frac{C_V}{C_\rho}$ mit den totalen Wirkungsquerschnitten $\sigma_\rho \simeq 26mb$ und $\sigma_{D_s} \simeq 5mb$ [38]:

$$\frac{C_V}{C_\rho} = \left[\frac{\sigma_{tot}^T(VN)}{\sigma_{tot}^T(\rho N)} \right]^2 \frac{g_\rho^2}{g_V^2} \simeq 0.0135 \tag{4.60}$$

Der Slope-Parameter b beschreibt anschaulich den Interaktionsradius um das Nukleon. Er wurde für die diffraktive D_s-Meson Produktion in [52] gemessen mit

$$b = 3.3 \pm 0.8 \; GeV^{-2}. \tag{4.61}$$

Dieser Wert ist im Vergleich relativ zum ρ Slope-Parameter sehr niedrig. Folgt man der Parametrisierung in Gleichung 4.45, so ergibt sich mit neuen Messungen für ρ und J/Ψ Produktion [54]:

$$b_{D_s} \simeq 4.5\ GeV^{-2}. \tag{4.62}$$

- **Experimentelle Ergebnisse**

Zur diffraktiven D_s^* und D_s-Mesonproduktion gibt es eine Messung der 'Big Bubble Chamber Neutrino Kollaboration' [52]. In dieser Veröffentlichung wurden die Daten der drei BEBC Experimente WA21, WA25 und WA59 sowie dem E180 Experiment zusammengenommen, so daß insgesamt eine Statistik von $0.57 \cdot 10^5$ Neutrino und $0.52 \cdot 10^5$ Antineutrino geladene Stromereignisse vorlagen.[9] Es wird eine diffraktive Produktionsrate pro geladenem Stromereignis (CC-Ereignis) angegeben von

$$\sigma_{diff}^{D_s} \cdot Br(D_s \to \Phi\pi) = (1.03 \pm 0.27) \cdot 10^{-4}/CC - Ereignis. \tag{4.63}$$

Mit [59]

$$Br(D_s \to \Phi\pi) = (3.6 \pm 0.9)\% \tag{4.64}$$

folgt für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{diff}^{D_s} = (2.86 \pm 1.46) \cdot 10^{-3}/CC - Ergeignis. \tag{4.65}$$

- **Schlußfolgerung**

Das Verhältnis $R = \frac{\sigma^L}{\sigma^T}$ ergibt sich nach Ausführung der Integration über t. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.10 dargestellt.

Es entspricht der theoretischen Erwartung von der Erhaltung des Vektorstromes (CVC Hypothese) und Messungen , daß $R \to 0$ für $Q^2 \to 0$ [55] und $R \to 1$ für sehr große Q^2 [56].

[9] Zum Vergleich: CHORUS wird etwa $7.3 \cdot 10^5$ geladene Neutrinostromereignisse aufzeichnen.

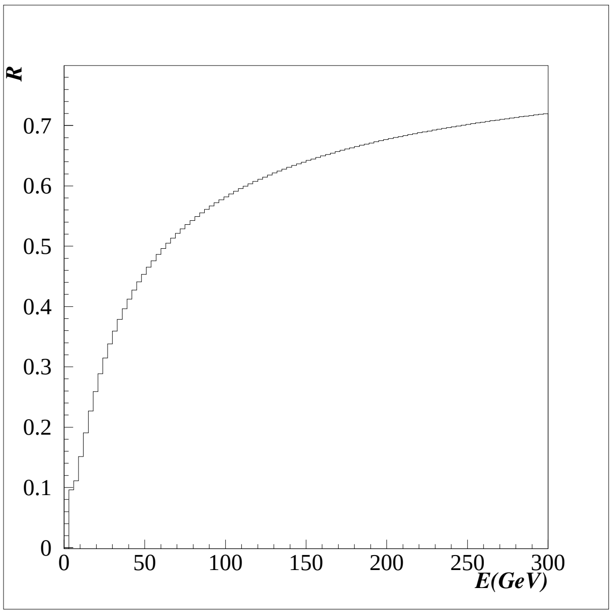


Abbildung 4.10: Das Verhältnis $R = \frac{\sigma^L}{\sigma^T}$

Mit diesem Resultat für R und den oben beschriebenen Eingabeparametern ergibt sich aus Gleichung 4.33 der totale diffraktive Wirkungsquerschnitt für D_s^*-Mesonen in Abbildung 4.11. Dieser Wirkungsquerschnitt entspricht im Verlauf und in der Größenordnung den theoretischen Berechnungen in [38, 40].

Analog erhält man den Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 4.53 für D_s-Mesonen in Abbildung 4.12.

Der Verlauf des D_s-Meson Wirkungsquerschnittes entspricht der theoretischen Erwartung in [50].[10] Aufgrund der unterschiedlichen theoretischen Ansätze (CVC/PCAC-Theorie) ist es durchaus verständlich, daß der Wirkungsquerschnitt der D_s-Mesonprodunktion (PCAC) in Abbildung 4.12 einen anderen Verlauf nimmt als der D_s^*-Wirkungsquerschnitt (CVC) in Abbildung 4.11 [11]. Allerdings ist der berechnete Wirkungsquerschnitt sehr

[10]Bei sehr kleinen Energien gab es numerische Probleme mit der Integrationsroutine, so daß der Wirkungsquerschnitt erst von 15 GeV an berechnet wurde. Es ist allerdings offensichtlich wie der Kurvenverlauf bis zum Punkt (0 $GeV/0\ pb$) extrapoliert werden muß .

[11]Mehr theoretische Details zu den Unterschieden in den Wirkungsquerschnitten sind in [53] zu finden.

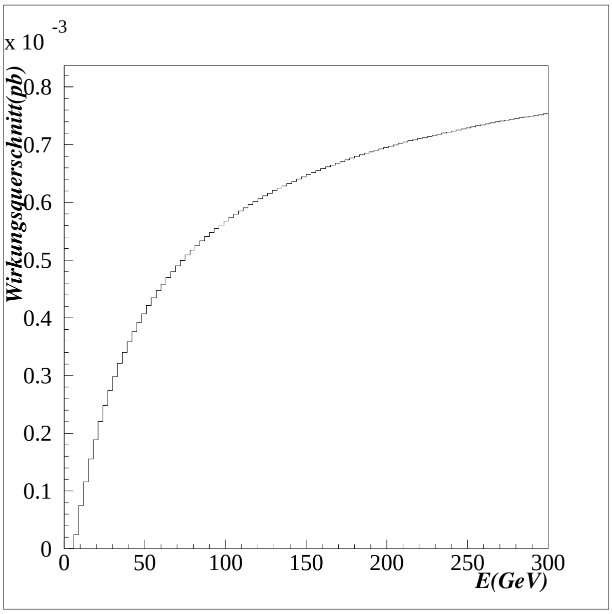


Abbildung 4.11: Der Wirkungsquerschnitt für diffraktive D_s^*-Meson Produktion

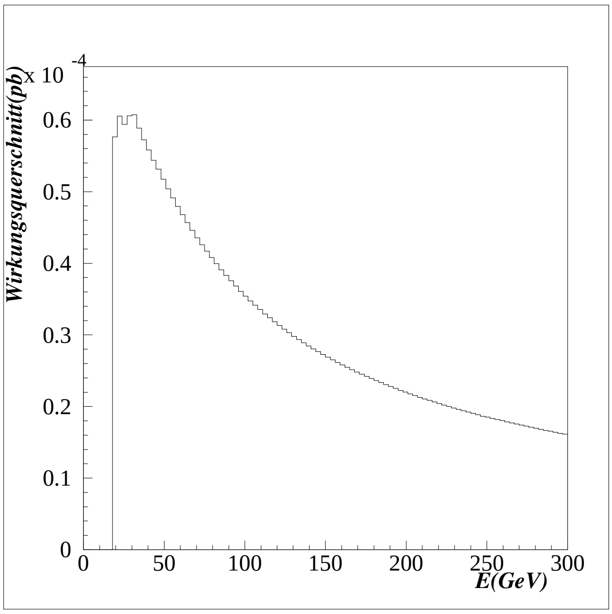


Abbildung 4.12: Der Wirkungsquerschnitt für diffraktive D_s-Meson Produktion

klein. Daraus kann man vermuten, daß der einfache PCAC-Formalismus, wie er hier eingeführt wurde, nicht auf schwere Quarks anwendbar ist.

Um die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse zu berechnen, wird der Wirkungsquerschnitt mit dem CHORUS-Neutrinospektrum gewichtet (Abbildung 4.13). Integriert man das gefaltete Spektrum über den gesamten

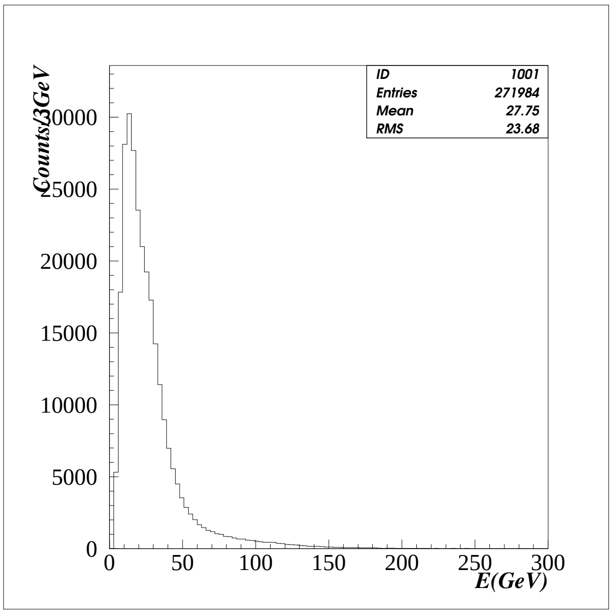


Abbildung 4.13: Das Neutrinospektrum im CHORUS-Experiment

Energiebereich, so erhält man die Gesamtzahl der Ereignisse. Diese werden normalisiert auf die Gesamtzahl der geladenen Stromereignisse, deren Wirkungsquerschnitt der gleichen Prozedur unterzogen wird. Der Wirkungsquerschnitt für geladene Stromereignisse verläuft linear mit der Neutrinoenergie:

$$\sigma_{CC} = 0.66 \cdot 10^{-2} E_\nu. \tag{4.66}$$

Nach der Integration über den gesamten Energiebereich erhält man für den totalen diffraktiven D_s^*-Wirkungsquerschnitt[12]:

$$\sigma_{diff}^{D_s^*} = \frac{\int \sigma_{diff}(E) \cdot E_\nu dE}{\int \sigma_{CC}(E) \cdot E_\nu dE} = 1.4 \cdot 10^{-3}/CC. \tag{4.67}$$

[12]Der Wirkungsquerschnitt ist hier in Anzahl der diffraktiven Ereignisse pro geladenem Stromereignis (CC) angegeben.

Analog kann man den totalen diffraktiven Wirkungsquerschnitt für pseudoskalare D_s-Mesonen berechnen:

$$\sigma_{diff}^{D_s} = 3.1 \cdot 10^{-4}/CC. \tag{4.68}$$

An dieser Stelle sei nochmals darauf hingewiesen, daß die theoretischen Modelle mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Zum Beispiel hat die Wahl des Slope-Parameters in beiden Modellen einen großen Einfluß . Vergleicht man $\sigma_{diff}^{D_s^*}$ mit der Messung für $D_s + D_s^*$-Produktion[52], so erkennt man, daß die berechnete Produktionsrate für D_s^*-Mesonen etwa der Hälfte des gemessenen Wertes entspricht. Daraus folgt, daß Vektormesonen und pseudoskalare D_s-Mesonen im gleichen Verhältnis produziert werden sollten.

Allerdings ist die absolute Normaliserung von den Eingabeparametern wie dem Slope-Parameter abhängig, so daß eine theoretische Vorhersage der absoluten Produktionsrate eher wage ist.

Um Abschätzungen über die Ereignisrate im CHORUS-Experiment machen zu können, wird daher im Folgenden die Messung [52] zur $D_s^* + D_s$ Mesonproduktion benutzt (siehe Wirkungsquerschnitt 4.65).

Auch wenn die theoretischen Modelle nur ungenau normiert sind, so kann man trotzdem die Kinematik der diffraktiven Produktion im Rahmen eines Ereignis-Generators simulieren (siehe Abschnitt 7.1).

Insgesamt: Für das Produktionsverhältnis $\frac{Pseudoskalare\ Mesonen}{Vektormesonen}(\frac{P}{V})$ gibt es keine genaue theoretische Beschreibung. Aufgrund naiver Spinstatistik würde man erwarten, daß $\frac{P}{V} = \frac{1}{3}$. Für hohe Energien mißt man allerdings $\frac{P}{V} \rightarrow 1$ [57]. BEBC Messungen in der tiefunelastischen Mesonproduktion ergaben $\frac{P}{V} \simeq \frac{1}{2}$ [58]. Im CHORUS-Experiment ist eine Messung der unterschiedlichen Produktionsraten von D_s-bzw. D_s^*-Mesonen über diffraktive Prozesse möglich. Diese Messung würde eine klare Bestimmung des Produktionsverhältnisses liefern.

Kapitel 5

Die Zerfallskette $D_s^* \to D_s \to \tau \to \mu$

5.1 D_s^*-Zerfall

- **Theorie**

Das D_s^*-Meson ist ein Vektorteilchen und kann auf zwei verschiedene Arten zerfallen: $D_s^* \to D_s\gamma$ und $D_s^* \to D_s\pi^0$.

Der Zerfall $D_s^* \to D_s\pi^0$ ist Isospin-verletzend[1]; im Anfangszustand ist I=0 und im Endzustand ist der Isospin I=1. Cho und Wise [14] haben Vorhersagen für diese Zerfallsrate gemacht. Mit der chiralen Störungstheorie beschreiben sie den Zerfall über einen Isospin-erhaltenen Zerfall $D_s^* \to D_s\eta$. Das η koppelt über die $s\bar{s}$-Komponente, so daß der Zerfall nach der Okubo-Zweig-Iizuka-Regel nicht unterdrückt ist und mischt anschließend mit einem π^0. Die Isospin-verletzende Mischung verschwindet im Grenzfall von gleichen u und d Quark-Massen. Die gesamte Zerfallsamplitude ist proportional zu

$$\frac{m_d - m_u}{m_s - (m_d + m_u)/2} \simeq 2 - 3\%. \tag{5.1}$$

Aufgrund der partiellen Aufhebung der magnetischen Momente von Charm- und Strange-Quarks ist der Zerfall $D_s^* \to D_s\gamma$ unterdrückt (re-

[1] ebenso wie der Zerfall $\Psi' \to J/\Psi\pi^0$, der bereits von mehreren Experimenten beobachtet wurde [26]

lativ zu $D^{*o} \to D^o\gamma$)[27]

Das Verhältnis der Zerfallsbreiten wird in [14] abgeschätzt zu

$$\frac{\Gamma(D_s^{*+} \to D_s^+\pi^o)}{D_s^{*+} \to D_s^+\gamma)} \simeq 1 - 10\%. \tag{5.2}$$

Leider beinhalten die Vorhersagen Korrekturterme, die noch nicht berechnet werden können.

Es gibt auch eine elektromagnetische Amplitude für den Zerfall nach $D_s^+\pi^o$. Allerdings wird erwartet, daß dieser Beitrag um einen Faktor α/π kleiner ist als der stark wechselwirkende Beitrag[14].

- **Experimentelle Daten**

Die Zerfälle $D_s^* \to D_s\gamma$ und $D_s^* \to D_s\pi^0$ wurden experimentell beobachtet [15], und das Verhältnis wird angegeben mit

$$\frac{\Gamma(D_s^* \to D_s\pi^0)}{\Gamma(D_s^* \to D_s\gamma)} = 0.062^{+0.020}_{-0.018} \pm 0.022$$

Der Zerfall $D_s^* \to D_s\pi^0$ ist, wie theoretisch erwartet, stark unterdrückt. Das π^0 hat eine sehr kurze Lebensdauer ($8.4 \cdot 10^{-17}s$) und zerfällt sofort in zwei Photonen ($Br(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 98$ %), das heißt im Endzustand hat man neben dem D_s-Meson ein oder zwei Photonen.

- **Schlußfolgerung**

Die beiden Zerfallsmodi $D_s^* \to D_s\pi^0$ und $D_s^* \to D_s\gamma$ lassen sich voneinander unterscheiden, da in einem Fall ein Photon oder im anderen Fall zwei Photonen nachgewiesen werden. Allerdings reicht die Statistik im CHORUS-Experiment nicht aus, um die Fehlergrenzen der obengenannten Messung zu verbessern.

Im Endzustand des D_s^*-Zerfalls findet man also lediglich elektromagnetische Aktivität (ein oder zwei Photonen) und das pseudoskalare D_s-Meson.

5.2 D_s-*Zerfall*

- **Theorie**

Rein leptonische Zerfälle von D_s-Mesonen sind von besonderer Bedeutung, da sie einen Zugang zur Zerfallskonstanten f_{D_s} und dem CKM-Matrixelement V_{cs} liefern, die bisher nur mit großen experimentellen Fehlern gemessen wurden. Der leptonische Zerfall $D_s \to \tau\nu_\tau$ ist in Abbildung 5.1 dargestellt.[2] Würde man die Quarks c und $\bar{s}$ als quasifrei ansehen, so müßte

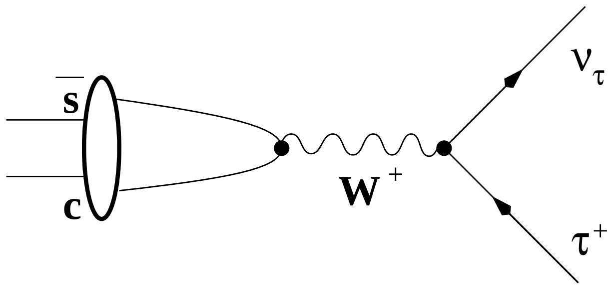


Abbildung 5.1: Feynman-Diagramm zum Zerfall $D_s \to \tau\nu_\tau$

man am Zerfallsvertex einen schwachen Strom $j_q^\mu = \bar{s}\gamma^\mu(1-\gamma^5)V_{cs}c$ ansetzen. Da die Quarks aber im Hadron gebunden sind, ergibt sich das Matrixübergangselement[3]

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\big(\bar{u}_1(p_1)\gamma^\mu(1-\gamma^5)v_2(p_2)\big) < 0|J_\mu^+|D_s^+ > . \tag{5.3}$$

Diese Form setzt die Standard-Modell V-A Theorie für den leptonischen Teil voraus. Der hadronische Strom $< 0|J_\mu^+|D_s^+ >$ ist aus den verfügbaren Viererimpulsen zusammengesetzt. Da D_s ein pseudoskalares Vektormeson ($J^P = 0^-$) ist, ist der einzig verfügbare Viererimpuls $q = p_1 + p_2$ und für den hadronischen Strom folgt:

$$\begin{aligned} < 0|J_\mu^+|D_s^+ > &= i \cdot V_{cs} \cdot f_{D_s} \cdot q^\mu \\ &= i \cdot V_{cs} \cdot f_{D_s} \cdot (p_1^\mu + p_2^\mu). \end{aligned} \tag{5.4}$$

[2]In [60] werden leptonische Strahlungszerfälle in einem nichtrelativistischen Quark-Modell berechnet. Daraus ergibt sich, daß $Br(D_s \to l\nu\gamma) \simeq 1.7 \cdot 10^{-4}$ ist. Zerfälle dieser Art werden im folgenden vernachlässigt.

[3]Der tiefgestellte Index 1 steht für das Neutrino, der Index 2 für das τ-Lepton

mit

$\|V_{cs}\|$:	CKM-Matrixelement, beschreibt die Kopplung des W Bosons an c und s Quark
f_{D_s} :	Zerfallskonstante, beschreibt die Wahrscheinlichkeit, c und s Quark an einem Ort zu finden

Daraus folgt für das Matrixelement:

$$\mathcal{M}_{fi} = i\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} f_{D_s} \big(\bar{u}_1 \cdot (\not{p}_1 + \not{p}_2)(1-\gamma^5)v_2\big). \tag{5.5}$$

Mit

$$\bar{u}_1 \not{p}_1 = m_\tau \bar{u}_1 \tag{5.6}$$

$$\not{p}_2(1-\gamma^5)v_2 = (1+\gamma^5)\not{p}_2 v_2 = 0 \tag{5.7}$$

folgt

$$\mathcal{M}_{fi} = i\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} f_{D_s} m_\tau \big(\bar{u}_1(1-\gamma^5)v_2\big). \tag{5.8}$$

Unter Anwendung von Spurtheoremen[4] ergibt sich

$$\begin{aligned}
\Rightarrow |\mathcal{M}_{fi}|^2 &= \frac{G_F^2}{2} V_{cs}^2 f_{D_s}^2 m_\tau^2 \Big[Sp\big(\bar{u}_1(1-\gamma^5)v_2\bar{v}_2(1+\gamma^5)u_1\big)\Big] \\
&= \frac{G_F^2}{2} V_{cs}^2 f_{D_s}^2 m_\tau^2 \Big[Sp\big(\not{p}_1(1-\gamma^5)(\not{p}_2 - m_\tau)(1+\gamma^5)\big)\Big] \\
&= \frac{G_F^2}{2} V_{cs}^2 f_{D_s}^2 m_\tau^2 \Big[Sp\big((\not{p}_1\not{p}_2 + \not{p}_1\not{p}_2\gamma^5 - \not{p}_1 m_\tau - \not{p}_1 m_\tau \gamma^5 \\
&\qquad - \not{p}_1\gamma^5\not{p}_2 - \not{p}_1\gamma^5\not{p}_2\gamma^5 \\
&\qquad + \not{p}_1\gamma^5 m_\tau + \not{p}_1\gamma^5 m_\tau\gamma^5\big)\Big] \\
&= \frac{G_F^2}{2} V_{cs}^2 f_{D_s}^2 m_\tau^2 \Big[4p_1p_2 + 4p_1p_2 \Big] \\
&= 4G_F^2 V_{cs}^2 f_{D_s}^2 m_\tau^2 (p_1p_2).
\end{aligned} \tag{5.9}$$

[4] siehe zum Beispiel [33] S.123 und S.261

Daraus berechnet sich die differentielle Zerfallsbreite zu

$$
\begin{aligned}
d\Gamma &= \frac{(2\pi)^4\delta^4(p_i - p_f)|\mathcal{M}_{fi}|^2}{2m_{D_s}} \prod_{f'=1}^{2} \frac{d^3p_{f'}}{(2\pi)^3 2E_{f'}} \\
&= \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^6} \frac{4G_F^2V_{cs}^2f_{D_s}^2m_\tau^2(p_1p_2)\delta^4(q-p_1-p_2)d^3p_1d^3p_2}{8m_{D_s}E_1E_2}.
\end{aligned}
\tag{5.10}
$$

Mit $\vec{p_1} = -\vec{p_2}$ ist $p_1p_2 = E_1E_2 + E_1^2$ und es folgt

$$
\Rightarrow d\Gamma = \frac{G_F^2V_{cs}^2f_{D_s}^2m_\tau^2(E_1E_2 + E_1^2)E_1^2dE_1\delta(m_{D_s} - E_1 - E_2)}{2\pi m_{D_s}E_1E_2}
\tag{5.11}
$$

$$
\begin{aligned}
\Rightarrow \Gamma &= \frac{G_F^2V_{cs}^2f_{D_s}^2m_\tau^2}{2\pi m_{D_s}} \int (1 + \frac{E_1}{E_2})E_1^2dE_1\delta(m_{D_s} - E_1 - E_2) \\
&= \frac{G_F^2V_{cs}^2f_{D_s}^2m_\tau^2}{2\pi m_{D_s}} \int E_1^2dE_1\delta(E_1 - \frac{m_{D_s}^2 - m_\tau^2}{2m_{D_s}}) \\
&= \frac{G_F^2V_{cs}^2f_{D_s}^2m_\tau^2m_{D_s}}{8\pi}(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2})^2
\end{aligned}
\tag{5.12}
$$

$$
\Rightarrow Br(D_s \to \tau\nu_\tau) = \frac{G_F^2V_{cs}^2f_{D_s}^2\tau_{D_s}m_\tau^2m_{D_s}}{8\pi}(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2})^2
\tag{5.13}
$$

In diesem Formalismus kann man ohne Einschränkung das τ-Lepton durch Elektron oder Myon ersetzen. Aber für $m_{Lepton} \to 0$ geht auch das Verzweigungsverhältnis gegen Null. Dieses läßt sich aus Überlegungen zur Helizität erklären: In dem Zerfall $D_s^+ \to l^+\nu_l$ ist die Helizität des Neutrinos nach der Theorie der schwachen Wechselwirkung (und unter der Annahme, daß es masselos ist), $h(\nu_l) = -1$. Da das D_s-Meson den Spin 0 trägt, folgt aus der Drehimpulserhaltung $h(l^+) = -1$. Nach der V-A Theorie sollte das Lepton l^+ aber in der Näherung $m_l \to 0$ die Helizität $h(l^+) = 1$ tragen. So zwingt der Zerfall $D_s^+ \to l^+\nu_l$ das Lepton in den 'falschen' Helizitätszustand.[5]

Aus 5.13 ergeben sich die relativen Stärken der Verzweigungsverhältnisse zu

$$
\frac{Br(D_s^+ \to e^+\nu_e)}{Br(D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau)} = \frac{m_e^2(1 - \frac{m_e^2}{m_{D_s}^2})^2}{m_\tau^2(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2})^2} \simeq 2.4 \cdot 10^{-6},
\tag{5.14}
$$

[5] Diese Beschreibung ist ähnlich zum π-Zerfall

$$\frac{Br(D_s^+ \to \mu^+\nu_\mu)}{Br(D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau)} = \frac{m_\mu^2(1-\frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2})^2}{m_\tau^2(1-\frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2})^2} \simeq 0.103, \qquad (5.15)$$

wobei

$$m_e \simeq 0.510 \text{ MeV}, \; m_\mu \simeq 106 \text{ MeV}, \; m_\tau \simeq 1777 \text{ MeV}, \; m_{D_s} \simeq 1969 \text{ MeV}.$$

Wichtige Parameter in dem Zerfallsverhältnis Gleichung 5.13 sind die Zerfallskonstante f_{D_s} und das CKM-Matrixelement V_{cs}.

f_{D_s} läßt sich aus Gitter-QCD-Rechnungen bestimmen. Eine Liste von Ergebnissen ist in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Referenz	f_{D_s} (MeV)
[61]	259 ± 74
[62]	$230 \pm 30 \pm 18$
[63]	$234 \pm 46 \pm 55$
[64]	218 ± 27
[65]	222 ± 16
[66]	210

Tabelle 5.1: Theoretische Gitter-QCD-Berechnungen zu f_{D_s}

Vorhersagen für das CKM-Matrixelement V_{cs} können aus der genauen Messung von V_{ud} und der Unitaritätsbedingung gemacht werden[6]. Daraus ergibt sich das CKM-Matrixelement V_{cs} zu

$$V_{cs} = 0.9731 \;\pm\; 0.0007. \qquad (5.16)$$

[6]Details sind in [67] zu finden

- **Experimentelle Daten**

  – Das CKM-Matrixelement V_{cs}

V_{cs} wurde bisher auf zwei Arten gemessen: a) in Neutrinoreaktionen und b) über semileptonische Zerfälle von Charm-Teilchen.

a) In Neutrinoreaktionen $\nu_\mu s \to \mu^- c$ und $\bar{\nu}_\mu \bar{s} \to \mu^+ \bar{c}$ fließen Annahmen über die Strange-Quark Dichte im Parton-See ein. Diese Messung wurde durchgeführt in [68, 69] und ergaben eine untere Grenze

$$V_{cs} \geq \; 0.59. \tag{5.17}$$

b) Als semileptonische Zerfallskanäle wurden

$$D^0 \to K^- e^+ \nu_e \tag{5.18}$$

und

$$D^+ \to \bar{K}^0 e^+ \nu_e \tag{5.19}$$

untersucht. Für die Rechnung benötigt man einen Form-Faktor $f_+^D(q^2)$ und dessen Normalisierung, die in [70] angegeben wird zu

$$f_+^D(q^2 = 0) = 0.7 \;\pm\; 0.1 \;. \tag{5.20}$$

Daraus ergibt sich das CKM-Matrixelement V_{cs} zu

$$V_{cs} = 1.01 \;\pm\; 0.18 \;, \tag{5.21}$$

welches im Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit einem großen Fehler behaftet ist.

  – Der D_s-Zerfall und die Zerfallskonstante f_{D_s}

In Tabelle 5.2 sind bisherige Messungen zur Zerfallskonstanten f_{D_s} und zum Zerfallsverhältnis $Br(D_s^\pm \to \tau^\pm \nu_\tau)$ aufgeführt.

Experiment	Anzahl der Ereignisse für das Ergebnis	f_{D_s} (MeV)	$Br(D_s^\pm \to \tau^\pm \nu_\tau)$
WA75 [71]	6	238 ± 67	$(4.4 \pm 2.5)\%$
CLEOII [72]	47 ± 10	278 ± 49	$(6.0 \pm 2.1)\%$
BES [73]	3	430 ± 155	(14.4 ± 10.3) %
E653 [75]	23 ± 6	194 ± 43	(2.9 ± 1.3) %
L3 [74]	21 ± 6	311 ± 106	$(7.7 \pm 2.9 \pm 1.6 \pm 0.8)$ %
Gewichteter Durchschnitt [76]		255 ± 51	(5.1 ± 1.5) %

Tabelle 5.2: Experimentelle Resultate zu $Br(D_s^\pm \to \tau^\pm \nu_\tau)$

Dabei ist zu beachten, daß die ersten vier Experimente den Zerfallskanal $D_s^+ \to \mu^+ \nu_\mu$ gemessen haben und dann anschließend über das Verhältnis 5.15 Rückschlüsse auf den τ-Zerfallskanal gezogen haben. Lediglich das L3 Experiment hat direkt $D_s^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ gemessen [74].

- **Schlußfolgerung**

Nimmt man als Mittelwert der theoretischen Berechnungen für f_{D_s}

$$< f_{D_s}^{theor} > \simeq 229 \ MeV, \tag{5.22}$$

so erwartet man ein Zerfallsverhältnis von

$$Br(D_s^+ \to \tau^+ \nu_\tau) \simeq 5.9\%. \tag{5.23}$$

Dieser Erwartungswert stimmt zwar grob mit dem gewichteten Ergebnis von Richman [76] überein, allerdings ist zu beachten, daß die einzelnen Resultate auf nur wenigen Ereignissen beruhen und große experimentelle Fehler aufweisen.

Insgesamt: Über eine Bestimmung des Zerfallsverhältnis $D_s^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ kann man Rückschlüsse auf das Produkt $f_{D_s}^2 V_{cs}^2$ ziehen. Somit hat man Zugang zu zwei wichtigen Parametern: a)die Zerfallskonstante f_{D_s} und b) das

CKM-Matrixelement V_{cs}.

Einerseits läßt sich damit die Unitarität der CKM-Matrix überprüfen, andererseits kann man mit einer genauen Messung von f_{D_s} die theoretischen Gitter-QCD-Rechnungen verifizieren, mit denen man dann beispielsweise Vorhersagen für die Zerfallskonstante f_B machen kann. f_B spielt eine wichtige Rolle in zukünftigen Experimenten zur $B^o\bar{B}^o$-Mischung und CP-Verletzung im Beauty-Sektor. Desweiteren gibt es genaue theoretische Vorhersagen aus dem relativistischen Mock-Meson-Modell für das Verhältnis $\frac{f_{D_s}}{f_B}$ [77], aus denen man direkt f_B gewinnen kann.

- **Obergrenze für die ν_τ-Masse aus dem Zerfall $D_s \to \tau\nu_\tau$**

Eine interessante Eigenschaft des Zerfalls $D_s \to \tau\nu_\tau$ ist der geringe Massenunterschied zwischen dem D_s-Meson (m_{D_s}=1968.5 MeV) und dem τ-Lepton (m_τ=1777.1 MeV). Durch eine Rekonstruktion des transversalen Impulses relativ zur D_s-Flugbahn kann man für jedes einzelne gefundene Ereignis eine Obergrenze für die τ-Neutrinomasse angeben:

Für die Viererimpulse gilt

$$(p^\mu_\nu)^2 = (p^\mu_{D_s} - p^\mu_\tau)^2. \tag{5.24}$$

Daraus folgt

$$m^2_\nu = m^2_{D_s} + m^2_\tau - 2(E_{D_s}E_\tau - \vec{p_{D_s}}\vec{p_\tau}). \tag{5.25}$$

Im Ruhesystem des D_s-Mesons ist $\vec{p_{D_s}}$=0. Damit folgt für

$$E_{D_s}E_\tau = \sqrt{m^2_{D_s}p^{T2}_\tau + m^2_\tau m^2_{D_s}}. \tag{5.26}$$

Kann für den Transversalimpuls des τ-Leptons p^T_τ eine Untergrenze angegeben werden, so erhält man schließlich eine Obergrenze für die ν_τ-Masse, die gegeben ist durch

$$m^2_\nu < m^2_{D_s} + m^2_\tau - 2m_{D_s}\sqrt{p^{T2}_\tau + m^2_\tau}. \tag{5.27}$$

5.3 τ-*Zerfall*

Die Theorie zum leptonischen τ-Zerfall wurde bereits ausführlich in der Literatur dargestellt und soll hier nicht wiederholt werden. Ohne Berücksichtigung der Polarisation erhält man durch Anwenden der Feynman-Regeln für die totale Zerfallsbreite

$$\Gamma = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3}. \tag{5.28}$$

Die Polarisationseffekte beim Zerfall sind im Ereignis-Generator nicht berücksichtigt und werden an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt. Eine präzise Abhandlung dazu findet sich in [78].

Die gemessenen Zerfallsverhältnisse sind [79][7]

$$BR(\tau^+ \to \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau) = (17.35 \pm 0.10)\% \tag{5.29}$$

$$BR(\tau^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau) = (17.83 \pm 0.08)\%. \tag{5.30}$$

[7] Kürzlich wurde von der OPAL-Kollaboration der radiative Zerfall $\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \gamma$ gemessen[80]. Das Zerfallsverhältnis beträgt $BR(\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \gamma) = (3.0 \pm 0.4 \pm 0.5) \times 10^{-3}$. Dieser Zerfall wird im Folgenden vernachlässigt.

Kapitel 6

Das CHORUS-Experiment

Das CHORUS[1] -Experiment [82] sucht nach Neutrino-Oszillationen vom Typ $\nu_\mu \to \nu_\tau$ durch den Nachweis ν_τ-induzierter Reaktionen (Abbildung 6.1):

$$\nu_\tau N \to \tau^- X. \tag{6.1}$$

Aufgrund der kurzen Lebenszeit des τ-Leptons (ct$\sim$ 90 μm) wird im CHORUS-Experiment nach speziellen Zerfallstopologien gesucht, die einen Knick in der Teilchenspur hervorrufen:

$$\tau^- \to \begin{cases} \mu^- \bar{\nu_\mu} \nu_\tau & (17.8\%) \\ \pi^-(nh^o)\nu_\tau & (50.3\%) \\ \pi^-\pi^-\pi^+(nh^o)\nu_\tau & (13.8\%) \end{cases} \tag{6.2}$$

Um diese Zerfallstopologien detektieren zu können, benötigt man ein hohe Ortsauflösung und eine gute Teilchenidentifikation.

So wurde CHORUS als Hybridexperiment konzipiert. Es vereint die hervorragende Ortsauflösung von Kernspuremulsionen mit den Vorteilen von elektronischen Detektoren für Teilchenidentifizierung und Energie- bzw. Impulsbestimmung.

In Abbildung 6.2 ist der Detektor schematisch dargestellt. In Strahlrichtung sind hinter der Emulsion szintillierende Faser-Ebenen, ein magnetisches Spektrometer, ein hochauflösendes Kalorimeter sowie ein Myonspektrometer installiert.

[1]CERN Hybrid Oscillation Research ApparatUS

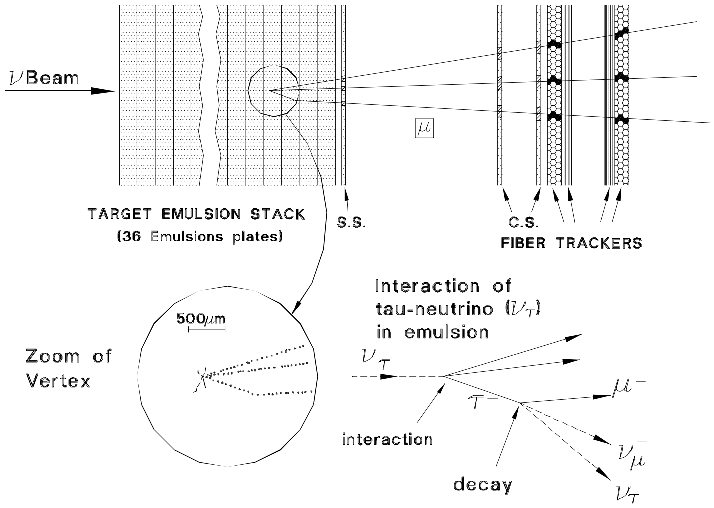


Abbildung 6.1: Die Target Region

Das Experiment befindet sich etwa 800m von dem Produktionstarget entfernt, an dem der Neutrino-Strahl erzeugt wird.

Im Folgenden sollen die Erzeugung des Neutrino-Strahls und die Charakteristiken der Subdetektoren kurz[2] vorgestellt werden.

- **Der Neutrino-Strahl**

  Das CHORUS Experiment ist in der Strahllinie der 'West area Neutrino facility' [83] plaziert.

  Protonen werden am Super-Proton-Synchroton (SPS) in einem Zyklus von 14.4s auf 450 GeV beschleunigt und auf ein Beryllium Produktionstarget geschossen, wo hauptsächlich Pionen und Kaonen erzeugt werden. Um einen möglichst reinen Neutrino-Strahl zu erzeugen, werden die bei der Kollision entstehenden negativ geladenen Hadronen aus der Strahlrichtung herausgelenkt. Die positiv geladenen Teilchen dagegen werden mit Hilfe von magnetischen Linsen im Strahl fokussiert (Horn und Reflektor [84]) . Die bei der Kollision entstandenen Mesonen zerfallen in einem 289m langen

[2]Mehr Details sind in [82] zu finden.

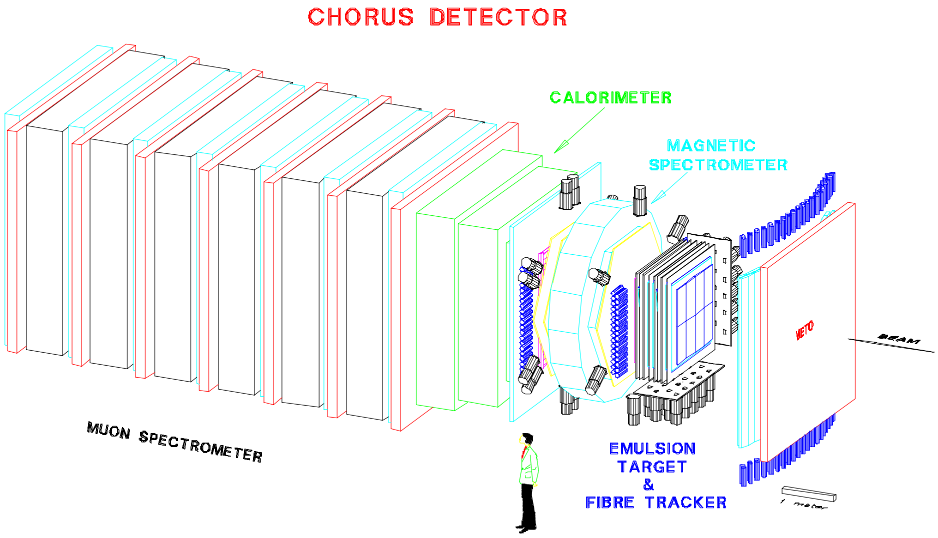


Abbildung 6.2: Der CHORUS Detektor

Zerfallstunnel. Die Neutrinos entstehen in den Zerfällen

$$\begin{aligned} \pi^+ &\to \mu^+\nu_\mu, \\ K^+ &\to \mu^+\nu_\mu, \\ K^+ &\to \pi^0\mu^+\nu_\mu, \\ K^+ &\to \pi^0 e^+\nu_e. \end{aligned} \tag{6.3}$$

In der Eisenabschirmung hinter dem Zerfallstunnel werden alle Hadronen, die nicht zerfallen sind, absorbiert(Abbildung 6.3).

Die beim Zerfall entstehenden geladenen Leptonen werden mit einem toroidalen Magneten aus der Strahlrichtung gelenkt und in der Eisen- bzw. Erdabschirmung gestoppt.

Da keine Impulseingrenzung vorgenommen wird, erhält man ein breites Neutrinoenergiespektrum mit hoher Luminosität. Messungen zum Neutrinospektrum wurden vom CHARM II Experiment [85] durchgeführt. Das CHORUS-Experiment ist 60m versetzt zum CHARM II Experiment aufgebaut und es wurden Veränderungen in der Beam-Line vorgenommen. Diese

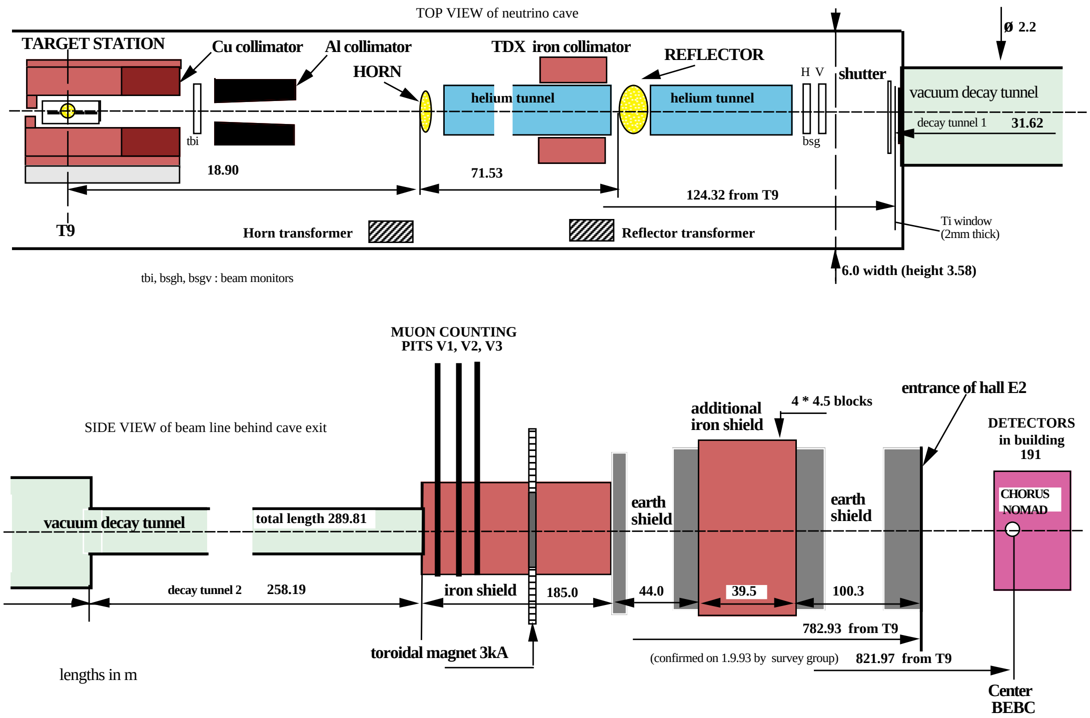


Abbildung 6.3: Das Layout für den Neutrino-Strahl

Korrekturen wurden mit einer Monte-Carlo-Studie simuliert [86]. Das Resultat ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

Der Mittelwert der Myon-Neutrinoenergie beträgt $< E_{\nu_\mu} >= 27$ GeV. Man erkennt außerdem die Kontamination mit $\bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ und ν_τ. Die Verunreinigung mit Anti-Neutrinos resultiert aus dem Zerfall neutraler Kaonen, die nicht aus der Strahlrichtung herausgelenkt wurden. Elektron-Neutrinos entstehen aus dem Zerfall $K^+ \to e^+\nu_e\pi^0$. Das Auftreten von Tau-Neutrinos wird den Zerfällen $D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau$ und $D_s^- \to \tau^-\bar{\nu}_\tau, \tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ zugeschrieben. Die D_s- Mesonen können im Primärtarget oder im Beam-Dump erzeugt werden und führen über die obengenannten Zerfälle zu einem prompten ν_τ-Untergrund. Eine Schwierigkeit bei der Abschätzung des Tau-Neutrino Untergrundes ist das nur ungenau bekannte Zerfallsverhältnis $BR(D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau)$, welches in dieser Arbeit behandelt wird (siehe Kapitel 4.2).

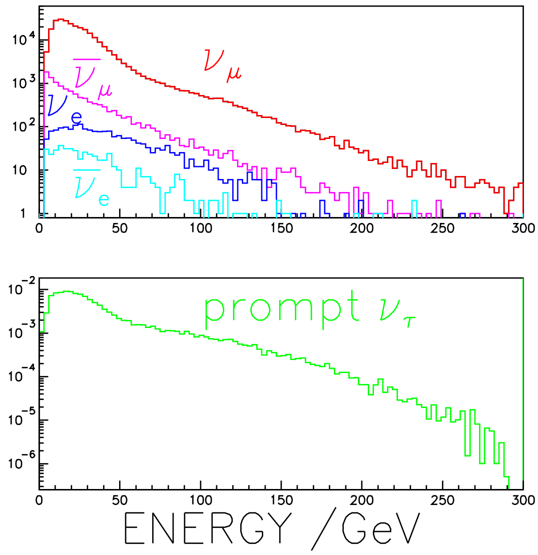


Abbildung 6.4: Das Neutrinospektrum für das CHORUS Experiment

- **Die Kernspuremulsion**

Da der Wirkungsquerschnitt für Neutrinoreaktionen sehr klein ist, benötigt man ein massives Target. Um trotzdem den Zerfall kurzlebiger Teilchen wie dem τ-Lepton nachweisen zu können, wird eine gute Orts- und Winkelauflösung erfordert. Kernspuremulsion ist zur Zeit das einzige Targetmaterial, welches beiden Anforderungen genügt.

Die Kernspuremulsion besteht überwiegend aus AgBr umgeben von Gelatine. Passiert ein geladenes Teilchen die Emulsion, so hinterläßt es eine Spur aus Silberkörnern[3]. Diese Spur kann mit Hilfe von Mikroskopen gescannt werden , und man kann die Trajektorie der Teilchen zurückverfolgen.

Im CHORUS Experiment umfaßt das Target 206 Liter Emulsion, was einer Gesamtmasse von 770kg entspricht. Dieses Volumen ist aufgeteilt in 4 Blöcke, die jeweils aus 35 Doppelschichten von 350 μm dicker Emulsion

[3]Im Mittel werden etwa 30 Silberkörner pro 100μm Spurlänge produziert.

bestehen. Die Oberfläche dieser Schichten umfaßt $(1.42 \times 1.44)m^2$.

Die Target Region besteht aus zwei Komponenten: dem eigentlichen Emulsionstarget (Bulk-Emulsion) und dünnen Emulsionsplatten (Changeable-Sheet CS, Special-Sheet SS)[4](Abbildung 6.1). Die Genauigkeit der Spurrekonstruktion hinter dem elektronischen Teil des Detektors erhöht sich dabei sukzessiv von $300 \times 300 \mu m^2$ (Fiber-Tracker) auf etwa $10 \times 10 \mu m^2$ (SS) und der Eintrittspunkt der Teilchentrajektorie in die Bulk-Emulsion kann genau vorhergesagt werden.

Die gesamte Target-Region ist in einen Kühlraum eingebaut und wird konstant auf 5^o C gehalten, so daß eine mögliche Alterung der Emulsion verlangsamt wird.

Die Analyse der Emulsion wird mit Hilfe von semi-automatischen und automatischen Scanning-Mikroskopen durchgeführt. Es wird dabei eine Ortsauflösung von 0.5μm bis 1.0μm in der Emulsion erreicht [87, 88].

- **Die szintillierenden Fiber-Tracker**

In Strahlrichtung hinter dem Emulsionstarget folgen szintillierende Faser-Detektoren (Fiber-Tracker), die dazu konzipiert wurden, genaue Vorhersagen für den Ort des Vertex und für den Austrittspunkt der Teilchen-Trajektorien aus der Emulsion zu machen. Diese Information ist für eine automatische Scanning-Prozedur notwendig. Je genauer die lokale Einschränkung desto schneller kann eine Spur gefunden werden. Der Austrittspunkt aus der CS-Emulsionsplatte kann bis auf etwa 135μm genau bestimmt werden.

Jeder Fiber-Tracker in der Target-Region mißt die Spuren in vier Projektionen y, z, y', z', um eine eindeutige Lokalisierung zu gewährleisten. Die Projektionen y und z sind dabei orthogonal zueinander angeordnet, y' und

[4]Die Bezeichnung rührt daher, daß die CS/SS-Emulsionsplatten häufiger als die Bulk-Emulsion gewechselt werden, um exzessive Spurdichten zu vermeiden.

z' sind zu diesen Ebenen um 8^o gedreht.

Eine Projektionsebene besteht aus sieben Lagen von Plastik-Szintillations-Fasern, die einen Durchmesser von etwa 500μm haben. Die einzelnen Lagen sind mit weißer Farbe umgeben, die einerseits zum Zusammenhalten dient und andererseits einen Cross-Talk zwischen zwischen benachbarten Fasern unterbindet.

Die einen Enden der Szintillationsfasern sind mit Aluminium verspiegelt, während die anderen Enden an Bildverstärkerketten angekoppelt werden. Das Auslesen erfolgt mit Hilfe von opto-elektronischen Ketten, die mit einer CCD-Kamera kombiniert sind. Das Prinzip der Auslese ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

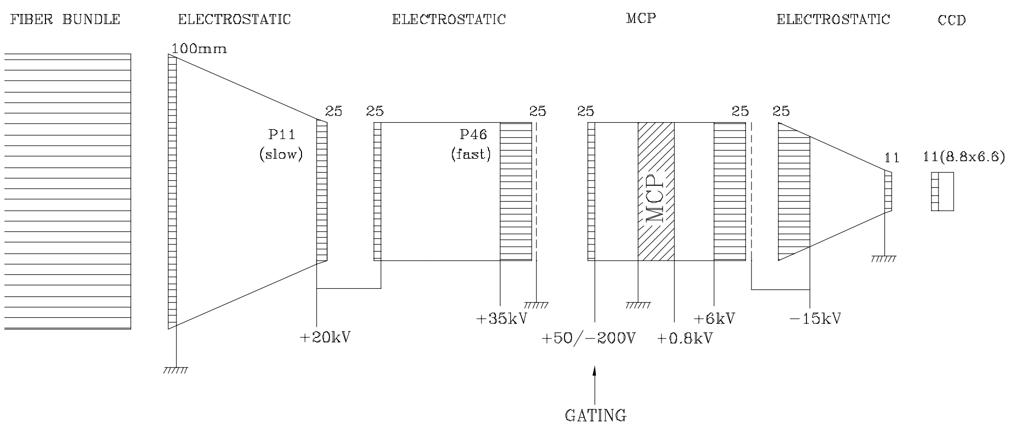


Abbildung 6.5: Opto-elektronische Auslesekette

Neben den Target-Trackern zwischen den Emulsionsmodulen sind drei weitere Fiber-Tracking Module vor bzw. hinter dem Hexagonal-Magneten positioniert, die aufgrund ihrer Form Diamond-Tracker genannt werden.

Insgesamt werden etwa eine Million Szintillationsfasern und 58 opto-elektronische Ausleseketten im CHORUS-Experiment für die Spurrekonstruktion verwendet.

- **Der Hexagonal-Magnet**

Der Hexagonal-Magnet dient zur Impulsbestimmung und zur Ladungsbestimmung von Teilchen, die in einer neutrinoinduzierten Reaktion produziert werden. Die Kenntnis um das Vorzeichen der Ladung ist dafür wichtig, Untergrundereignisse herauszufiltern und ein Teilchen zu identifizieren, für das ein Kink in der Emulsion gefunden wurde.

Der Magnet hat im Inneren ein homogenes Magnetfeld von 0.12 T und wird synchron zum Neutrino-Strahl gepulst (Zyklus von 14.4s). Außerhalb des Magneten gibt es kaum Streufelder, so daß die opto-elektronischen Ausleseketten nicht durch das gepulste Magnetfeld beeinträchtigt werden.

Die Meßungenauigkeit [5] für den Impuls beträgt [89]

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{mess.} = 3.5\ \% \cdot p/GeV/c, \tag{6.4}$$

und der impulsunabhängige Fehler aufgrund von Mehrfachstreuungen im Magneten ist [82]

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{streu} = 22\ \%. \tag{6.5}$$

Für den Run 1996 wurden im Inneren des Magneten zusätzlich Emulsions-Tracker eingebaut. Mit der hohen Ortsauflösung der Emulsion ist es möglich, die Teilchentrajektorien genauer zu vermessen, um daraus präzise Rückschlüsse auf den Impuls zu ziehen und die Ladungsidentifikation zu verbessern.

- **Der Honeycomb-Tracker**

Drei Honeycomb-Tracker wurden im August 1996 zusätzlich im CHORUS-Experiment installiert [90]. Diese sollen ein besseres Tracking zwischen

[5] bestimmt aus dem kombinierten Fehler für die Richtungsbestimmung vor und nach dem Magneten

Hexagonal-Magnet und Kalorimeter gewährleisten.

Die Honeycomb-Tracker bestehen aus hexagonalen Zellen. Jede Zelle für sich funktioniert wie eine Einzeldraht-Drift-Kammer. Die Ortsinformation wird also aus der Driftzeit der Elektronen bestimmt, die bei dem Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch die gasgefüllte Driftkammer herausgeschlagen werden.

Die drei Tracker-Ebenen sind um 60^o und 120^o gegeneinander verdreht. Jede Projektion besteht aus sechs Unter-Ebenen mit jeweils 216 Lagen an Driftzellen, so daß eine eindeutige Spurrekonstruktion ermöglicht wird.

Mit einer Gesamtfläche von 2.75 m^2 wird exakt die Öffnung des Hexagonal-Magneten abgedeckt.

- **Das Kalorimeter**

Um eine Ereignisselektion vornehmen zu können, ist es wichtig, die Richtung und die Energie der Hadronen aus Reaktion 6.1 zu messen.

Das Kalorimeter besteht aus drei Modulen, die EM, HAD1 und HAD2 genannt werden. Es ist das erste Kalorimeter, in dem im großen Maß die Spaghetti-Technik angewandt wurde. Dabei sind szintillierende Fasern in eine Blei-Matrix eingebettet [91]. Die Module EM und HAD1 sind in dieser Spaghetti-Technik, HAD2 ist in der Sandwichbauweise gebaut.

Das EM-Modul mißt die elektromagnetische Komponente des Schauers, während HAD1 und HAD2 die hadronische Komponente messen. Das Volumenverhältnis zwischen Blei und Szintillator beträgt 4:1, um eine Kompensation für die unterschiedlichen Detektorantworten auf elektromagnetische und hadronische Schauer zu erreichen.

Zwischen den einzelnen Modulen befinden sich Streamer-Tubes, um ein Myon-Tracking im Kalorimeter durchführen zu können.

Die Energieauflösung, die aus Kalibration mit Elektronen und Pionen gemessen wurde, beträgt

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{e^-} = \frac{(13.8 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E(GeV)}} + (-0.2 \pm 0.4)\% \tag{6.6}$$

für Elektronen und

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\pi^-} = \frac{(32.3 \pm 2.4)\%}{\sqrt{E(GeV)}} + (1.4 \pm 0.7)\% \tag{6.7}$$

für Pionen [92].

- **Das Myon-Spektrometer**

Das Myon-Spektrometer im CHORUS-Experiment mißt den Impuls und die Ladung von Myonen und ist direkt hinter dem Kalorimeter installiert. Im Kalorimeter werden nahezu alle anderen Teilchen herausgefiltert, so daß lediglich Myonen mit einem Impuls von mehr als 1.5 GeV/c das Spektrometer erreichen. Das Spektrometer besteht aus sechs toroidal magnetisierten Eisenmodulen mit 375 cm Durchmesser und sieben Tracking-Einheiten, die aus Streamer-Tubes [94] und Driftkammer [93] bestehen. Die Driftkammermodule sind aus drei Projektionsebenen aufgebaut, die in 0^o, $+60^o$ und -60^o bezüglich der Horizontalen angebracht sind.

In den Lücken zwischen den Eisenplatten befinden sich Szintillationszähler, die verschiedene Aufgaben erfüllen:

- sie liefern ein Triggersignal beim Durchqueren geladener Teilchen;
- man kann Hadronschauer identifizieren, die aus dem Kalorimeter herausragen;
- eine Messung der Reichweite von gestoppten Myonen ist möglich;
- der Energieverlust durch Bremsstrahlung kann in den Eisenmodulen gemessen werden.

Ein Fit der Hits entlang der Myon Trajektorie ergibt dessen Impuls. Mit einem impulskalibrierten Myonstrahl $|\vec{p_\mu}|$=71 GeV wurde eine Auflösung von 19% gemessen [82].

Kapitel 7

Die Simulation

Im Laufe der Jahrzehnte sind Experimente, die den Aufbau unserer Natur untersuchen sollen, immer komplexer und aufwendiger geworden. Um zu gesicherten Erkenntnissen zu gelangen, werden die Experimente selbst zum Untersuchungsobjekt. Sie werden mit Computerprogrammen simuliert, um ihr genaues Verhalten zu studieren und eventuell ihre Effizienz zu verbessern. Erst eine Simulation kann Sicherheit geben, ob der Detektor auch bei seltenen Ereignissen richtig reagiert, oder sogar Situationen untersuchen, die mit experimentellen Methoden nicht zugänglich sind. Somit wird das Verständnis der genommenen Daten vertieft, die Computersimulation ist zum unabdingbaren Werkzeug in aufwendigen Experimenten geworden.

Der Ablauf einer Monte-Carlo Studie im CHORUS-Experiment ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Zunächst wird die Erzeugung des Neutrinostrahls simuliert. Als Information stehen dann Flavour und Energie des Neutrinos zur Verfügung. Diese Information wird als Eingabe für den Ereignis-Generator verwendet. Hier wird der eigentliche physikalische Prozeß simuliert, und man kann die Kinematik und die Energien der beteiligten Teilchen studieren.

Um das Verhalten des Detektors auf diese Prozesse untersuchen zu können, werden die Teilcheninformationen aus dem Ereignis-Generator in die Detektorsimulation (EFICASS[1][95]) eingegeben. Der Durchgang der Teilchen durch die verschiedenen Subdetektoren wird simuliert und die zugehörigen elektronischen Signale werden generiert. Als Ausgabe erhält man einen vollständigen Satz an

[1]Emulsion FIber CAlorimeter Spectrometer Simulation

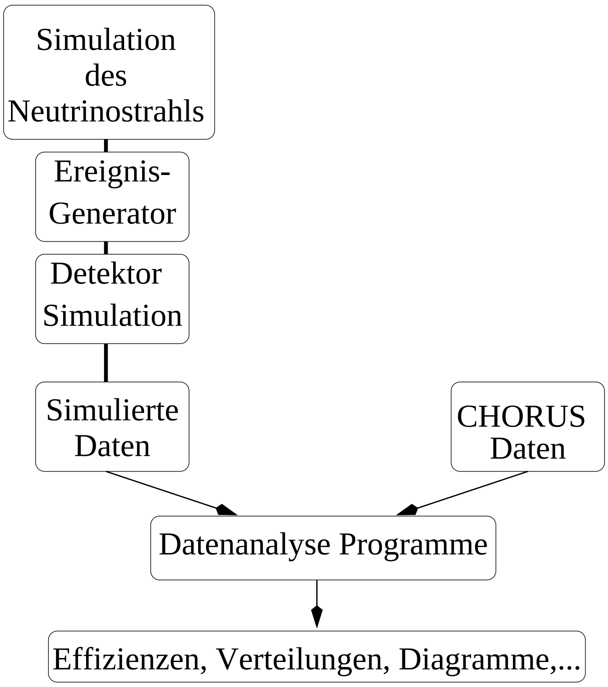


Abbildung 7.1: Datenanalyse und Simulation

elektronischen Informationen über das Ereignis, der von realen Events nicht zu unterscheiden ist. Als zusätzliche Information hat man allerdings die sogenannte 'Monte-Carlo Wahrheit', so daß die Detektorantwort auf bestimmte physikalische Reaktionen überprüft werden kann.

Die Datenanalyseprogramme basieren auf dem CHORAL-Programmpacket[2][95]. Hieraus resultieren schließlich Effizienzen und Verteilungen, mit denen Rückschlüsse auf die physikalischen Prozesse gezogen werden können.

7.1 *Ereignis-Generator*

Im Ereignis-Generator wird die diffraktive D_s^*-Mesonproduktion basierend auf dem Wirkungsquerschnitt 4.33 simuliert. Zur Monte-Carlo Studie wurde das 'Get or Refuse' Prinzip angewandt. Die Funktionsweise ist in Abbildung 7.2 dargestellt.

[2]CHORUS Offline Reconstruction Analysis Library

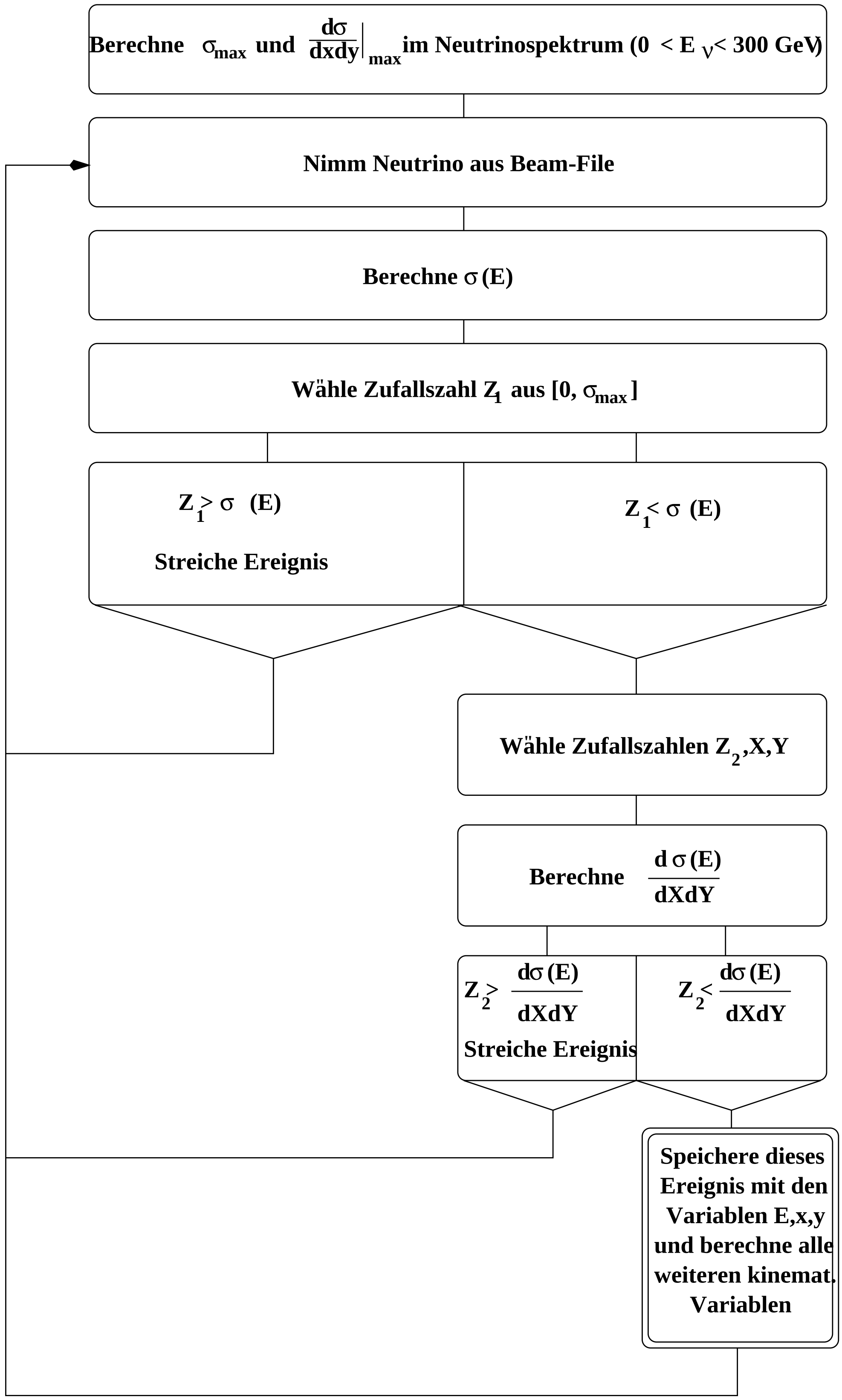


Abbildung 7.2: Datenanalyse und Simulation

Innerhalb der Intergrationsroutinen zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes lassen sich alle weiteren kinematischen Variablen zur Produktion wie folgt bestimmen (Abbildung 7.3):

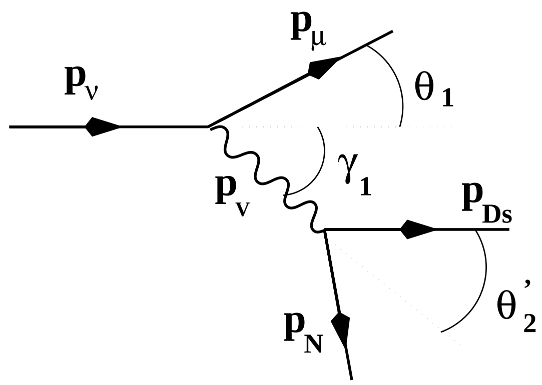


Abbildung 7.3: Veranschaulichung der Winkel γ_1, θ_1 und θ'_2

- Energie des Myons

$$E_\mu = E_\nu (1 - y) \tag{7.1}$$

- Flugrichtung des Myons

$$\theta_1 = 2 asin \sqrt{\frac{Q^2}{4 E_\nu E_\mu}} \tag{7.2}$$

- Impuls des Myons

$$\overrightarrow{p}_\mu = \begin{pmatrix} \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} sin\theta_1 \\ 0 \\ \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} cos\theta_1 \end{pmatrix} \tag{7.3}$$

- Impulsübertrag an das D_s/Nukleon-System

$$\overrightarrow{p}_V = \overrightarrow{p}_\nu - \overrightarrow{p}_\mu \tag{7.4}$$

- Winkel zwischen $\overrightarrow{p}_V$ und der Neutrinoflugrichtung

$$\gamma_1 = acos \frac{\overrightarrow{p}_V \overrightarrow{p}_\nu}{|\overrightarrow{p}_V||\overrightarrow{p}_\nu|} \tag{7.5}$$

- Nukleon-Energie

$$E_N = -(\frac{t}{2m_p} - m_p) \tag{7.6}$$

- D_s-Energie

$$E_{D_s} = E_\nu + m_p - E_\mu - E_N \tag{7.7}$$

- D_s-Meson Flugrichtung relativ zu $\vec{p}_V$

$$\theta_2' = 2asin\sqrt{\frac{-t}{4(E_\nu - E_\mu)E_{D_s}}} \tag{7.8}$$

- D_s-Impuls

$$\vec{p}_{D_s} = \begin{pmatrix} \sqrt{E_{D_s}^2 - m_{D_s}^2} sin\theta_2' cos\gamma_1 - \sqrt{E_{D_s}^2 - m_{D_s}^2} cos\theta_2' sin\gamma_1 \\ 0 \\ \sqrt{E_{D_s}^2 - m_{D_s}^2} sin\theta_2' sin\gamma_1 + \sqrt{E_{D_s}^2 - m_{D_s}^2} cos\theta_2' cos\gamma_1 \end{pmatrix} \tag{7.9}$$

- Nukleon-Impuls

$$\vec{p}_N = \vec{p}_V - \vec{p}_{D_s} \tag{7.10}$$

Während der Integration wird Energie- und Impulserhaltung gefordert, so daß nur über physikalisch erlaubte Bereiche integriert wird.

Für die Zerälle $D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau$ und $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ wurde das Programmpacket JETSET [96] benutzt. Gibt man in das Programm den D_s^*-Impuls ein und schaltet alle weiteren Zerfallskanäle aus, so erhält man sämtliche Energien und Impulse der Teilchen im Endzustand. Bei diesen Berechnungen wird die τ-Polarisation nicht berücksichtigt.

Die akzeptierten Ereignisse werden mit den kinematischen Variablen in N-Tupeln gespeichert und zusätzlich in ein anderes Format umgewandelt, welches direkt in die Detektorsimulation (EFICASS) eingegeben werden kann.

Ein Ereignis, welches die obigen Prozeduren durchlaufen ist, ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Deutlich erkennt man im sogenannten Online-Display (CHORUS-Detektor in Y- und Z-Projektion) die beiden rekonstruierten Myonen. In der Z-Projektion ist auch das Photon in der ersten Kalorimeterebene sichtbar. In Abbildung 7.5 sind die rekonstruierten Spuren im Kalorimeter mit kinematischen Informationen dargestellt. In der letzten Spalte ('Lview') der Tabelle in Abbildung 7.5 ist die Energiedeponierung in den einzelnen Kalorimeterebenen schematisch gezeigt. Anhand dieses Verlaufes wird dem Teilchen eine Wahrscheinlichkeit zugeteilt, ob es sich um ein minimal ionisierendes Teilchen, ein hadronisches Teilchen oder lediglich elektromagnetische Aktivität handelt (siehe Spalten 'Prob-Had', 'Prob-EM' und 'Prob-Mu').

Die Myonen werden eindeutig als solche erkannt (siehe Spalte 'Prob-Mu') und der Cluster wird mit 'M' markiert (siehe Spalte 'Cluster'). Das Photon hinterläßt lediglich in der ersten Kalorimeterebene elektromagnetische Aktivität und dieser Cluster wird mit 'E' gekennzeichnet. Zusätzlich wird geprüft, ob im Kalorimeter rekonstruierte Spuren im übrigen Teil des Detektors weiterverfolgt werden können. Ist dies der Fall, so wird ein Eintrag in der Spalte 'Link' vermerkt. In dem Display können zusätzlich Winkel der Spuren, transversaler Impuls und totale Energiedeposition im Kalorimeter abgelesen werden.

Abbildung 7.4: Resultat des Ereignis-Generators im Detektor

Abbildung 7.5: Resultat des Ereignis-Generators im Kalorimeter

7.2 Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studie gezeigt. Dazu wurden 10.000 Ereignisse der Zerfallskette $D_s \rightarrow \tau \rightarrow \mu$ mit dem oben beschriebenem Ereignis-Generator unter der Vorgabe des CHORUS-Neutrinospektrums erzeugt.

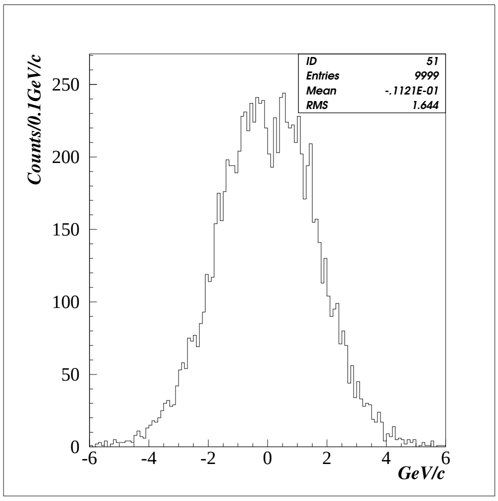
In den folgenden Abbildungen 7.4-7.15 sind die Impulse und Energien vom primären negativen Myon, D_s^{+*}, Photon, Rückstoßkern, D_s, τ^+-Lepton und vom sekundären positiven Myon in Form von Histogrammen dargestellt.

Der Neutrinostrahl verläuft entlang der z-Achse. In Abbildung 7.4 ist der Impuls des primären negativen Myons dargestellt. Man sieht, daß der Impuls hauptsächlich in Neutrinostrahlrichtung an das Myon übertragen wird. Der mittlere Impuls in z-Richtung beträgt $< p_{\mu^-}(z) >$=35.5 GeV. Die x- beziehungsweise y-Anteile des Impulses sind relativ zur Strahlachse zentriert.

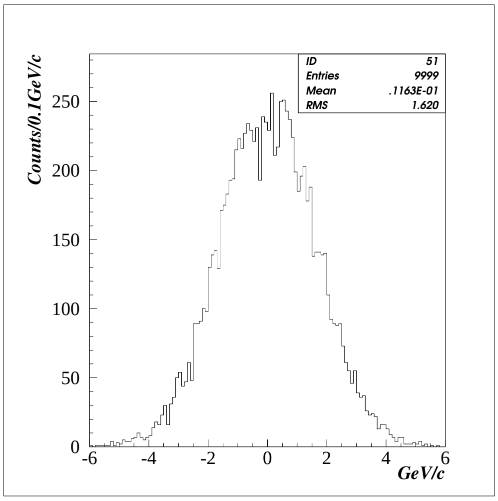
Die Ruhemasse von Myonen liegt bei m_μ=105 MeV. Aufgrund der Achseneinteilung der Abszisse (0-300 GeV) in Abbildung 7.4(c) und Abbildung 7.5 ist die Energieschwelle in Höhe der Ruhemasse bei der Myonproduktion kaum erkennbar. Die mittlere Energie des primären Myons beträgt $< E_{\mu^-} >$=35.6 GeV.

Neben dem negativ geladenem Myon wird in dem geladenen Stromereignis ein D_s^{+*}-Meson diffraktiv erzeugt. Die Verteilungen für Impuls und Energie haben eine ähnliche Form wie die Verteilungen des negativen Myons und sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 dargestellt. Aufgrund der wesentlich höheren Ruhemasse des D_s^{+*}-Mesons ($\frac{m_{D_s^{+*}}}{m_\mu} \simeq$ 20100) ist in Abbildung 7.6(c) und 7.7 der Schwelleneffekt deutlich erkennbar. Die mittlere Energie der D_s^{+*}-Mesonen beträgt $< E_{D_s^{+*}} >$=24.2 GeV.

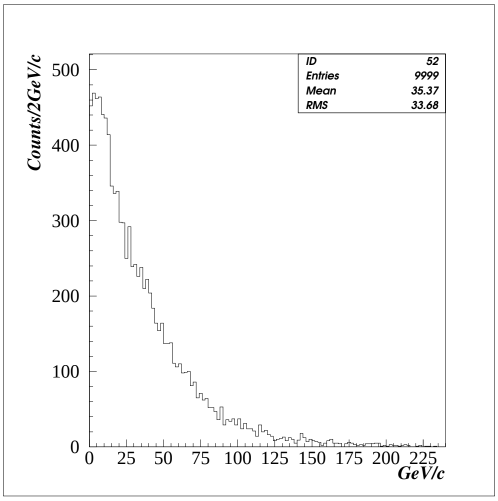
Bei der diffraktiven Produktion streut das D_s^{+*}-Meson elastisch an einem Nukleon. In Abbildung 7.8 ist die Energie des Rückstoßnukleons dargestellt. Die Energie liegt zwischen 0.1 GeV und 0.8 GeV. Dieses Ergebnis stimmt mit den theoretischen Annahmen aus Kapitel 3.3 überein: der Energieübertrag ist klein und die Wahrscheinlichkeit, daß das Nukleon aufbricht, ist gering. Selbst wenn das Nukleon in einem Kern gebunden ist, hat dieser Prozeß eine geringe Multiplizität. Das Rückstoßnukleon, der Rückstoßkern oder eventuell aus dem Kern auslaufende Teilchen haben also eine geringe Energie, so daß sie nicht das Kalo-



(a) μ^--Impuls in x-Richtung



(b) μ^--Impuls in y-Richtung



(c) μ^--Impuls in z-Richtung

Abbildung 7.4: Impuls des primären Myons (μ^-)

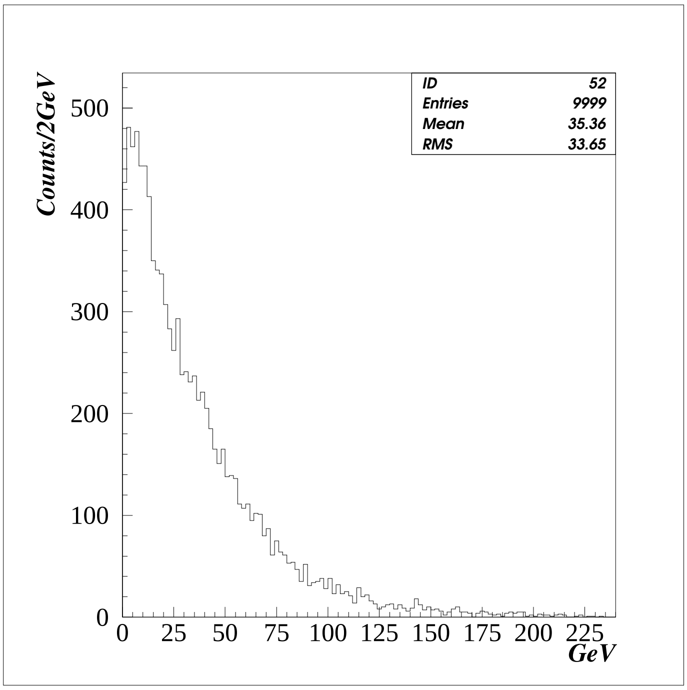
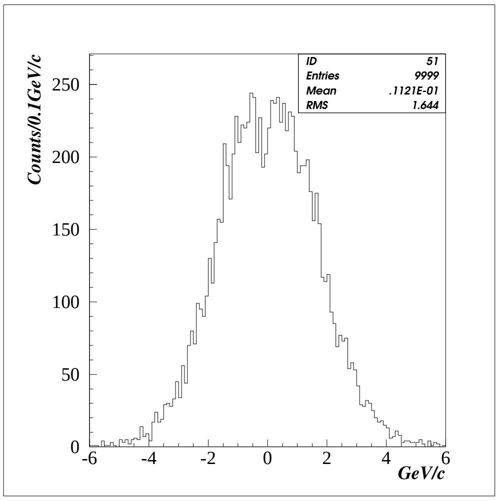


Abbildung 7.5: Energie des primären Myons

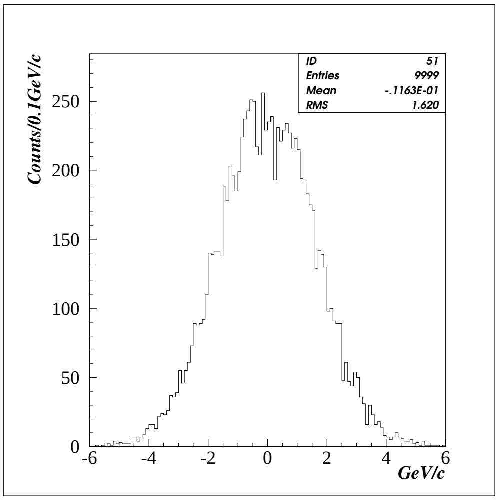
rimeter erreichen, in manchen Fällen aber als Spuren am Vertex in der Emulsion auszumachen sind.

Das D_s^{+*}-Meson zerfällt in $D_s^* \rightarrow D_s^+\gamma$. Die Energien, beziehungsweise Impulse, sind in den Abbildungen 7.9-7.11 aufgetragen. Bei dem Zerfall gilt im Bezugssystem des D_s-Mesons Energie- und Impulserhaltung, so daß die Teilchen in diesem Bezugssystem unter einem Winkel von $\Theta = 180^o$ auseinanderfliegen. Ein Lorentz-Boost in das Laborsystem wirkt aber insbesondere auf Teilchen mit einer Ruhemasse $m \neq 0$. Daraus folgt, daß fast die gesamte Energie des D_s^*-Mesons an das D_s-Meson übertragen wird. So hat das Energie-Spektrum des D_s-Mesons einen ähnlichen Verlauf wie das Spektrum des D_s^*-Mesons und die mittleren Energien der Zerfallsteilchen betragen $< E_{D_s} >$=22.7 GeV und $< E_\gamma >$=1.5.

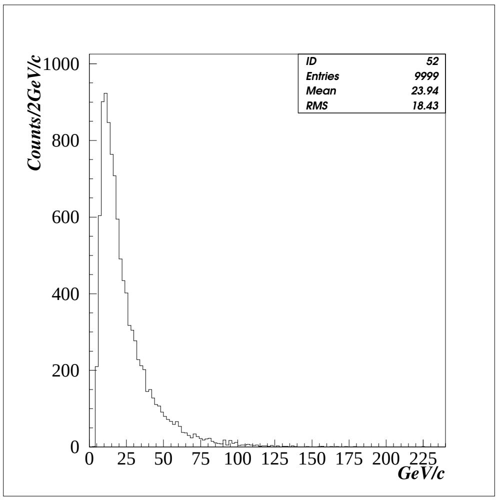
Das gleiche Argument wie beim D_s^{+*}-Zerfall gilt auch beim Zerfall $D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$. Fast die gesamte Energie (im Laborsystem) des D_s-Mesons wird an das τ-Lepton übertragen. Das Spektrum hat wieder die gleiche Form, und das τ-Lepton erhält eine mittlere Energie von $< E_\tau >$=20.6 GeV (Abbildungen 7.12 und 7.13).



(a) D_s^{+*}-Impuls in x-Richtung



(b) D_s^{+*}-Impuls in y-Richtung



(c) D_s^{+*}-Impuls in z-Richtung

Abbildung 7.6: Impuls des D_s^{+*}-Mesons

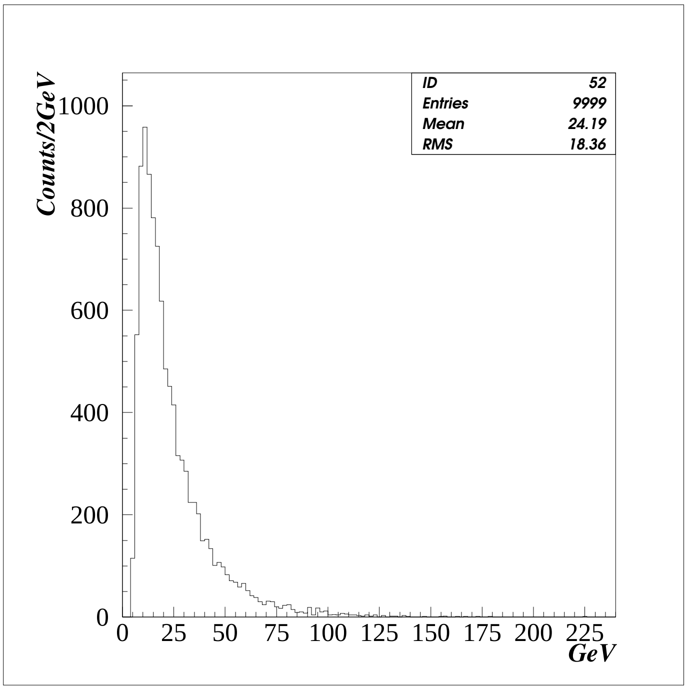


Abbildung 7.7: Energie des D_s^{+*}-Mesons

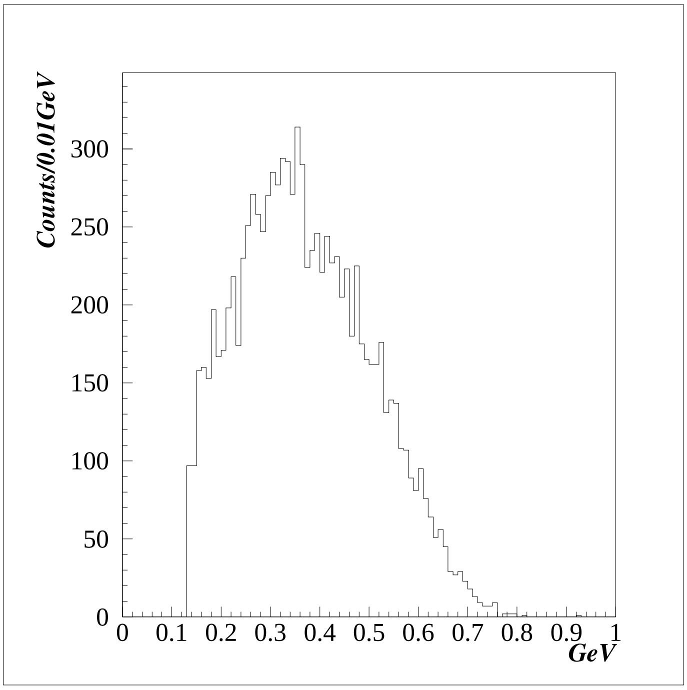


Abbildung 7.8: Energie des Rückstoßnukleons

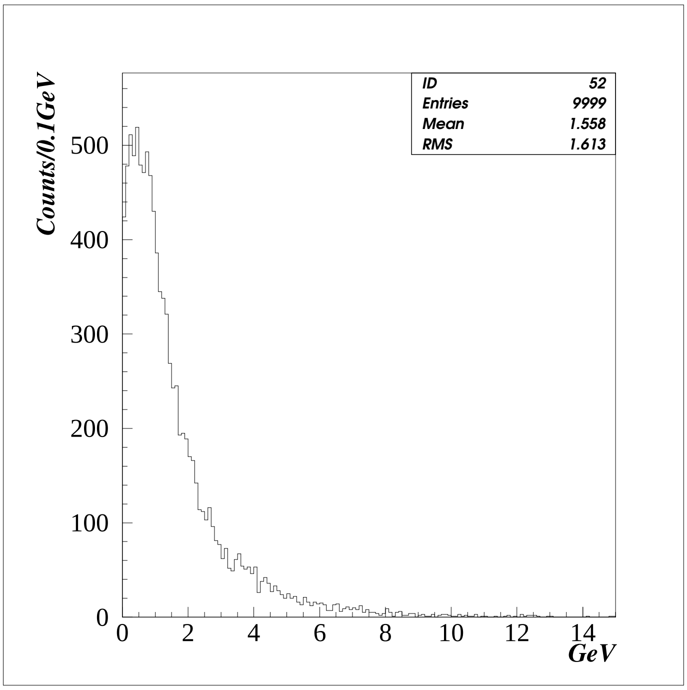
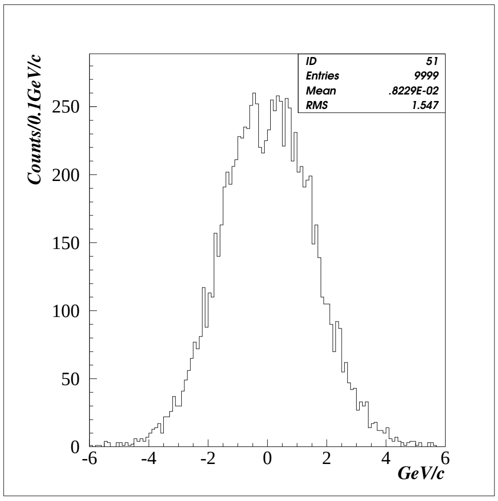
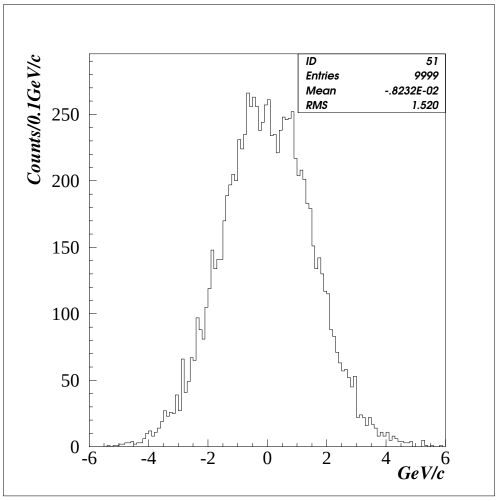


Abbildung 7.9: Energie des Photons aus dem D_s^*-Zerfall

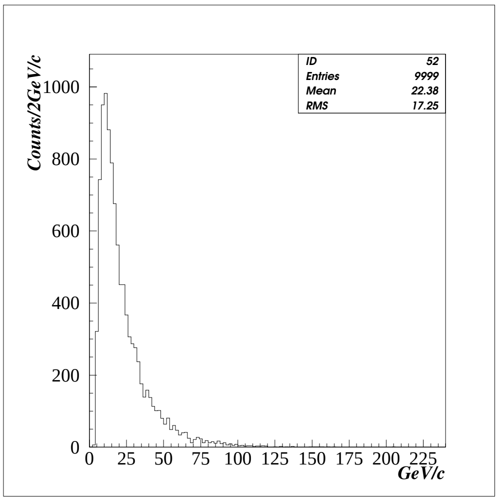
Der abschließende Zerfall $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu_\tau}$ liefert eine mittlere Energie für das sekundäre positive Myon von $< E_{\mu^+} >$=7 GeV (Abbildungen 7.14 und 7.15).



(a) D_s-Impuls in x-Richtung



(b) D_s-Impuls in y-Richtung



(c) D_s-Impuls in z-Richtung

Abbildung 7.10: Impuls des D_s-Mesons nach dem D_s^*-Zerfall

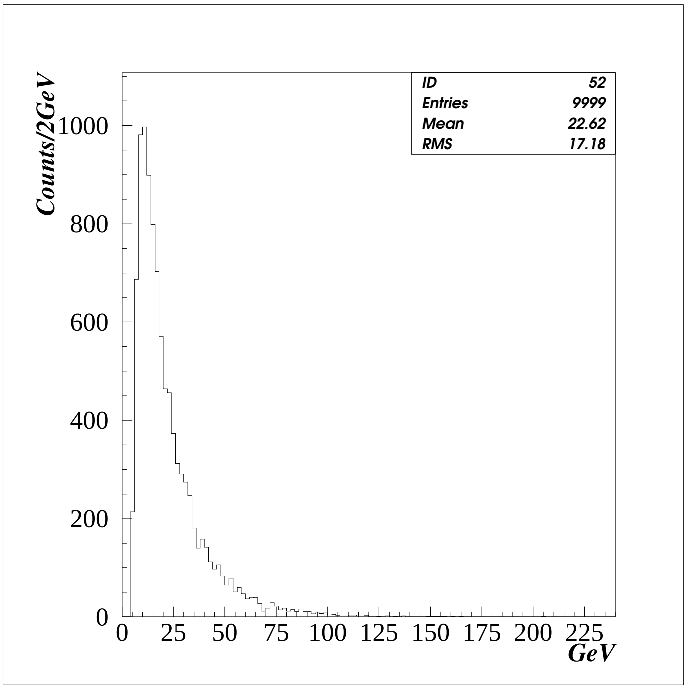
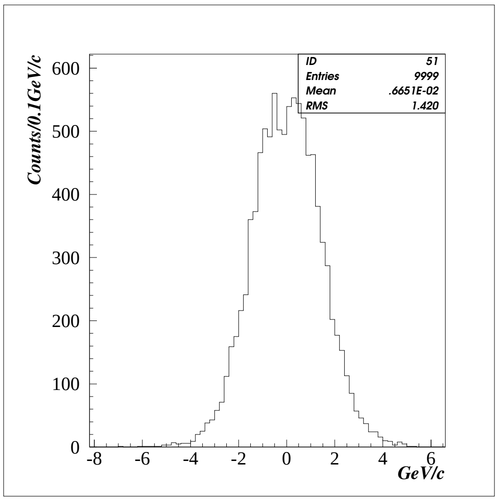
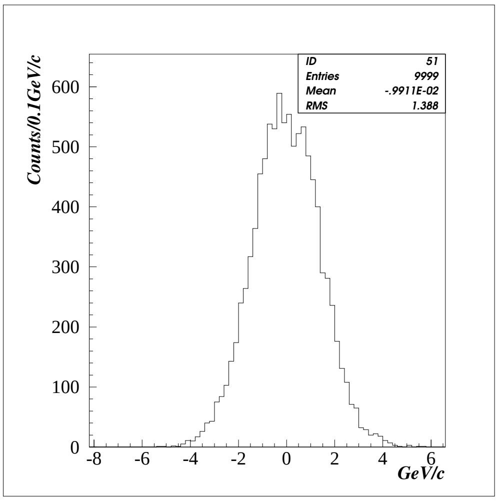


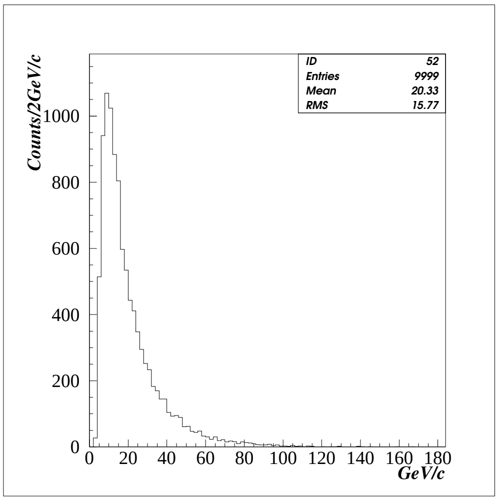
Abbildung 7.11: Energie des D_s-Mesons nach dem D_s^*-Zerfall



(a) τ-Impuls in x-Richtung



(b) τ-Impuls in y-Richtung



(c) τ-Impuls in z-Richtung

Abbildung 7.12: Impuls des τ-Leptons nach dem D_s-Zerfall

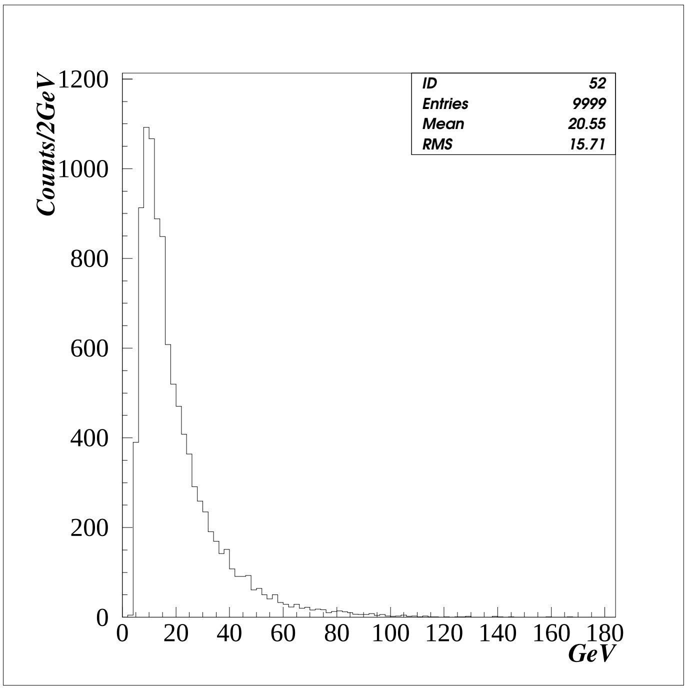
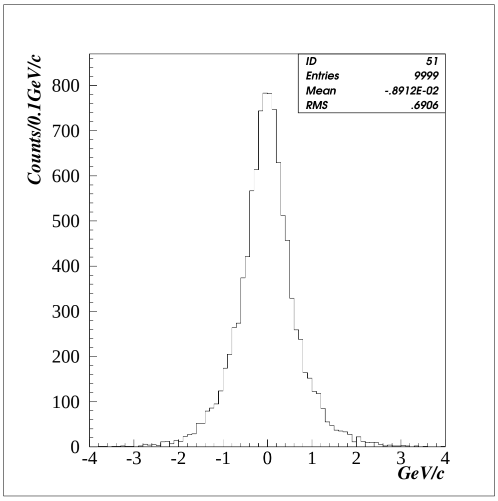
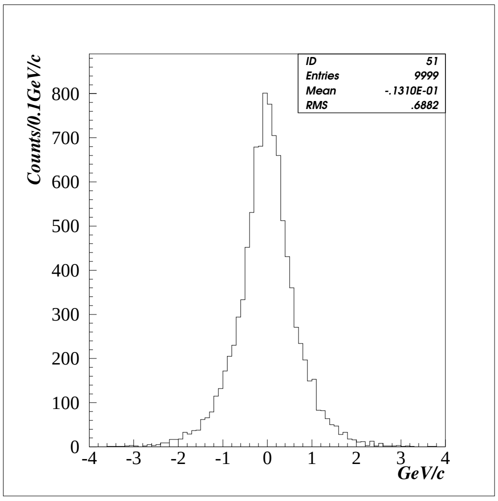


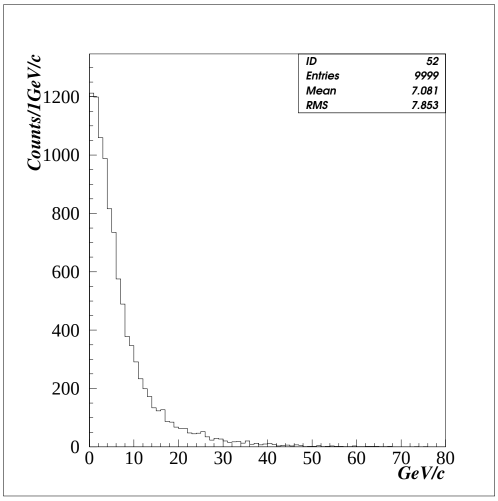
Abbildung 7.13: Energie des τ-Leptons nach dem D_s-Zerfall



(a) μ^+-Impuls in x-Richtung



(b) μ^+-Impuls in y-Richtung



(c) μ^+-Impuls in z-Richtung

Abbildung 7.14: Impuls des sekundären Myons (μ^+) nach dem τ-Zerfall

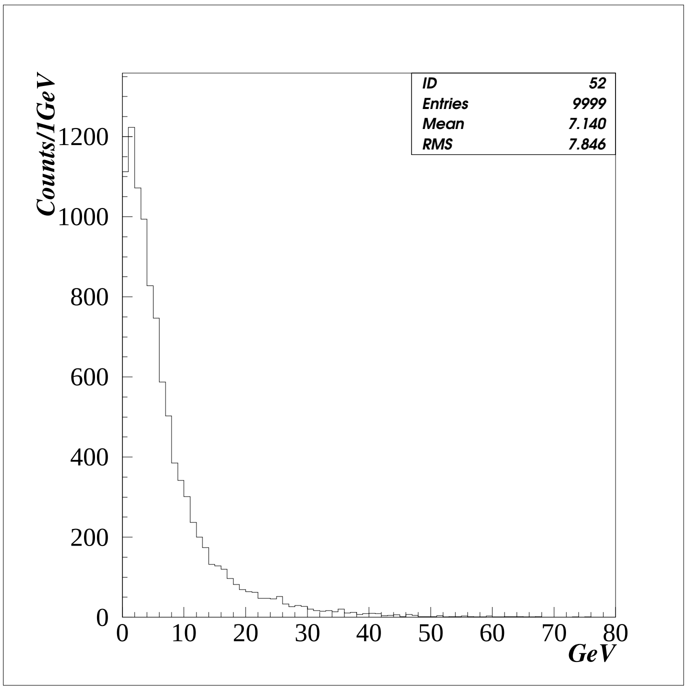


Abbildung 7.15: Energie des sekundären Myons nach dem τ-Zerfall

In den Abbildungen 7.16-7.18 sind die Bjorken-Variablen und der Viererimpulsübertrag Q^2 dargestellt.

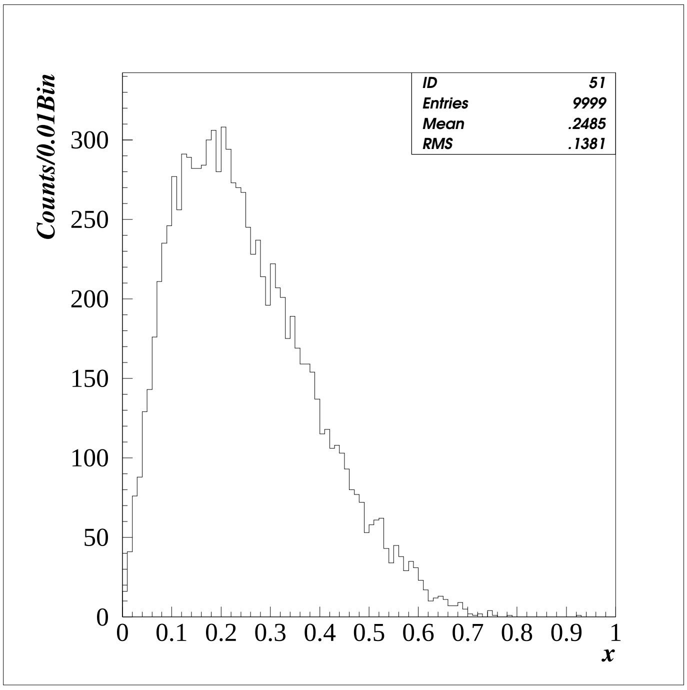


Abbildung 7.16: Bjorken-Variable X

Sind die Energien und Impulse aller beteiligten Teilchen bekannt, so lassen sich die Zerfallswinkel beim D_s- und τ-Zerfall berechnen (Abbildungen 7.19 und 7.20).

Der mittlere Zerfallswinkel beim τ-Zerfall beträgt $< 174\ mrad >$, das heißt, in der Spur ist ein großer Knick zu erwarten. Der Winkel beim D_s-Zerfall dagegen ist sehr klein und beträgt im Mittel $< 10.7\ mrad >$.

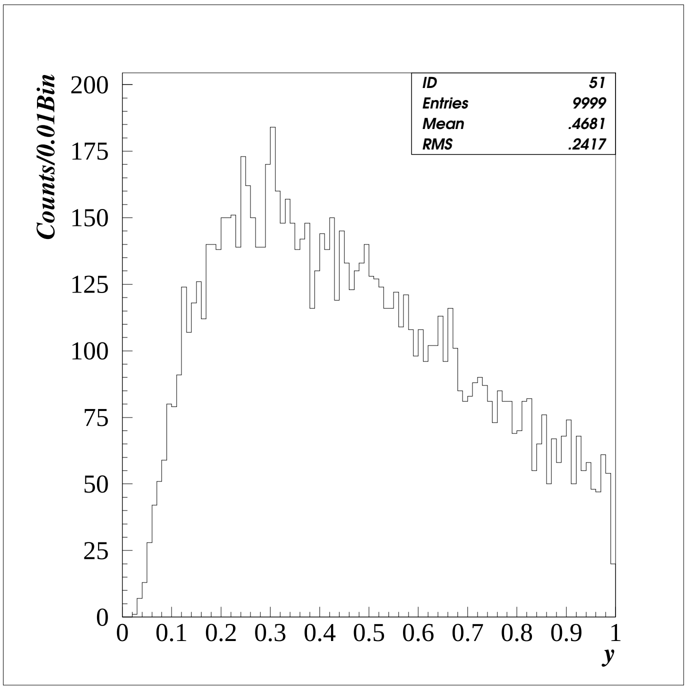


Abbildung 7.17: Bjorken-Variable Y

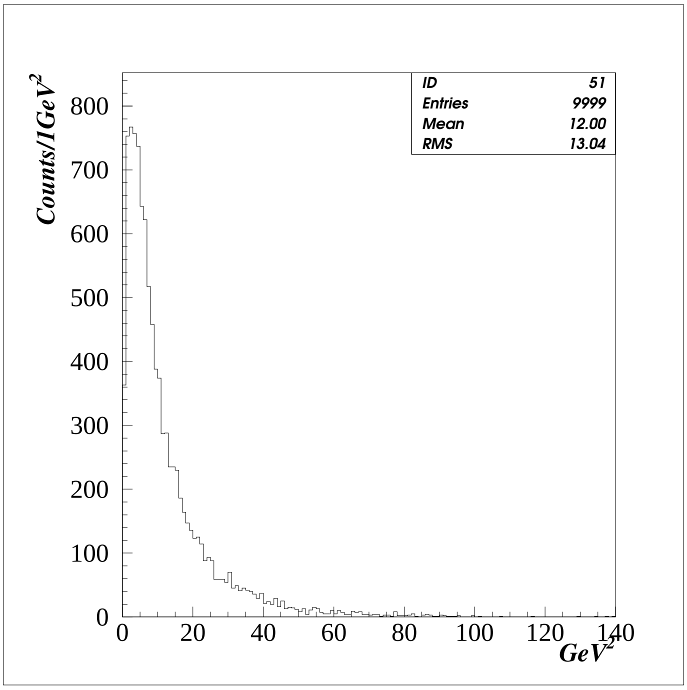


Abbildung 7.18: Viererimpulsübertrag Q^2

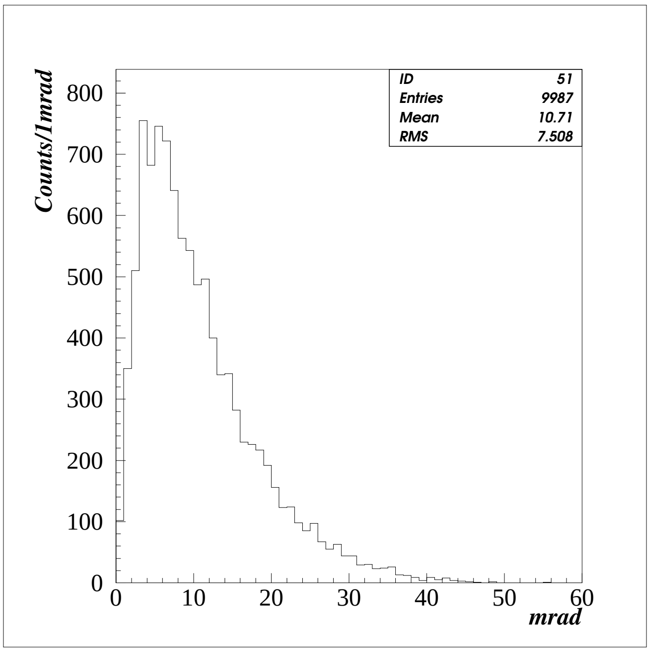


Abbildung 7.19: Zerfallswinkel zwischen D_s- und τ-Flugrichtung aus dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$

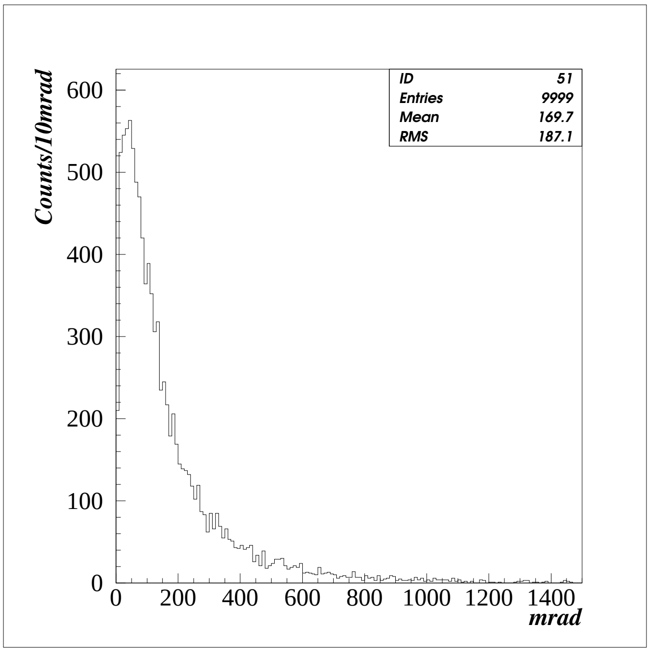


Abbildung 7.20: Zerfallswinkel zwischen τ und sekundärem Myon aus dem Zerfall $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu_\tau}$

Kapitel 8

Die Selektion

8.1 *Kinematische Selektion*

D4 ie kinematische Selektion dient der Vorauswahl an Kandidaten für die Zerfallskette $D_s^*/D_s \to \tau \to \mu$. Die genauen Zerfälle sind in Abbildung 8.1 aufgeführt.

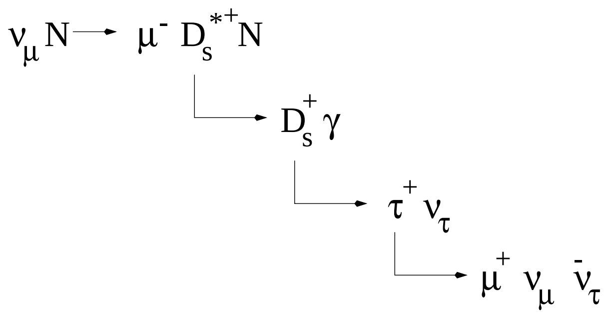


Abbildung 8.1: Die Zerfallskette $D_s^*/D_s \to \tau \to \mu$

Im Endzustand findet man also zwei Myonen und eventuell elektromagnetische Aktivität von dem $D_s^* \to D_s\gamma$ Zerfall. Man beachte,daß keinerlei hadronische Aktivität auftritt. Aus der Monte-Carlo-Simulation (Abschnitt 7) erwartet man an durchschnittlichen Energien

$$
\begin{aligned}
< E_{\mu^-} > &= 35\ GeV \\
< E_{\mu^+} > &= 7\ GeV \\
< E_\gamma > &= 1.5\ GeV.
\end{aligned}
$$

Um die diffraktiven Ereignisse zu selektieren, müssen die beiden Myonen, bei gleichzeitigem Veto auf hadronische Aktivität, eindeutig nachgewiesen werden. Dazu betrachtet man zunächst die Energiedeposition im Kalorimeter, die von minimal ionisierenden Teilchen erzeugt wird. Das Kalorimeter ist in 14 Ebenen unterteilt. In Abbildung 8.2 ist die Energieabgabe pro Kalorimeterebene für 10,000 simulierte D_s^*- Zerfallsereignisse aufgetragen.

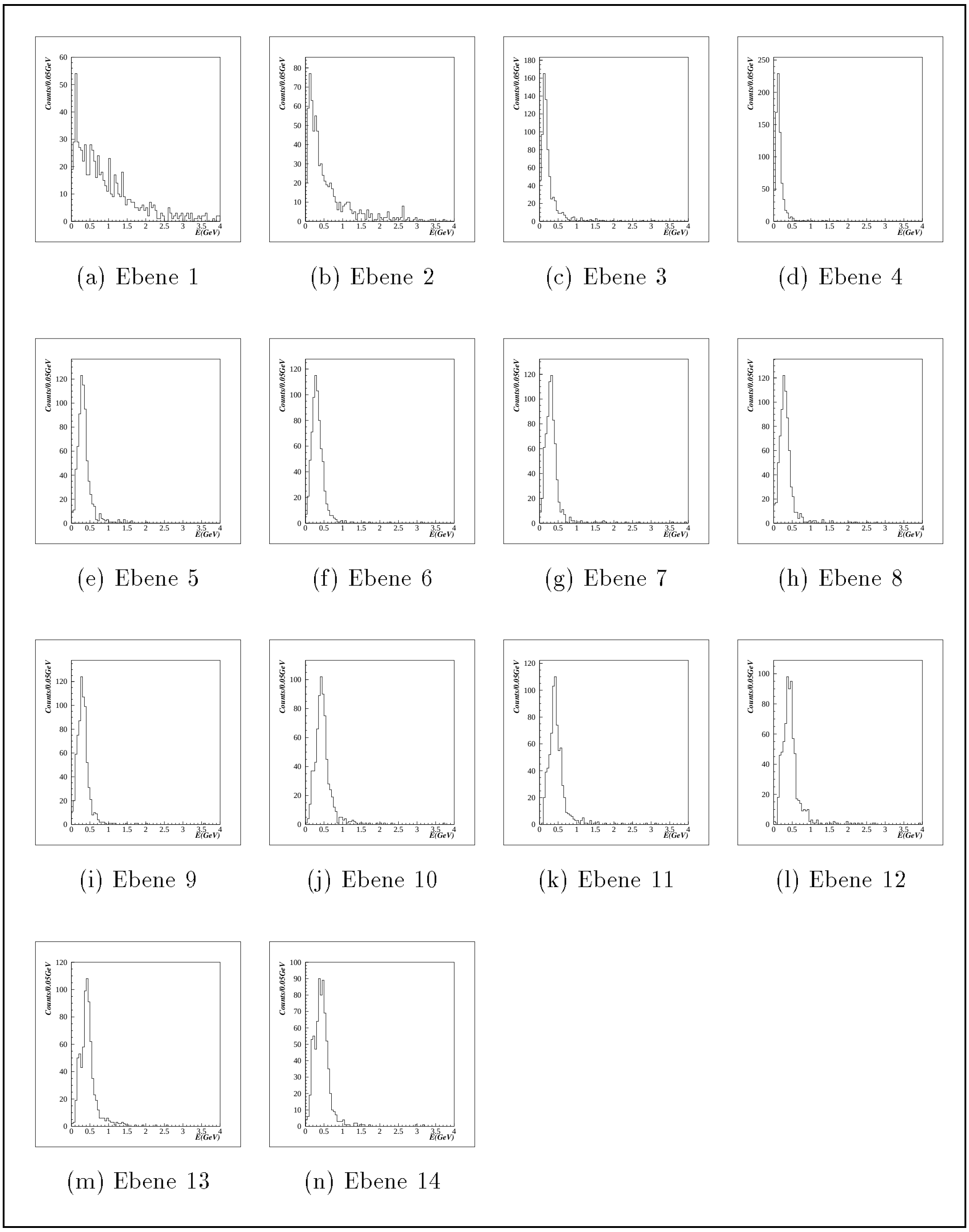
In den ersten Ebenen erkennt man deutlich den Einfluß des γ-Quants. Ab Ebene vier erkennt man dann den Verlauf einer Landauverteilung, den man beim Durchgang von einzelnen Myonen durch Materie erwartet.

Allgemein wird der Energieverlust eines geladenen Teilchen aufgrund von Ionisation und Anregung von Atomen über die Bethe-Bloch Gleichung beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left(ln(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}) - 2\beta^2 \right) \tag{8.1}$$

r_e :	Klassischer Elektronenradius
m_e :	Elektronenmasse
N_a :	Avogadrosche Zahl
I :	Mittleres Anregungspotential
Z :	Ladungszahl des absobierenden Materials
A :	Massenzahl des absobierenden Materials
ρ :	Dichte des absobierenden Materials
z :	Ladung des einfallenden Teilchens
$\beta =$	$\frac{v}{c}$des einfallenden Teilchens
$\gamma =$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
W_{max} :	Maximaler Energietransfer in einer einzelnen Kollision

Die Größe des Energieverlustes eines geladenen Teilchens wird aufgrund der statistischen Natur der Wechselwirkungen mit individuellen Atomen variieren. In jedem einzelnen Ereignis verlieren die Myonen eine bestimmte Energie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit. Zum Beispiel ist es eher unwahrscheinlich, daß ein



(a) Ebene 1 (b) Ebene 2 (c) Ebene 3 (d) Ebene 4

(e) Ebene 5 (f) Ebene 6 (g) Ebene 7 (h) Ebene 8

(i) Ebene 9 (j) Ebene 10 (k) Ebene 11 (l) Ebene 12

(m) Ebene 13 (n) Ebene 14

Abbildung 8.2: Energiedeposition in den Kalorimeterebenen

Myon in einer dünnen Schicht eine sehr große Energie abgibt. Die Fluktuationen um den wahrscheinlichsten Wert lassen sich über eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $f(x, \Delta)$ angeben, wobei x die Weglänge im Material und Δ der Energieverlust auf dieser Weglänge ist. Die Schwankungen um einen wahrscheinlichsten Wert Δ_0 werden mit einer Landau-Verteilung beschrieben:

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\xi}\phi_L(\lambda), \tag{8.2}$$

wobei

$$\begin{aligned}
\xi =& \frac{Lx}{\beta^2}, \\
\lambda =& \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}, \\
\phi_L(\lambda) =& \frac{1}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \exp(u\ln u + \lambda u)du, \\
c \geq& 0.
\end{aligned}$$

Parametrisierungen dieser Funktion können aus [81] entnommen werden. Daraus ergibt sich die Verteilung zusammen mit der integrierten Funktion $\Phi(\lambda)$ in Abbildung 8.3.

In Abbildung 8.4 wird die Energieverteilung und die integrierte Darstellung exemplarisch für eine Kalorimeter-Ebene gezeigt. Der Verlauf der Kurven stimmt mit den theoretischen Erwartungen überein.

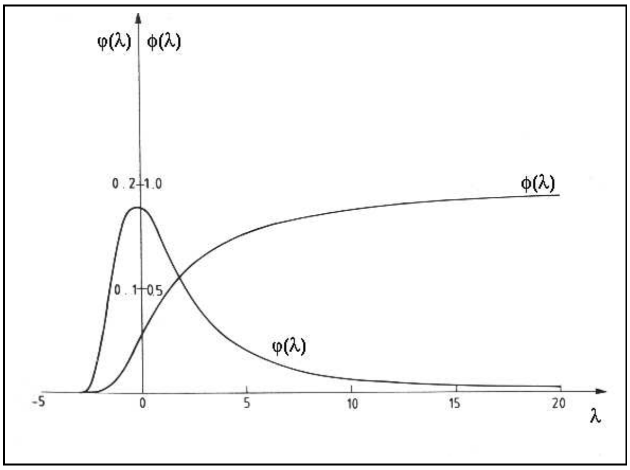
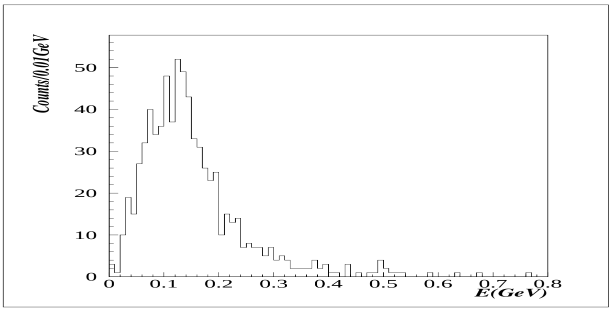
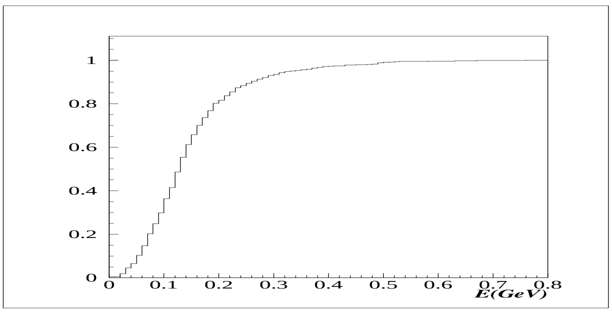


Abbildung 8.3: Die Landauverteilung



(a) Energiedeposition in Ebene 4

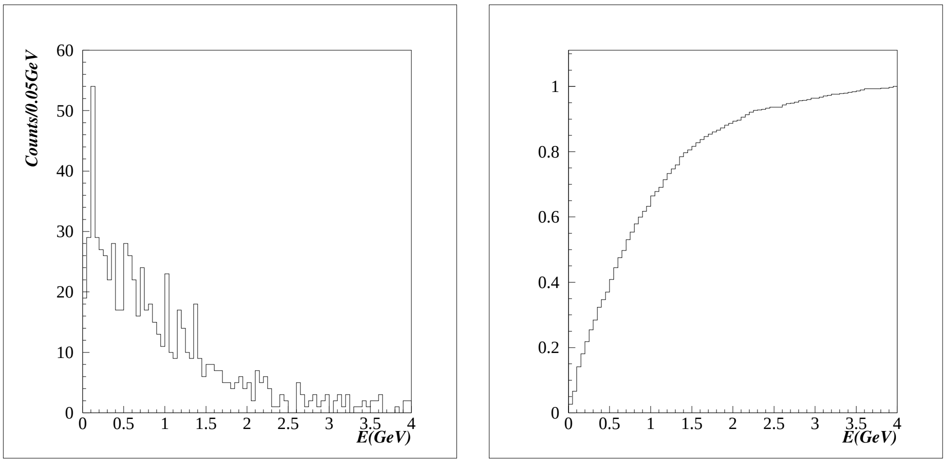


(b) Integrierte Darstellung der Energiedeposition in Ebene 4

Abbildung 8.4: Kalorimeterebene 4

Um eine Selektion von Kandidaten mit zwei Myonen, einem γ-Quant und keiner hadronischen Aktivität vorzunehmen, werden im Kalorimeter Ebene für Ebene die in Frage kommenden Energiebereiche eingegrenzt. Dazu betrachtet man die integrierte Darstellung der Energiedeposition und fordert, daß die Energie-Cuts die Anzahl der Ereignisse nicht um mehr als etwa ein Prozent pro Ebene reduzieren.

Es werden für die Ebenen im **hadronischen Kalorimeter** obere und untere Grenzen für die Energie gesetzt, für das **elektromagnetische Kalorimeter** dagegen wird nur ein oberes Limit verlangt, da die Energie des γ-Quant die Landauverteilung überlagert. Dieses ist in Abbildung 8.5 zu erkennen, in der die Energiedeponierung in der ersten Kalorimeterebene gezeigt ist. Die Form des Spektrums unterscheidet sich deutlich von dem Spektrum in Abbildung 8.4.



(a) Energiedeposition in Ebene 1

(b) Integrierte Darstellung der Energiedeposition in Ebene 1

Abbildung 8.5: Kalorimeterebene 1

Die genauen Grenzen für die Energiebereiche wurden nach dem obigen Schema festgelegt und sind in Tabelle 8.1 aufgeführt. Mit diesen Energie-Cuts für jede Ebene verliert man lediglich 6% der diffraktiven $D_s \to \tau \to \mu$ Kandidaten, unterdrückt allerdings die meisten Ereignisse, die hadronische Aktivität aufweisen.

Kalorimeterebene	Unterer Energie-Cut	Oberer Energie-Cut
1	/	6.0 GeV
2	/	5.5 GeV
3	/	3.0 GeV
4	/	1.8 GeV
5	0.01 GeV	1.7 GeV
6	0.01 GeV	2.0 GeV
7	0.01 GeV	3.0 GeV
8	0.01 GeV	3.0 GeV
9	0.01 GeV	2.5 GeV
10	0.11 GeV	2.5 GeV
11	0.11 GeV	2.5 GeV
12	0.11 GeV	2.5 GeV
13	0.11 GeV	2.0 GeV
14	0.11 GeV	1.8 GeV

Tabelle 8.1: Die angewandten Energiegrenzen in den einzelnen Kalorimeterebenen

Allerdings genügen den bisherigen Bedingungen auch die quasielastischen Ereignisse, die etwa zehn Prozent der geladenen Stromereignisse ausmachen und aus dem Sample eliminiert werden müssen.[1]

Daher muß man fordern, daß zwei Myonen von der Software identifiziert werden, da quasielastischen Ereignissen nur ein Myon im Endzustand haben.

Wenn beide Myonen das Myonspektrometer erreichen, ist die Identifikation klar. Betrachtet man allerdings Abbildung 8.2 genau, so erkennt man in den beiden hinteren Kalorimeterebenen eine leichte Doppelhöckerstruktur. Diese ist

[1] Man beachte, daß die quasielastischen Events lediglich einen kinematischen Hintergrund darstellen. Sie sollen nur aus praktischen Gründen aus dem Sample weitgehend beseitigt werden, um nicht unnötige Scanning-Zeit zu belegen. In der Emulsion hinterlassen diese Ereignisse völlig unterschiedliche Signaturen und können eindeutig von den diffraktiven 'Double-Kink' Ereignissen getrennt werden.

darauf zurückzuführen, daß einige weiche Myonen (μ^+) im Kalorimeter steckenbleiben. Diese zu identifizieren ist schwierig, und hier bietet sich eine Möglichkeit für zukünftige Verbesserungen der Software. Zur Zeit wird in 29 Prozent der diffraktiven Ereignisse das zweite Myon nicht als solches erkannt. Etwa ein Drittel davon wiederum verläßt die Emulsion unter einem so großen Winkel, daß es bereits von vornherein das Kalorimeter verfehlt und nicht nachgewiesen werden kann.

In 5.2% der diffraktiven D_s^*-Zerfalls-Ereignisse werden mehr als zwei Myonen gefunden. Beim Durchgang von zwei Myonen durch das Kalorimeter kann es vorkommen, daß die CATRAS-Software-Routinen (Track-Finding im Kalorimeter) mehr als zwei Spuren rekonstruieren, falls einige Hits dicht nebeneinander liegen. Auch diesen 'Pseudo-Spuren' wird ein Myon-Flag gegeben, so daß für dieses Ereignis von der Software mehr als zwei Myonspuren identifiziert werden, obwohl lediglich zwei reale Myonen das Kalorimeter passieren. Auch hier bietet sich noch Raum für Verbesserungen.

Insgesamt wird für die Vorselektion also gefordert, daß mindestens zwei Myonen erkannt werden, und daß die Energiedeposition in den einzelnen Kalorimeterebenen in den gesetzten Limits liegt. Unter diesen Annahmen werden die diffraktiven Ereignisse zur Zeit mit einer Effizienz von 66.5 Prozent selektiert, wobei die quasielastischen Ereignisse stark unterdrückt sind und lediglich mit einem Prozent in die Vorselektion aufgenommen werden.

Zum kinematischen Untergrund kommen neben den quasielastischen Ereignissen noch andere Prozesse hinzu, die kinematisch nicht getrennt werden können. Dazu gehören die sogenannten Tridents, bei denen auch zwei Myonen ohne hadronische Aktivität im Endzustand stehen (Abbildung 8.6)[2].

Desweiteren können neben D_s^*-Mesonen auch andere Vektormesonen und Resonanzen auftreten, die in einen myonischen Endzustand zerfallen können. Da dieser Produktionsmechanismus ähnlich zur diffraktiven D_s^*-Mesonproduktion ist, kann man kinematisch diese Ereignisse nicht trennen. Lediglich das Zurückverfolgen in die Emulsion kann Klarheit verschaffen.

[2]Auch hier beachte man, daß diese Ereignisse lediglich einen kinematischen Untergrund darstellen und in der Emulsion eindeutig getrennt werden können.

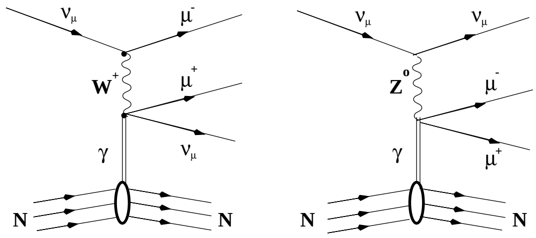


Abbildung 8.6: Feynman-Diagramme zu Trident-Events

In einer Pilotstudie wurden in den Daten von 1994 im 4.Emulsions-Stack zwölf Kandidaten gefunden, die exakt den obigen Anforderungen genügen. Ein Beispiel-Kandidat ist in den Abbildungen 8.7 und 8.8 gezeigt. Man erkennt die beiden Myonen und elektromagnetische Aktivität in der ersten Kalorimeterebene. In der vergrößerten Darstellung des Kalorimeters sieht man, daß die elektromagnetische Aktivität aus zwei Hits besteht. Diese können entweder von dem Zerfall $D_s^* \to D_s\pi^o$, $\pi^o \to \gamma\gamma$ herrühren oder aber durch Paarkonversion eines Photons aus dem Zerfall $D_s^* \to D_s\gamma$ entstehen. Zu diesem Ereignis liegt zur Zeit noch kein Scanning-Resultat vor.

Abbildung 8.7: Double-Kink Kandidat im CHORUS-Detektor

Abbildung 8.8: Double-Kink Kandidat im Kalorimeter

8.2 *Topologische Selektion*

Wurden interessante Ereignisse mit der diffraktiven Zerfallssignatur kinematisch vorselektiert, müssen diese anschließend in einem der Scanning-Labore in der Emulsion untersucht werden. Bisher wurde noch keiner der zwölf Kandidaten gescannt.

Bei den Zerfällen $D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau$ und $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu_\tau}$ entstehen Kinks in der Spur, da die nichtdetektierten Neutrinos Impuls mit sich forttragen. Somit hinterlassen die diffraktiven Zerfallsereignisse eine Double-Kink Signatur in der Emulsion (Abbildung 8.7).

Das D_s-Meson und das τ-Lepton zerfallen im Flug. Bei den mittleren Energien der Teilchen (siehe Kapitel 6.2) ergibt sich ein mittlere γ-Faktor von

$$< \gamma > \simeq \; 10. \tag{8.3}$$

Mit den mittleren Lebensdauern [97] von $t_{D_s} = (467 \pm 17) \times 10^{-15}s$ und $t_\tau = (295.6 \pm 3.1) \times 10^{-15}s$ ergibt sich für das D_s-Meson eine mittlere Fluglänge von

$$< \gamma > ct_{D_s} \simeq \; 1.4 \; mm \tag{8.4}$$

und für das τ-Lepton von

$$< \gamma > ct_\tau \simeq \; 0.9 \; mm. \tag{8.5}$$

Der Zerfallswinkel beim $\tau \to \mu$ Zerfall beträgt im Mittel 174 mrad. Dieser Winkel ist mit den herkömmlichen Scanning-Techniken detektierbar. Der mittlere Zerfallswinkel beim $D_s \to \tau$ Zerfall ist dagegen lediglich 10.7 mrad. Um auf die Detektion solch kleiner Winkel sensitiv zu sein, werden neue Scanning-Algorithmen entwickelt werden müssen. Damit ist auch die Effizienz beim Scannen von Double-Kink Ereignissen in der Emulsion zur Zeit noch nicht genau bekannt.

Ein Untergrund für die diffraktiven D_s-Double-Kink-Ereignisse resultiert aus anderen Meson-Zerfällen, die über ein τ-Lepton in ein Myon zerfallen. Hierfür kommt das D^+-Meson in Frage. Allerdings sind sowohl die diffraktive Produktion als auch der tauonische Zerfall Cabibbo-unterdrückt. Das heißt, diese D^+-Mesonen Ereignisse sind um einen Faktor $|\frac{V_{cd}}{V_{cs}}|^4 \simeq \; sin^4\theta_C \simeq \; 10^{-3}$ unterdrückt.

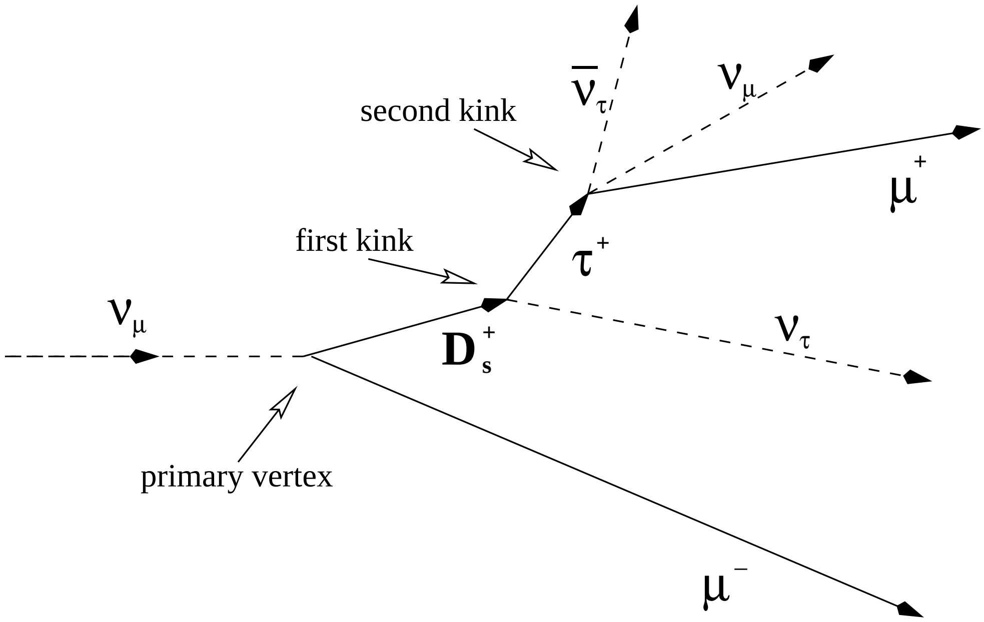


Abbildung 8.7: Zerfallstopologie

Bei der Suche nach den speziellen diffraktiven Double-Kink Ereignissen handelt es sich also um eine nahezu untergrundsfreie Messung.

Weltweit wurden bisher neun Ereignisse der Zerfallskette $D_s \to \tau \to \mu$ gefunden [98]. Das einzige veröffentlichte Ereignis ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Die Ereignisse wurden im Fermilab E653 Experiment gefunden . Dieses Experiment hatte 1985 einen Run mit einem 800 GeV Protonen-Strahl und 38 Liter Emulsion und 1987 einen Run mit einem 600 GeV Pionen-Strahl und 33 Liter Emulsion[99]. Die Spuren wurden in der Emulsion mit einer Genauigkeit von wenigen Mikrometern parallel zur Strahlrichtung und 0.1 μm transversal zur Strahlrichtung gescannt[100]. Die Analyse ergab eine Winkelauflösung von 0.1 mrad bei einer gemessenen Spurlänge von einigen hundert μm.

Wie in Abbildung 8.8 zu erkennen ist, ist der Transversal-Impuls des τ-Leptons relativ zur D_s-Flugbahn in diesem Ereignis

$$p_T > 80\ MeV/c. \tag{8.6}$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung 5.27 ein, so erhalten wir für dieses einzelne

Ereignis ein Limit für die τ-Neutrinomasse von[3]

$$m_{\nu_\tau} \; < \; 171 \; MeV. \tag{8.7}$$

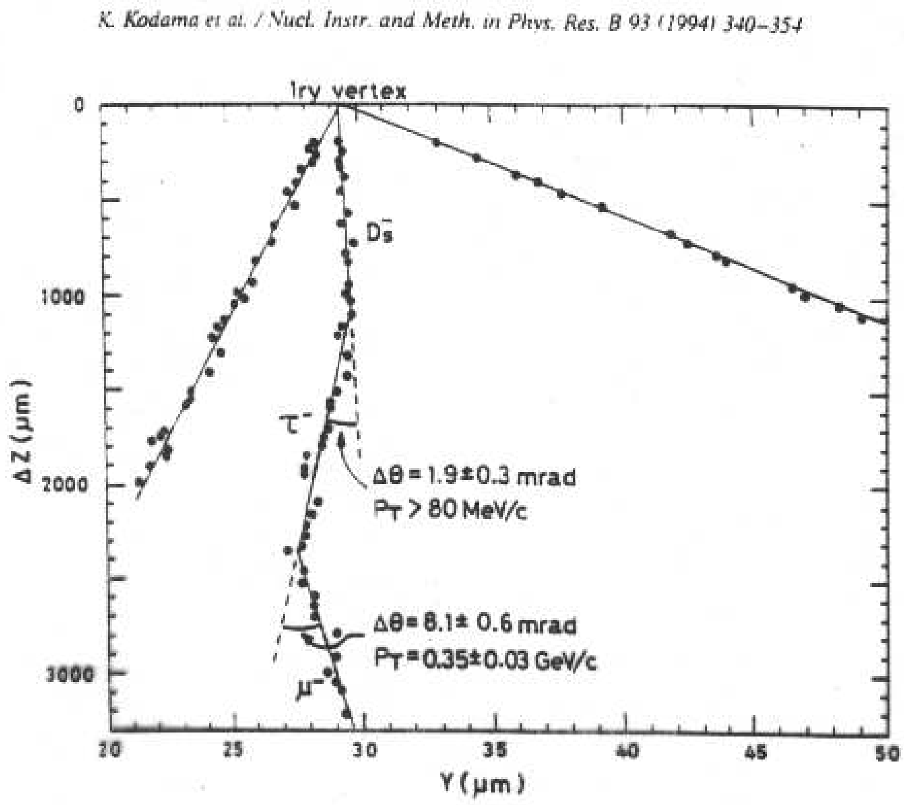


Abbildung 8.8: Ein gefundenes D_s-Zerfallsereignis im E653 Experiment

[3]Das beste Limit wurde bisher von der ALEPH-Kollaboration angegeben mit $m_{\nu_\tau} < 24 \; MeV$ [101].

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die theoretischen Modelle zur diffraktiven Produktion von D_s- bzw. D_s^*-Mesonen wurden in einer umfangreichen Computersimulation umgesetzt. Dabei zeigte sich, daß sich die Wirkungsquerschnitte für pseudoskalare Mesonproduktion und Vektormesonproduktion theoretische Unsicherheiten und ungenau bekannte Eingabeparameter aufweist. Eine Messung der diffraktiven Produktionrate kann diese theoretischen Unsicherheiten beseitigen. Es werden unter 7.3×10^5 geladenen Stromereignissen im CHORUS-Experiment 2087 ± 1066 D_s- und D_s^*-Mesonen erwartet.

Die Theorie zur tiefunelastischen Neutrinostreuung wurde vorgestellt (Kapitel 4.2), die diffraktive Mesonproduktion wurde mit einem völlig unterschiedlichen theoretischen Ansatz eingeführt (Kapitel 4.3). Sehr interessant ist die Möglichkeit, mit einem Experiment Messungen im Bereich von den beiden unterschiedlichen theoretischen Beschreibungen vorzunehmen. Der verfügbare Energiebereich im CHORUS-Experiment überlappt dabei zum einen den perturbativen Bereich der tiefunelastischen Streuung (2760 erwartete Ereignisse) und zum anderen den nicht perturbativen Bereich in diffraktiven Prozessen (2087 erwartete Ereignisse).

Im geladenen Stromereignis $\nu_\mu N \to \mu^- D_s^{+*} N$ werden ein primäres Myon und ein D_s-Meson diffraktiv erzeugt. Die nachfolgenden Zerfälle $D_s^{+*} \to D_s^+ \gamma$, $D_s^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ und $\tau^+ \to \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ wurden berechnet und es zeigte sich, daß diese Zerfallskette eine Signatur in Form einer charakteristischen Double-Kink Spur in der CHORUS-Emulsion hinterläßt.

Im CERN-'Wide-Band'-Neutrino-Spektrum haben das primäre negativ geladene Myon, das sekundäre positive Myon und das γ-Quant in dem Prozeß die durchschnittlichen Energien von jeweils 35 GeV, 7 GeV und 1.5 GeV. Im Mittel beträgt der Winkel beim Zerfall $D_s^+ \to \tau^+\nu_\tau$ etwa 10.7 mrad und beim $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ Zerfall 180 mrad. Aufgrund der hohen Orts- und Winkelauflösung in der CHORUS-Emulsion ist es möglich, die Double-Kink Struktur zu finden. Ein Double-Kink Ereignis in der Emulsion zu finden, ist eine große Herausforderung, da es weltweit erst neun gefundene Ereignisse gibt, die in Experimenten mit Pion- und Protonen-Strahlen detektiert wurden.

Die Signatur dieser diffraktiven Reaktion ist charakteristisch: Im Endzustand findet man zwei Myonen und ein Photon vom D_s^*-Zerfall aber keine (oder wenig) hadronische Aktivität am Vertex. Das Photon dient zur Unterscheidung von D_s- und D_s^*-Ereignissen. Daraus läßt sich das Produktionsverhältnis von pseudoskalaren Mesonen zu Vektormesonen bestimmen, zu dem es noch keine theoretischen Voraussagen gibt.

Es wurden Routinen für die kinematische Selektion entwickelt, und in einer vorläufigen Studie wurde die Rekonstruktionseffizienz dieser Vorselektion im Counter-Detektor mit 66% ermittelt. Mit verbesserten Routinen zur Myonidentifikation läßt sich diese Effizienz eventuell auf 75% steigern.

Im CHORUS-Experiment werden in vier Jahren etwa $730,000$ geladenene Stromereignisse erwartet. Unter Berücksichtigung der totalen Produktionswirkungsquerschnitte, der Zerfallsverhältnisse ($BR(D_s \to \tau\nu_\tau) \simeq 5.9\%$, $BR(\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau) \simeq 17.4\%$) und der experimentellen Ineffizienzen (65%)erwartet man etwa 25 ± 12 D_s- und D_s^*-Ereignisse vom diffraktiven Typ mit einem anschließenden leptonischen Zerfall (Tabelle 9.1)[1].

Über die Messung des leptonischen Zerfalls $D_s \to \tau\nu_\tau$ [2] ist man sensitiv auf die Zerfallskonstante f_{D_s} und das zugehörige CKM-Matrixelement V_{cs}. Mit einer Messung von f_{D_s} kann man theoretische Gitter-QCD-Rechnungen für Zerfallskon-

[1] In dieser Arbeit wurde lediglich der $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ Zerfallskanal untersucht. Für eine langfristige Studie kann man auch die Zerfallskanäle $\tau^+ \to \pi^+(nh^o)\bar{\nu}_\tau$ (50.3%) und $\tau^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-(nh^o)\bar{\nu}_\tau$ (13.8%) hinzuziehen, so daß man etwa 80% der τ-Zerfälle abdeckt. Dann erwartet man insgesamt 68 ± 34 (78 ± 39) Ereignisse vom diffraktiven Typ.

[2] Um ein absolutes Zerfallsverältnis $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ angeben zu können, braucht man eine geignete Normalisierung. Hier bietet sich zum Beispiel eine Messung des Zerfallskanals $D_s \to \Phi\pi$ im NOMAD-Experiment an.

Diffraktive produzierte D_s- und D_s^*-Mesonen	2087 ± 1066
$D_s \to \tau\nu_\tau(5.1\%)$	106 ± 54
$\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau(17.4\%)$	19 ± 9
$D_s \to \mu\nu_\mu(0.9\%)$	19 ± 9
Finding-Effizienz im Counter-Detektor 65%(75%)	25 ± 12 (29 ± 14)

Tabelle 9.1: Anzahl der erwarteten Ereignisse unter 730,000 CC-Events im CHORUS-Experiment

stanten überprüfen. Diese Rechnungen machen Voraussagen über $B^o\bar{B}^o$-Mischung und CP-Verletzung, nach denen in zukünftigen Experimenten gesucht wird.

Eine weitere herausragende Eigenschaft des Zerfalls $D_s \to \tau\nu_\tau$ ist der geringe Massenunterschied zwischen D_s- Meson und Tau-Lepton ($m_{D_s} = 1968.5$ MeV und $m_\tau = 1777.1$ MeV). Durch eine Rekonstruktion des transversalen Impulses relativ zur D_s-Flugbahn kann man für jedes gefundene Ereignis eine Obergrenze für die τ-Neutrinomasse angeben.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß eine Detektion von Double-Kink Ereignissen aus der Zerfallskette $D_s \to \tau \to \mu$ in der Emulsion des CHORUS-Experimentes möglich ist. Das Finden dieser Ereignisse in einem Neutrinoexperiment ist eine große Herausforderung und würde dem CHORUS-Experiment neben der Neutrino-Oszillation weitere interessante physikalische Ergebnisse liefern.

Kapitel 10

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Prof. Dr. Dieter Frekers, der die Durchführung der Diplomarbeit und den Aufenthalt am CERN (Schweiz) ermöglicht hat.

Dr. Piero Zucchelli (CERN), der die Idee zu dem Thema dieser Diplomarbeit hatte und immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Bart van de Vyver für die anregenden physikalischen Diskussionen.

Prof. Dr. Lallit Sehgal(TH-Aachen), Dr. Dieter Rein(TH-Aachen) und Dr. Vincent Lemaitre(DESY) für die theoretischen Hinweise und Tips.

Prof. Dr. Klaus Winter, Prof. Dr. Biagio Saitta, Joelle Herin, Dr. Maarten de Jong, Dr. Rui Ferreira und Dr. David Saltzberg für die Ideen und Anregungen, Einzelaspekte genauer zu beleuchten.

Dr. Jürgen Brunner, Dr. Helge Meinhard, Dr. Christian Weinheimer, Asmus Meyer-Sievers, Aimo Bülte, Doris Eckstein, Dr. Stefania Ricciardi, Muriel Vander Donckt, Matthias Hartig, Ana Nunez Riuz und Dirk Bonekämper für die vielen kleinen technischen Hilfen.

Sowie bei meinen Eltern, die mich während der ganzen Studienzeit unterstützt haben.

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt habe und keine weiteren Hilfsmittel, außer den hier angegebenen, verwendet habe.

Münster, Januar 1997

Literaturverzeichnis

[1] Goethe, Faust I

[2] Cabibbo,N., Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)

[3] Chau,L.L., Keung,W.Y., Phys. Rev. Lett. 53, 1802 (1984)

[4] Maiani,L., Phys. Lett. 62B, 183 (1976)

[5] Wolfenstein,L., Phys. Rev. Letters 51, 1945 (1983)

[6] Gell-Mann, Phys. Rev. 92, 833 (1953)

[7] Nakano,T., Nishijima, K., Prog. Theor. Phys. 10, 581 (1955)

[8] Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964)

[9] Glashow, S.L., Nucl. Phys. 22, 579 (1961)

[10] Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)

[11] Glashow, S.L., Iliopoulos, J., Maiani, L., Phys. Rev D 2, 1285 (1970)

[12] Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974)

[13] Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)

[14] Cho,P., Wise,B., hep-ph/9401301 (1994)

[15] Gronberg et al., hep-ex/9508001 (1995)

[16] Crouch et al., Phys. Rev. Lett. 13, 640 (1964)
Lanzerotti et al., Phys. Rev. Lett. 15, 210 (1965)

[17] Bell, J.S., Phys. Rev. Lett. 13, 57 (1964)
Stodolsky, L., Phys. Rev. Lett. 18, 135 (1967)

[18] Brodsky, S.J., Pumplin, J., Phys. Rev. 182, 1794 (1969)
Gottfried, K., Yennie, D.R., Phys. Rev. 182, 1595 (1969)

[19] Miller et al., Phys. Rev. D 5, 528 (1972)
Rjordan et al., Phys. Rev. Lett. 33, 561 (1974)

[20] Feynman, R.P., Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969)

[21] Artru,X. und Mennessier, G., Nucl. Phys. B 70, 83 (1974)

[22] Barger,V.D., Phillips,R.J.N., Collider Physics (1987)

[23] Peterson et al., Phys. Rev. D 27, 105 (1983)

[24] Ushida et al., Kollaboration E531, Phys. Lett. B 206, 375 (1988)

[25] Bolton,T., FNAL Nevis-RISOL, 7.sept.(1994)

[26] Particle Data Group, Montanet et al., Phys. Rev. D 50, 1173 (1994)

[27] Gronberg et al., CLEO Kollaboration, CLEO 95-10 CLNS 95/1346, (1995)

[28] Bortoletto et al., Phys. Rev. D 37, 1719 (1988)

[29] Bjorken, J.D. and Paschos, E.A., Phys. Rev. 185, 1975 (1969)

[30] Particle Data Group, Phys. Rev. D 54, 179 (1996)

[31] Callan, C.G. and Gross, D.J., Phys. Rev. Lett. 22, 156 (1969)

[32] Lemaitre, V., Dissertation , Universite Catholique de Louvain, (1995)

[33] Halzen,F., Martin,D., Quarks and Leptons (1984)

[34] Genz,A.C., Malik,A.A., J. Comp. Appl. Math. 6, 295 (1980)

[35] Grabosch et al., Z. Phys. C31, 191 (1986)

[36] Marage et al., Z. Phys. C35, 275 (1987)

[37] Jones et al., Z. Phys. C37, 25 (1987)

[38] Gaillard,M.K., Jackson, S.A., Nanonpoulos,D.V., Nucl. Phys B102, 326 (1976) Erratum: Nucl. Phys. B112, 545 (1976)

[39] Piketty, C.A., Stodolsky, L., Nucl. Phys. B15, 571 (1970)

[40] Chen,M.S., Henyey, F.S., Kane, G.L., Nucl. Phys. B118, 345 (1977)

[41] Bartl,A., Fraas,H., Majerotto, W., Phys. Rev. D16, 2124 (1977)

[42] Gaillard,M.K.,Piketty,C.A., Phys. Lett. 68B, 267 (1977)

[43] Allen et al., Nucl. Phys. B264, 221 (1986)

[44] Bauer et al., Rev. Mod. Phys. 50, 261 (1978)

[45] Yennie,D.R., Phys. Rev. Letters 56B 239 (1975)

[46] Sakurai,J.J., Schildknecht,D., Phys. Lett. 42B, 216 (1972)

[47] Cho,C.F., Gourdin, M., Nucl. Phys. B112 365 (1976)

[48] Adler,S.L., Phys.Rev. 135B, 963 (1964)

[49] Sehgal, L.M., Rein, D., Private Diskussion

[50] Rein, D.,Sehgal, L.M.,Nucl. Phys. B223, 29 (1983)

[51] Barkov et al., Nucl. Phys. B256, 365 (1985)

[52] Marage et al., Z. Phys. C58, 55 (1993)

[53] Kopeliovich,B.Z., Marage,P., Int. J. Mod. Phys. A, Vol.8, No.9, 1513 (1993)

[54] HERA Kollaboration, hep-ex/9602007 (1996)

[55] Aston et al., Nucl. Phys. B209, 56 (1982)

[56] Cassel et al., Phys. Rev. D24, 2787 (1981)

[57] Wittek et al., Z. Phys. C44, 175 (1989)

[58] Jones et al., Z. Phys. C27, 43 (1985)

[59] Particle Data Group, Phys. Rev. D 54, 471 (1996)

[60] Atwood, D., Eilam,G.,Soni,A., hep-ph/9411367, SLAC-PUB-6716 (1994)

[61] Rosner,J.L., Phys. Rev. D 42, 3732 (1990)

[62] Bernard,C., Labrenz,J., Soni,A., Phys. Rev. D49, 2537 (1994)

[63] Bernard, C., Draper, T., Hockney, G., Doni, A., Phys. Rev. D40, 3708 (1989)

[64] Gavela,M.B., Petrarca,S., Martinelli, G.,Pene,O., Phys. Lett. B206, 113 (1988)

[65] DeGrand,T.A., Loft,R.D., Phys. Rev. D38, 954 (1988)

[66] Krasemann,H., Phys. Lett. 96B, 397 (1980)

[67] Schubert,K.R., Proc. Int. Symp. Weak and Electrom. Interactions, Springer, Heidelberg, 471 (1986)

[68] Abramowicz et al., CDHS Koll., Zeit. Phys. C15, 19 (1982)

[69] Rabinowitz et al., CCFR Koll., Phys. Rev. Lett. 70, 134 (1993)

[70] Grinstein,B.,Isgur,N.,Scora,D.,Wise,M.B., Phys. Rev. D39, 799 (1989)

[71] Aoki et al., WA75 Koll., Prog. Theor. Phys. 89, 131 (1993)

[72] Acosta et al., CLEO Koll., Phys. Rev. D 49, 5690 (1994)

[73] Bai et al., BES Koll., Phys. Rev. Lett. 74, 4599 (1995)

[74] Anticic,T., Kunin,A., Pakhlov,P., L3 Internal Note 1988, (1996)

[75] Kodama et al., E653 Koll., hep-ex/9606017 (1996)

[76] Richman, J., Vortrag ICHEP'96 (Warschau) (1996)

[77] Hwang,D.S., Kim,G.H., Phys. Lett. B367, 353 (1996)

[78] Okun,L.B., Lepton and Quarks

[79] Particle Data Group, Phys. Rev. D 54, 256 (1996)

[80] Alexander et al., OPAL-Kollaboration, CERN-PPE/96/121 (1996)

[81] Kölbig, K.S., Schorr, B., Comp. Phys. Comm. 31, 97 (1987)

[82] Armenise et al., CHORUS Koll., CERN-SPSC/90-42 (1990)
de Jong et al., CHORUS Koll., CERN-PPE/93-131 (1993)

[83] Heijne, E., CERN Yellow Report 96-06 (1996) Acquistapace et al., CERN-ECP/95-14 (1995)

[84] Van der Meer, S., Yellow Report, CERN 61-07 (1961)

[85] Gairegat et al., CHARM II Koll., Phys. Lett. B 232, 539 (1989)

[86] Foos,C., CHARM II internal note, unpublished
Sorrentino,S. ,Laurea Thesis, Universita 'Federico II', Naples (1995)
Van de Vyver,B., Zucchelli,P., CERN-PPE/96-113 (1996)

[87] Ushida et al., Nucl. Intr. Meth. A 224, 50 (1984)

[88] Aoki et al., Nucl. Instr. Meth. A 274, 64 (1989)

[89] CHORUS internal report, zu veröffentlichen

[90] van der Graaf et al., Nucl. Instr. Meth. A307, 220 (1991)

[91] Acosta et al., Nucl. Instr. Meth. A308, 481 (1991)

[92] Di Capua et al., Nucl. Instr. Meth. A378, 221 (1996)

[93] Marel et al., Nucl. Instr. Meth. A141, 43 (1977)

[94] Dewulf et al., CHARM II Koll., Nucl. Instr. Meth. A263, 109 (1988)

[95] CHORUS internes Programmpacket

[96] Sjöstrand,T., CERN LUTP 95-20 (1995)

[97] Particle Data Group, Montanet et al., 1403 (1994)
Particle Data Group, Montanet et al., 1596 (1994)

[98] Niwa,K. , Private Diskussion (1996)

[99] Kodama,K. et al., Nucl. Instr. and Meth. A289, 146 (1990)

[100] Kodama,K. et al., Nucl. Instr. and Meth. B93, 340 (1994)

[101] Buskulic et al., ALEPH-Kollaboration, Physics Letters B349, 585 (1995)