

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK

WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Untersuchung der Produktion von neutralen seltsamen Teilchen
in der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung
bei einer Strahlenergie von 490 GeV

Detlev Hantke

**FERMILAB
LIBRARY**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors ... der Naturwissenschaften
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. A.J.Buras

Prüfer der Dissertation:

1. Hon. Prof. Dr. N.Schmitz
2. Univ.-Prof. Dr. R.L.Mößbauer
3.

Die Dissertation wurde am 28.12.1992 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik
am 11.2.1993 angenommen.

gibb Paris AAF5216

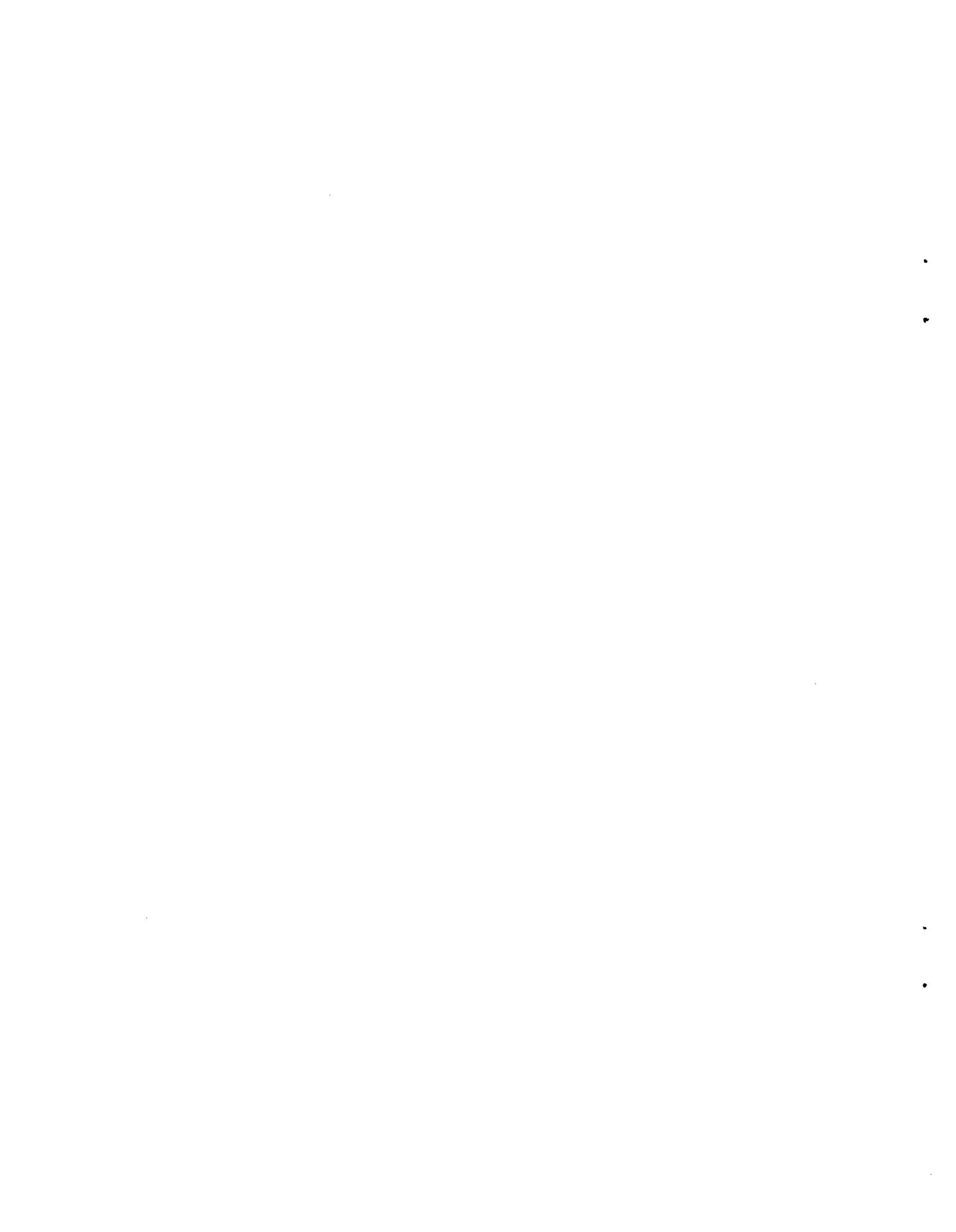
INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen und Definition der kinematischen Variablen	3
2.1. Grundlagen der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung	3
2.1.1. Definition der Ereignisvariablen	3
2.1.2. Definition der Teilchenvariablen	4
2.1.3. Der Wirkungsquerschnitt	5
2.1.4. Strahlungskorrekturen im Rahmen der <i>Quantenchromodynamik QCD</i>	7
2.1.5. Strahlungskorrekturen im Rahmen der <i>Quantenelektrodynamik QED</i>	8
2.2. Eigenschaften von K^0 -Mesonen und Λ -Hyperonen	9
2.2.1. Quantenzahlen und grundlegende Eigenschaften der K^0 -Mesonen	9
2.2.2. Quantenzahlen und grundlegende Eigenschaften der Λ -Hyperonen	12
2.2.3. <i>CP</i> -Verletzung im K^0 -Zerfall	13
2.3. Modelle zur Hadron-Produktion	14
2.3.1. Einführung	14
2.3.2. Die Simulation von <i>QCD</i> -Effekten	15
2.3.3. Das Modell der <i>String</i> -Fragmentation	16
2.3.4. Die Produktion von seltsamen Teilchen im Modell der <i>String</i> -Fragmentation	18
3. Das Experiment E665	31
3.1. Allgemeine Beschreibung des Experiments	31
3.2. Der Myonstrahl	32
3.2.1. Die Erzeugung des Myonstrahls	32
3.2.2. Das Strahl-Spektrometer	33
3.3. Beschreibung des <i>Nachweisdetektors</i>	34
3.3.1. Beschreibung des <i>Vertex-Spektrometers</i>	34
3.3.2. Beschreibung des <i>Vorwärts-Spektrometers</i>	35
3.4. Die Trigger des Experiments	36
3.4.1. Der <i>LAT</i> -Trigger	37
3.4.2. Der <i>SAT</i> -Trigger	37
3.4.3. Der Trigger für die Streamerkammer	37
4. Die Reduktion der Daten und die Rekonstruktion der Ereignisse	43
4.1. Die Aufteilung der Daten und das <i>Filter</i> -Programm für die Ereignisse im Vorwärts-Spektrometer	43
4.1.1. Der <i>LAT</i> -Filter	43
4.1.2. Der <i>SAT</i> -Filter	43

4.2. Die Rekonstruktion der Ereignisse im Vorwärts-Spektrometer	44
4.2.1. Das Spurenerkennungs-Programm <i>PR</i>	44
4.2.2. Das Spurfit-Programm <i>TF</i>	45
4.2.3. Das <i>Myon-Match</i> -Programm	45
4.2.4. Das <i>Vertex</i> -Programm	46
4.3. Die Datenreduktion und Rekonstruktion der Ereignisse in der Streamerkammer.....	47
4.3.1. Die <i>Scan-Liste</i> und die Messung der Filme	47
4.3.2. Die Rekonstruktion der Ereignisse in der Streamerkammer	47
4.4. Die <i>Monte-Carlo</i> -Simulation der Ereignisse	48
5. Die Auswahl der Kandidaten von neutralen seltsamen Teilchen	55
5.1. Einleitung	55
5.2. Vergleich von kinematischen Größen in den Vorwärts-Spektrometer- und Streamerkammer-Ereignissen	56
5.3. Die kinematischen Fits mit dem <i>SQUAW</i> -Fit-Programm	57
5.3.1. Beschreibung der <i>3C</i> -Fits	57
5.3.2. Die Modifikation der Fehlermatrizen für die kinematischen Fits	58
5.4. Die Auswahl der K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten in den Vorwärts-Spektrometer-Daten	60
5.4.1. Die Auswahl der K_S^0 -Kandidaten	60
5.4.2. Die Auswahl der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten	62
5.5. Die Auswahl der K_S^0 - und Λ -Kandidaten in den Streamerkammer-Daten	63
5.5.1. Die Auswahl der K_S^0 -Kandidaten	64
5.5.2. Die Auswahl der Λ -Kandidaten	65
6. Die Korrektur der Daten	82
6.1. Die Akzeptanzschnitte.....	82
6.2. Die Bestimmung der Korrekturfaktoren	83
6.3. Die Subtraktion des Untergrunds	85
6.4. Die Qualität der Rekonstruktion der kinematischen Variablen	86
6.5. Die Effizienz der Rekonstruktion von neutralen seltsamen Teilchen	87
6.5.1. Die Effizienz der Rekonstruktion in den <i>FS</i> -Daten	87
6.5.2. Die Effizienz der Rekonstruktion in den <i>SC</i> -Daten	89
7. Ergebnisse für die Produktion von neutralen <i>K</i>-Mesonen	95
7.1. Die mittlere Multiplizität als Funktion der Ereignisvariablen Q^2 , x_{Bj} , ν und W^2	95
7.2. Die normierten Verteilungen von y^* und x_F	97

7.3. Das Quadrat p_T^2 des Transversalimpulses.....	98
7.4. Vergleich mit Ergebnissen aus anderen Experimenten.....	99
7.5. Die Produktion von geladenen K^* -Mesonen in den FS -Daten.....	100
7.6. Ereignisse mit 2 neutralen K -Mesonen in den FS -Daten.....	102
7.7. Vergleich der Produktion von neutralen K -Mesonen in $D_2 + H_2$ und Xe in den FS -Daten.....	103
7.8. Die Abschätzung der systematischen Fehler.....	103
7.8.1. Die systematische Unsicherheit bei der Normierung der Verteilungen.....	103
7.8.2. Die systematische Unsicherheit bei der Auswahl der K_S^0 -Mesonen.....	104
7.8.3. Systematische Effekte bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren für die Zahl der K_S^0 -Mesonen.....	104
7.8.4. Systematische Effekte bei der Rekonstruktion der Ereignisse.....	104
7.8.5. Die Bestimmung der gesamten systematischen Unsicherheit.....	105
8. Ergebnisse für die Produktion von Λ- und $\bar{\Lambda}$-Hyperonen	119
8.1. Die mittlere Multiplizität als Funktion von Q^2, x_{Bj}, ν und W^2	119
8.2. Die normierten Verteilungen von y^* und x_F	120
8.3. Das Quadrat p_T^2 des Transversalimpulses.....	121
8.4. Produktionsverhältnisse von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, Vergleich der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Produktion in $D_2 + H_2$ und Xe	121
8.5. Vergleich mit Ergebnissen aus anderen Experimenten.....	122
8.6. Die Abschätzung der systematischen Fehler.....	123
9. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen des Lund-Modells	133
9.1. Vergleich der Ergebnisse für die Produktion von neutralen K -Mesonen.....	134
9.2. Vergleich der Ergebnisse für die Produktion von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen.....	135
9.3. QCD -Effekte im mittleren Quadrat des Transversalimpulses.....	136
9.4. Die Bestimmung des s/u -Parameters im $Lund$ -Modell.....	138
10. Zusammenfassung und Ausblick	144
Anhang A: Am Experiment E665 beteiligte Institute	148
Anhang B: Kinematische Fits mit dem SQUAW-Fit-Programm	149
B.1. Definition der Größen.....	149
B.2. Die Anpassung der Spurparameter.....	150

B.3. Die Methode der \mathcal{BC} -Fits für die V^0 -Vertizes	151
Anhang C: Die Berücksichtigung der Magnetfeld-Abhängigkeit für die Fehlermatrizen der Spuren im V^0 -Zerfall	154
Literaturverzeichnis	155



1. Einleitung

Ergebnisse aus der tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung zeigten bereits Ende der 60-er Jahre^{[1],[2]}, daß Nukleonen aus einzelnen Bestandteilen, den sog. *Quarks* aufgebaut sind. Mit der Entwicklung des *Quark-Parton-Modells (QPM)*^[3] ließen sich diese Resultate erfolgreich theoretisch beschreiben, und erst in nachfolgenden Experimenten mit weit höheren Energien^{[4],[5],[6]} ließen sich Abweichungen vom *QPM* beobachten, die im Rahmen der *Quantenchromodynamik (QCD)* durch die Wechselwirkung von *Gluonen*, Quarks und Antiquarks erklärt wurden.

Die Eigenschaften der Quarks lassen sich nicht direkt experimentell beobachten, da Quarks nicht als freie Teilchen auftreten, sondern in Hadronen gebunden sind (sog. '*Confinement*'). Sie müssen vielmehr indirekt, z.B. aus Analysen der *Strukturfunktionen* oder in der Untersuchung der Hadronproduktion erschlossen werden.

In der Theorie der *Quantenelektrodynamik (QED)* findet für die Elektron- oder die Myon-Nukleon-Streuung die Wechselwirkung mit dem Nukleon durch den Austausch eines *virtuellen Photons* statt. Dieses trifft auf ein Quark oder Antiquark im Nukleon, das in 2 Teile aufbricht, die in der sog. *Fragmentationsphase* im wesentlichen voneinander getrennt in Hadronen übergehen. Aus dem getroffenen Quark entstehen in der Fragmentationsphase die sog. '*Stromfragmente*' und aus dem Rest des getroffenen Nukleons die sog. '*Targetfragmente*'. Die Fragmentation läßt sich bis jetzt theoretisch nur sehr unvollständig erklären und ist am ehesten phänomenologisch im Rahmen des aus dem *Field-Feynman-Modell*^[7] hervorgegangenen *Lund-String-Modells*^{[8],[9]} zu verstehen.

Die Untersuchung der Produktion von seltsamen Teilchen, wie z.B. den Λ - oder den K^0 -Teilchen, ist besonders interessant, da diese s - oder \bar{s} -Quarks enthalten, die nicht als *Valenzquarks* im Nukleon vorhanden sind. Die s - oder \bar{s} -Quarks stammen vielmehr aus dem sog. *Nukleon-See* (virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die im Nukleon enthalten sind), oder aus dem Zerfall von *Charm*-Teilchen, oder sie werden erst in der Fragmentation erzeugt.

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von neutralen K -Mesonen und Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in der tief-inelastischen Streuung von Myonen an Deuterium, Wasserstoff und Xenon untersucht. In der Analyse fanden Daten aus dem E665-Experiment am *Fermilab* in Chicago, Illinois, USA, Verwendung. Die Myonen stammten vom bis heute weltweit energiereichsten 490-GeV-*New-Muon*-Strahl des *Tevatron*-Protonenbeschleunigers.

Die neutralen K^- , Λ^- und $\bar{\Lambda}^-$ -Teilchen ließen sich durch ihren charakteristischen Zerfall in 2 geladene Spuren (sog. '*V⁰-Zerfall*' wegen der V-Form der beiden ionisierenden Zerfallsspuren) beobachten. Die schnellen Teilchen wurden in einem *Vorwärts-Spektrometer* und die langsameren in einer *Streamer-kammer* nachgewiesen. Durch Kombination dieser beiden Detektorteile im Experiment ergab sich eine annähernd vollständige Winkelakzeptanz für die in der Wechselwirkung erzeugten geladenen Hadronen.

Die Gliederung der Arbeit ist wie folgt: Kap. 2. gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen, Kap. 3. eine kurze Beschreibung des Experiments E665 und Kap. 4. eine zusammenfassende Darstellung der Ereignisrekonstruktion. Kap. 5. beschreibt die Selektion und Kap. 6. die Korrektur der Daten. Die experimentellen Ergebnisse für die neutralen K -Mesonen werden in Kap. 7. und für die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in Kap. 8. dargestellt. In Kap. 9. werden diese experimentellen Resultate mit den Vorhersagen des *Lund*-Modells verglichen und interpretiert. Eine Zusammenfassung der Arbeit wird in Kap. 10. gegeben.

Die im Text erwähnten Abbildungen befinden sich jeweils am Schluß der einzelnen Kapitel.

2. Theoretische Grundlagen und Definition der kinematischen Variablen

2.1. GRUNDLAGEN DER TIEFINELASTISCHEN LEPTON-NUKLEON-STREUUNG

Die *Quantenelektrodynamik (QED)* beschreibt die Wechselwirkung von geladenen Teilchen durch den Austausch von virtuellen Photonen. In der tief-inelastischen Streuung von geladenen Leptonen an Nucleonen werden dabei Elektronen oder Myonen an einem Proton oder Neutron eines Atomkerns inelastisch gestreut. Der Ausdruck 'inelastisch' umschreibt hierbei die Tatsache, daß im Endzustand mehrere Hadronen vorhanden sind. Für die Myon-Nucleon-Streuung läßt sich diese Reaktion symbolisch in der Form

$$\mu + N \rightarrow \mu' + X \quad (2.1)$$

darstellen; mit μ, μ' als ein- bzw. auslaufenden Myonen, N als Target-Nucleon und X als hadronischem Endzustand.

Im *Quark-Parton-Modell*^[3] erfolgt die Reaktion an einem *Valenzquark*, oder an einem (Anti-) *Seaquark* eines Nucleons (siehe Abb. 2.1a.)-b.)).

Die sog. *Seaquarks* werden dabei im Rahmen der *Quantenchromodynamik (QCD)* aus der Vakuumpolarisation durch Umwandlung von *Gluonen* in Quark-Antiquark-Paare erzeugt.

Das getroffene Quark Q oder Antiquark \bar{Q} absorbiert das ausgetauschte virtuelle Photon γ^* und geht nach der Streuung in ein gestreutes Quark Q' oder Antiquark \bar{Q}' vom gleichen *Flavor*-Gehalt über. Das gestreute (Anti-)Quark ist nach der Reaktion jedoch nicht frei (sog. *Confinement*), sondern geht zusammen mit den Restteilen des getroffenen Target-Nucleons durch die *Fragmentation* in den hadronischen Endzustand X über.

Im hadronischen *Schwerpunktsystem (CMS)*^{*} sind die Impulse des ausgetauschten virtuellen Photons und des Target-Nucleons vom gleichen Betrag und von entgegengesetzter Orientierung. In diesem System läßt sich deutlich nach sog. *Stromfragmenten* und *Targetfragmenten* unterscheiden (s. Abb. 2.2): nach der Wechselwirkung gehen die *Stromfragmente*, die aus dem getroffenen (Anti-)Quark entstehen, vorwiegend in Richtung des virtuellen Photons (*Vorwärtshemisphäre*) und die *Targetfragmente* in Richtung des Target-Nucleons (*Rückwärtshemisphäre*).

2.1.1. DEFINITION DER EREIGNISVARIABLEN

Als Ereignisvariablen finden in dieser Arbeit die Größen Q^2, W, x_{Bj}, y_{Bj} und ν Verwendung. Bei fester Primärenergie des Myons genügt mit Ausnahme des (y_{Bj}, ν) -Paares eine Kombination von jeweils 2 dieser Variablen, um die Reaktionskinematik vollständig zu beschreiben.

Mit den Vierimpulsen k_α und k'_α der ein- bzw. auslaufenden Myonen lassen sich der *Vierimpulsübertrag* q_α durch

$$q_\alpha = k_\alpha - k'_\alpha \quad , \quad (2.2)$$

^{*}) *CMS* steht für *Center of Mass System*.

das negative Quadrat des Vierimpulsübertrags Q^2 nach

$$Q^2 = -q_\alpha q^\alpha = -2(m_\mu^2 - EE' + |\vec{k}| |\vec{k}'| \cos \theta_{sc}) \quad (2.3)$$

und der Energieübertrag ν im Laborsystem nach

$$\nu = E - E' \quad (2.4)$$

definieren.

Hier bezeichnen E, E' die Energien und \vec{k}, \vec{k}' die Impulse der ein- bzw. auslaufenden Myonen und θ_{sc} den Streuwinkel, jeweils gemessen im Laborsystem. Im Grenzfall der Vernachlässigung der Myonmasse m_μ erhält man

$$Q^2 \simeq 4EE' \sin^2 \frac{\theta_{sc}}{2} \quad (2.3a)$$

Die Größe Q^2 ist ein Maß dafür, wie weit feine Strukturen im Inneren des Nukleons räumlich aufgelöst werden können.

Die *invariante Masse* W des hadronischen Endzustands X läßt sich berechnen nach

$$W^2 = (p_\alpha + q_\alpha)(p^\alpha + q^\alpha) = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (2.5)$$

p_α ist dabei der Vierimpuls des Target-Nukleons und M die Nukleonmasse.

Weiterhin Verwendung finden die sog. *Bjorken-Skalen-Variablen* x_{Bj}, y_{Bj} ^{[10],[11]}

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2p_\alpha q^\alpha} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.6)$$

$$y_{Bj} = \frac{p_\alpha q^\alpha}{p_\alpha k^\alpha} = \frac{\nu}{E} \quad (2.7)$$

Die Größen Q^2, W, x_{Bj}, y_{Bj} sind *Lorentz-invariant*, da sie aus Produkten von Viervektoren gebildet werden. Bei den Berechnungen wurde die Annahme gemacht, daß das Target-Nukleon im Laborsystem in Ruhe ist*).

2.1.2. DEFINITION DER TEILCHENVARIABLEN

Für die Analyse von Hadron-Verteilungen werden üblicherweise die Größen z, x_F, y^* und p_T^2 verwendet.

Die Teilchenvariablen x_F und y^* werden im hadronischen *CMS*, z und p_T^2 im Laborsystem berechnet.

*)Die sog. *Fermi-Bewegung* der Nukleonen im Atomkern ist unberücksichtigt. Für leichte Atomkerne ist dieser Effekt im kinematischen Bereich des E665-Experiments ($x_{Bj} \lesssim 0.2$) vernachlässigbar.

Die Variable z bezeichnet den Anteil der im Laborsystem gemessenen Energie E_h eines Hadrons am Energieübertrag ν :

$$z = \frac{E_h}{\nu} \quad (2.8)$$

Die Variable x_F ('Feynman- x ') ist definiert als

$$x_F = \frac{p_{h,l}^*}{p_{h,l}^{*max}} \simeq \frac{2p_{h,l}^*}{W} \quad (2.9)$$

Hier bezeichnet $p_{h,l}^*$ die im hadronischen *CMS* berechnete Impulskomponente eines Hadrons in Richtung des virtuellen Photons (' l ' steht für longitudinal) und $p_{h,l}^{*max}$ deren maximal möglichen Wert bei festem W , der sich näherungsweise zu $W/2$ ergibt.

Die Größe p_T^2 mißt das Quadrat der Impulskomponente senkrecht zur Richtung des virtuellen Photons und besitzt sowohl im Laborsystem als auch im hadronischen *CMS* den gleichen Wert.

Eine weitere wichtige Variable ist die sog. *Rapidity* y^* , definiert als

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E_h^* + p_{h,l}^*}{E_h^* - p_{h,l}^*} \quad (2.10)$$

Hier bezeichnet E_h^* die Energie des Hadrons, berechnet im hadronischen *CMS*.

Für in der Vorwärtshemisphäre erzeugte Hadronen sind die Werte von x_F und y^* positiv, für jene, die in der Rückwärtshemisphäre erzeugt wurden, negativ. Für $x_F \gtrsim 0.2$ gilt in guter Näherung $x_F \simeq z$.

2.1.3. DER WIRKUNGSQUERSCHNITT

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx_{Bj}dy_{Bj}$ für die tief-inelastische Myon-Nukleon-Streuung (2.1) läßt sich in der Form^[12]

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{Bj}dy_{Bj}} = \frac{8\pi\alpha^2 ME}{(Q^2)^2} \left[y_{Bj}^2 x_{Bj} F_1(Q^2, \nu) + \left(1 - y_{Bj} - \frac{x_{Bj} y_{Bj} M}{2E} \right) F_2(Q^2, \nu) \right] \quad (2.11)$$

darstellen. α ist die *Feinstrukturkonstante*, gegeben durch^[12]

$$\alpha = \frac{e^2}{2hc} \simeq \frac{1}{137.0360} \quad (2.12)$$

mit der *Elektron-Ladung* e , der *Lichtgeschwindigkeit* c und dem *Planck'schen Wirkungsquantum* h .

$F_1(Q^2, \nu)$ und $F_2(Q^2, \nu)$ sind die sog. *Strukturfunktionen*. Sie geben Aufschluß über die Verteilung der *Partonen* im Nukleon.

Im Rahmen des *Quark-Parton-Modells*^[3] sind die Strukturfunktionen unabhängig von Q^2 und im Grenzfall für $Q^2 \rightarrow \infty, \nu \rightarrow \infty$ bei festgehaltenem Verhältnis Q^2/ν (d.h. $x_{Bj} = \text{const.}$) endlich (sog. *Bjorken-Skalen-Hypothese*^[10]) und damit nur Funktionen von x_{Bj} .

Im Falle von *Spin-1/2-Dirac-Partonen* ergibt sich die *Callan-Gross-Beziehung*^[13]

$$\frac{2F_1(x_{Bj}) \cdot x_{Bj}}{F_2(x_{Bj})} = 1 \quad (2.13)$$

Diese Relation ist experimentell recht gut erfüllt^[11]. Spin-0-Partonen, für die sich in (2.13) ein Wert von 0 ergeben würde, sind demnach ausgeschlossen.

Die Bedeutung der *Skalen-Hypothese* wird am besten verständlich, wenn man die Wechselwirkung in einem System betrachtet, in dem das Target-Nukleon einen sehr hohen Impuls besitzt (sog. '*Infinite Momentum Frame*'^[14]). In diesem System kann die Masse des Target-Nukleons vernachlässigt werden und der Vierimpuls des Nukleons p_α ist gegeben durch

$$p_\alpha = (P, 0, 0, P) \quad (2.14)$$

Dieser Impuls teilt sich auf die Partonen auf, von denen das getroffene Parton Q den Anteil x und somit den Impuls

$$p_\alpha^Q = xp_\alpha = (xP, 0, 0, xP) \quad (2.15)$$

besitzt (s. Abb. 2.3).

Unter der Annahme, daß das getroffene Quark vor und nach der Wechselwirkung auf der Massenschale ist ($m_Q^2 = 0$ mit der Quarkmasse m_Q), ergibt sich unter Berücksichtigung der Vierimpuls-Erhaltung und der Bedingung $m_Q^2 = (xp_\alpha)(xp^\alpha) = 0$

$$m_Q^2 = 0 = (xp_\alpha + q_\alpha)(xp^\alpha + q^\alpha) = m_Q^2 - Q^2 + 2xp_\alpha q^\alpha = -Q^2 + 2xp_\alpha q^\alpha \quad (2.16)$$

und damit

$$x = \frac{Q^2}{2p_\alpha q^\alpha} = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.17)$$

Der Anteil x des getroffenen Quarks am Nukleon-Impuls in diesem System läßt sich daher mit der Variablen x_{Bj} identifizieren und man erhält

$$x = x_{Bj} \quad (2.18)$$

Die Strukturfunktion F_2 läßt sich als Summe über die mit dem Quadrat der Quark-Ladungen e_{Qi} und dem Impulsanteil x gewichteten *Quark-Verteilungen* $Q_i(x)$ und den entsprechenden *Antiquark-Verteilungen* $\bar{Q}_i(x)$ darstellen nach^[11]

$$F_2(x) = x \sum_i e_{Qi}^2 [Q_i(x) + \bar{Q}_i(x)] \quad (2.19)$$

Die Summe geht hierbei über alle im Nukleon vorhandenen Quark-Flavors $i = u, d, s, c, b, t$. Nach Summation über die einzelnen Quark-Flavors und Integration über die Impulsanteile nach

$$\int \sum_i [Q_i(x) + \bar{Q}_i(x)] x dx \quad (2.20)$$

ergibt sich experimentell ein Wert von etwa 0.5^[15], sodaß nur etwa die Hälfte des Nukleon-Impulses im *Infinite-Momentum-Frame* von den Quarks und Antiquarks getragen wird — der verbleibende Impuls wird von Gluonen übernommen.

2.1.4. STRAHLUNGSKORREKTUREN IM RAHMEN DER QUANTENCHROMODYNAMIK QCD

In verschiedenen Experimenten wurde festgestellt, daß die Strukturfunktion F_2 nicht skalen-invariant ist, sondern eine Q^2 -Abhängigkeit besitzt^{[4]-[6]}.

Im Rahmen der *Quantenchromodynamik QCD*, die die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen beschreibt, läßt sich diese Abweichung vom *Skalen-Verhalten* quantitativ erklären.

Zusätzlich zu den in Abb. 2.1.a.)–b.) dargestellten Prozessen ergeben sich Korrekturen durch die Abstrahlung von Gluonen. Die wichtigsten Korrekturen sind schematisch in Abb. 2.4.a.)–d.) dargestellt. Im ersten Falle strahlt das getroffene (Anti-)Quark ein Gluon ab (sog. *Gluon-Bremsstrahlung*, Abb. 2.4.a.)–b.), im zweiten Falle dissoziiert ein Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar und eines dieser erzeugten Partonen wechselwirkt mit dem ausgetauschten virtuellen Photon (*Photon-Gluon-Fusion*, Abb. 2.4.c.)–d.). Diese Prozesse werden ausführlich in^[18] diskutiert.

In der Q^2 -Abhängigkeit von F_2 läßt sich folgendes Verhalten beobachten: Bei kleinen $x \lesssim 0.1$ nimmt F_2 mit Q^2 zu und bei großen $x \gtrsim 0.3$ mit Q^2 ab^[19] (s. Abb. 2.5).

Qualitativ läßt sich das so verstehen: Mit wachsendem Q^2 nimmt das Auflösungsvermögen zu und es lassen sich mehr Feinheiten in der Zusammensetzung des Target-Nukleons erkennen. Gluonen werden in Quarks und Antiquarks oder weitere Gluonen aufgespalten, bzw. (Anti-)Quarks emittieren Gluonen und dabei wird der Anteil des getroffenen Partons am Nukleon-Impuls zu kleineren Werten verschoben. Dies führt zu einer Abnahme der Partonenzahl bei großen und zu einer Anhäufung bei kleinen x .

Die Q^2 -Abhängigkeit der *Parton-Verteilungen* wird durch die *Altarelli-Parisi-Gleichungen*^{[20],[21]} dargestellt. In sie gehen die sog. *Splitting-Funktionen* für die Abstrahlung von Gluonen oder Aufspaltung von Gluonen in Quark-Antiquark-Paare oder Gluonen und die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ der *QCD* ein.

Die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ in niedrigster Näherung ist gegeben durch^[11]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.21)$$

mit dem *QCD-Skalenparameter* $\Lambda_{QCD} \simeq 0.2$ GeV und der Anzahl der Quark-Flavors n_f . Nur für $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, wo α_s klein ist, läßt sich eine *störungstheoretische* Beschreibung der Quark-Dynamik erhalten und auch nur dort lassen sich die *Altarelli-Parisi-Gleichungen*

anwenden. Im *nicht-perturbativen* Bereich $Q^2 \simeq \Lambda_{QCD}^2$ konnten bisher keine befriedigenden Modelle entwickelt werden.

Im Bereich sehr hoher $Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$ ist α_s klein und die Kopplung der (Anti-)Quarks schwach; man spricht daher von 'asymptotischer Freiheit', hingegen ist bei kleinen $Q^2 \ll 1 \text{ GeV}^2$ die Kopplung sehr stark ('Confinement' der Quarks).

Durch die Fragmentation ergeben sich aus den abgestrahlten Gluonen bzw. aus den in der Photon-Gluon-Fusion erzeugten Quark-Antiquark-Paaren zusätzliche *Jets* von Hadronen, die sich experimentell beobachten lassen^[22].

2.1.5. STRAHLUNGSKORREKTUREN IM RAHMEN DER QUANTENELEKTRODYNAMIK QED

Zusätzlich zu der bereits beschriebenen Wechselwirkung im sog. *Ein-Photon-Austausch* nach Abb. 2.1a.)-b.) ergeben sich Korrekturen höherer Ordnung in der *Feinstrukturkonstanten* α . Die *Feynman*-Diagramme der wichtigsten Korrekturen sind in Abb. 2.6a.)-d.) dargestellt. Die größten Korrekturen ergeben sich aus den Diagrammen 2.6c.)-d.), wo ein reelles Strahlungsphoton ausgesandt wird.

Im Bereich von kleinen x_{Bj} und großen y_{Bj} ist der Anteil von Ereignissen mit Strahlungsphotonen (radiative Ereignisse) relativ groß (s. Abb. 2.7). Hier ist zu beachten, daß die Variablen x_{Bj} und y_{Bj} für Strahlungsereignisse aus dem *einlaufenden* Myon vor der Abstrahlung des reellen Strahlungsphotons (s. Abb. 2.6c.)), bzw. aus dem *auslaufenden* Myon nach der Abstrahlung des reellen Strahlungsphotons (s. Abb. 2.6d.)) berechnet werden. Daher werden diese Größen auch als $x_{Bj,app}$ und $y_{Bj,app}$ bezeichnet*). Die auf diese Art berechneten Größen sind für Strahlungsereignisse mit großen systematischen Fehlern behaftet und beschreiben die Kinematik nicht richtig.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt σ_{meas} läßt sich darstellen in der Form^{[23],[24]}

$$\sigma_{meas} = f_{corr} \cdot \sigma_0 + \sigma_{rad} \quad , \quad (2.22)$$

wobei σ_0 den Beitrag des *Ein-Photon-Austausch*-Diagramms, f_{corr} die Modifikationen durch die *Vakuum polarisations-* und *Vertex-Korrekturen* (s. Abb. 2.6a.)-b.)) und σ_{rad} die Beiträge von Ereignissen mit reellen Strahlungsphotonen (Abb. 2.6c.)-d.)) beschreibt.

Gleichung (2.22) gilt nur bei Berücksichtigung von *Feynman*-Diagrammen bis zur 2. Ordnung in α — der Beitrag von Korrekturen höherer Ordnung ist jedoch klein verglichen mit σ_{meas} in (2.22).

Die Aufgabe von *Strahlungskorrekturen* ist es, den Beitrag des *Ein-Photon-Austausches* nach Abb. 2.1a.)-b.) aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt zu isolieren, bzw. die gemessenen Hadron-Verteilungen auf die Verteilungen der korrekt berechneten Variablen zu korrigieren. In den Monte-Carlo-Ereignissen wurden die *QED*-Strahlungskorrekturen mit Hilfe des *GAMRAD*-Computerprogramms berechnet^{[25],[26]}.

In σ_{rad} gehen weiterhin die Beiträge von Ereignissen mit Strahlungsphotonen ein, bei denen das getroffene Nukleon (*quasielastische Prozesse*) oder bei schweren Kernen der Atomkern selbst (*kohärente Prozesse*) intakt bleibt (s. Abb. 2.8a.)-b.)). Beide Prozesse tragen für tief-inelastische Streueignisse zum Untergrund bei.

*)Der Index 'app' steht für *apparant* = scheinbar, anscheinend.

Bei Berücksichtigung dieser Anteile $\sigma_{rad,qu}$ und $\sigma_{rad,coh}$ läßt sich der Beitrag der Strahlungsereignisse σ_{rad} durch

$$\sigma_{rad} = \sigma_{rad,inel} + \sigma_{rad,qu} + \sigma_{rad,coh} \quad (2.23)$$

darstellen. $\sigma_{rad,inel}$ umfaßt dabei den Beitrag der tief-inelastischen Ereignisse, in denen zusätzlich ein Strahlungsphoton emittiert wird.

In die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die inelastischen Strahlungsereignisse gehen die *Strukturfunktionen* F_1, F_2 ein, analog zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach (2.11).

Zur Berechnung der quasielastischen Prozesse benötigt man die *elastischen Proton- bzw. Neutron-Formfaktoren* $G_{Ep}, G_{En}, G_{Mp}, G_{Mn}$ ^{[27],[28]}. Der Index 'E' bezieht sich dabei auf die *elektrischen*, der Index 'M' auf die *magnetischen* Formfaktoren. Bei der Streuung an schweren Kernen wird dabei der Einfluß der *Fermi-Bewegung* durch einen Faktor $S(Q^2)$ berücksichtigt.

In die Berechnung des kohärenten Anteils findet der *elastische Kern-Formfaktor* Eingang, der experimentell^{[29],[30]} aus der Ladungsverteilung im Atomkern bestimmt wird.

Der Beitrag des kohärenten Anteils von Ereignissen mit Strahlungsphotonen ist bei schweren Kernen bei großen Werten von y_B ; sehr groß (s. Abb. 2.7) und der Beitrag von quasielastischen Strahlungsereignissen damit verglichen klein.

Zu bemerken ist, daß quasielastische oder kohärente Ereignisse ohne Emission von Strahlungsphotonen nicht in die Akzeptanz des Spektrometers gelangen, sondern erst durch Abstrahlung von Strahlungsphotonen der Streuwinkel so groß wird, daß die Ereignisse vom Trigger des Experiments angenommen werden.

In der Myonstreuung sind Strahlungskorrekturen im Vergleich zur Elektronstreuung aufgrund der größeren Myonmasse wesentlich reduziert, was ein herausragender Grund zur Verwendung von Myonstrahlen zur Erforschung der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung ist.

2.2. EIGENSCHAFTEN VON K^0 -MESONEN UND Λ -HYPERONEN

2.2.1. QUANTENZAHLN UND GRUNDLEGENDE EIGENSCHAFTEN DER K^0 -MESONEN

Das K^0 -Meson gehört zum *Nonett* der *pseudoskalaren Mesonen* im Rahmen der *Flavor-SU(3)*^[3] (s. Abb. 2.9a.)). Zusammen mit seinem Partner, dem K^+ -Meson bildet es ein *Iso-Dublett* vom *Isospin* $I = 1/2$. Analog gehören die jeweiligen Anti-Teilchen \bar{K}^0 bzw. K^- zu einem Iso-Dublett mit $I = 1/2$.

Diese beiden Iso-Dubletts unterscheiden sich durch die Quantenzahl der *Seltsamkeit* S^* . Die K^0 -, K^+ -Mesonen enthalten ein \bar{s} -Quark und besitzen die Seltsamkeit $S = +1$. Ihr

*) ursprünglich engl. *Strangeness*.

Quarkinhalt ist $d\bar{s}$ bzw. $u\bar{s}$. Ähnlich besitzen die \bar{K}^0 , K^- -Mesonen ein s -Quark und somit die Seltsamkeit $S = -1$ mit dem Quarkinhalt $\bar{d}s$ bzw. $\bar{u}s$.

Die Quantenzahlen der einzelnen Ladungszustände des K -Mesons sind in Tab. 2.1 dargestellt.

Tab. 2.1: Die Quantenzahlen der Ladungszustände des K -Mesons. Die Symbole S, P, J, I, I_3 bezeichnen der Reihe nach die Seltsamkeit, die Parität, den Spin, den Isospin und die z -Komponente des Isospins.

Ladungszustand	Quarkinhalt	S	P	J	I	I_3
K^+	$u\bar{s}$	+1	-1	0	1/2	+1/2
K^0	$d\bar{s}$	+1	-1	0	1/2	-1/2
\bar{K}^0	$\bar{d}s$	-1	-1	0	1/2	+1/2
K^-	$\bar{u}s$	-1	-1	0	1/2	-1/2

Die Eigenzustände der Seltsamkeit S , die quantenmechanischen Teilchenzustände $|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle$ sind jedoch keine Massen-Eigenzustände bzw. keine Eigenzustände des CP -Operators ($C =$ Ladungskonjugation, $P =$ Parität).

Quantentheoretisch hat dies seinen Ursprung in der Tatsache, daß die Operatoren CP und S , bzw. der Hamilton-Energieoperator H und S nicht miteinander vertauschen, d.h. es gilt:

$$[CP, S] \neq 0 \quad , \quad [H, S] \neq 0 \quad . \quad (2.24)$$

Erst durch Linearkombination der beiden Zustände $|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle$ lassen sich Massen-Eigenzustände $|K_S^0\rangle, |K_L^0\rangle$ konstruieren nach

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad , \quad |K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad . \quad (2.25)$$

Diese Zustände sind Eigenzustände von CP (auf die CP -Verletzung im K^0 -Zerfall wird in Kapitel 2.2.3. näher eingegangen) und H und man erhält im K -Ruhesystem

$$CP|K_S^0\rangle = +1|K_S^0\rangle \quad , \quad CP|K_L^0\rangle = -1|K_L^0\rangle \quad (2.26a)$$

und weiter

$$H|K_S^0\rangle = m_S|K_S^0\rangle \quad , \quad H|K_L^0\rangle = m_L|K_L^0\rangle \quad . \quad (2.26b)$$

Die Werte für die Teilchenmassen m_S bzw. m_L sind 497.671 ± 0.031 MeV mit einem sehr kleinen Unterschied von $\Delta m = m_L - m_S = 3.522 \times 10^{-12}$ MeV (s.^[12]).

Die Lebensdauern τ_S bzw. τ_L der beiden physikalischen Zustände sind jedoch sehr unterschiedlich und bemessen sich nach Multiplikation mit der Lichtgeschwindigkeit c zu $c\tau_S = 2.675$ cm bzw. $c\tau_L = 1550$ cm^{[12]*}.

*)daher die Indizierung mit den Buchstaben 'S' bzw. 'L' für 'short' bzw. 'long lived'.

Der Grund hierfür liegt in den unterschiedlichen Zerfallskanälen: das K_S^0 -Meson kann praktisch nur in 2 Pionen zerfallen, wogegen das K_L^0 -Meson mit einem großen Verzweigungsverhältnis ($BR > 1/3$ *) in 3 Pionen zerfällt und der 2-Pion-Zerfallskanal wegen CP -Erhaltung im Zerfall verboten ist. Unter Berücksichtigung des Phasenraumfaktors, der für den K_L^0 -Zerfall aufgrund der größeren Gesamtmasse der K_L^0 -Zerfallsprodukte ($m_L - 3m_\pi \simeq 80$ MeV, $m_S - 2m_\pi \simeq 220$ MeV) wesentlich kleiner als für den K_S^0 -Zerfall ist, ergibt sich auch eine viel größere Lebensdauer für die K_L^0 -Mesonen.

Beim Zerfall der K -Mesonen geht ein s - oder \bar{s} -Quark in *schwacher Wechselwirkung* nach Austausch eines geladenen *Vektorbosons* W^- bzw. W^+ in ein u - bzw. \bar{u} -Quark über. Dieser Zerfall ist *Cabibbo*-unterdrückt mit der Kopplungsstärke $G_F \sin \theta_C$ (*Fermi*-Konstante $G_F \simeq 1.166 \times 10^{-5}$ GeV $^{-2}$, *Cabibbo*-Winkel $\theta_C \simeq 13^\circ$, s.^[12]). Abb. 2.10 zeigt als Beispiel 2 Diagramme für den Zerfall von geladenen K -Mesonen.

Die lange Lebensdauer der K_L^0 -Mesonen bedingt, daß in den meisten Fällen ihr Zerfall in dem Experiment E665 nicht beobachtbar ist. Daher steht nur der K_S^0 -Anteil des $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Systems für die experimentelle Beobachtung zur Verfügung.

Die Hauptzerfallskanäle der K_S^0 -Mesonen (in Klammern die Verzweigungsverhältnisse) sind

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (BR = 68.61 \pm 0.28 \%) \quad (2.27a)$$

und

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad (BR = 31.39 \pm 0.28 \%) \quad (2.27b)$$

Nur der erste Zerfallstyp (2.27a) wird in dieser Arbeit verwendet.

Aus den beobachteten Zerfällen (2.27a) läßt sich die $(K^0 + \bar{K}^0)$ -Rate dann berechnen, wenn man das Verzweigungsverhältnis von 68.61 % und die Tatsache berücksichtigt, daß die Hälfte der erzeugten neutralen K -Mesonen in K_S^0 -Mesonen übergeht. Der Korrekturfaktor bemißt sich damit zu $2/0.6861 \simeq 2.915$.

Die neutralen K -Mesonen können entweder direkt in der Fragmentation erzeugt werden oder aus Zerfällen von Resonanzen entstehen. Die Produktion von neutralen K -Mesonen aus dem Zerfall der K^* -Resonanz wird in einem Teil dieser Arbeit (Kap. 7.5.) untersucht.

Das K^* -Meson gehört zum Nonett der *Vektormesonen* (s. Abb. 2.9b.)) mit Spinquantenzahl $J = 1$ und negativer Parität. Für die geladenen Zustände beträgt der Zentralwert der Masse 891.59 ± 0.24 MeV, und die Zerfallsbreite bemißt sich zu 49.8 ± 0.8 MeV (vgl.^[12]). Die K^* -Resonanz zerfällt in *starker Wechselwirkung* fast ausschließlich in ein K - und ein π -Meson. Da beide Mesonen keinen Spin besitzen, haben die Zerfallsteilchen nach dem Drehimpulserhaltungssatz einen relativen Bahndrehimpuls vom Betrag $h/2\pi$.

In Kap. 7.5. wird die Produktion der geladenen K^* -Zustände über den Zerfall in ein neutrales K -Meson und ein geladenes Pion nach

$$\begin{aligned} K^{*+} &\rightarrow K^0 \pi^+ \quad (BR = 2/3) \quad , \\ K^0 &\rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (BR = 0.5 \cdot 0.6861) \quad ; \end{aligned} \quad (2.28a)$$

*) 'BR' steht für 'Branching Ratio'.

$$\begin{aligned}
K^{*-} &\rightarrow \bar{K}^0 \pi^- , \\
\bar{K}^0 &\rightarrow K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-
\end{aligned}
\tag{2.28b}$$

untersucht.

Aus der Zahl der Kombinationen von K_S^0 -Zerfällen in 2 geladene Pionen mit geladenen Pionen vom Primärvertex lassen sich damit die Raten für die Produktion von geladenen K^* -Mesonen durch Multiplikation mit einem Faktor von $1.5 \cdot 2/0.6861 \simeq 4.37$ berechnen.

2.2.2. QUANTENZAHLEN UND GRUNDLEGENDE EIGENSCHAFTEN DER Λ -HYPERONEN

Das Λ -Hyperon gehört zum $SU(3)$ -Baryon-Oktett der Spin-Quantenzahl $J = 1/2$ mit positiver Parität (s. Abb. 2.11). Sein Quarkinhalt ist uds und es besitzt damit negative Seltsamkeit $S = -1$. Es bildet ein *Iso-Singlett* mit *Isospin* $I = 0$. Das Antiteilchen zum Λ -Hyperon ist das $\bar{\Lambda}$ mit dem Quarkinhalt $\bar{u}\bar{d}\bar{s}$.

Da das ud -Diquark sich im Λ im Rahmen der *Flavor-Spin-SU(6)* in einem Spin-Singlett-Zustand befindet, koppeln die Spins der u - und d -Quarks zu 0 und der Spin des Λ -Hyperons wird allein vom s -Quark getragen^[11]. Dies läßt sich experimentell sehr gut bestätigen: im Rahmen der *Flavor-Spin-SU(6)* wird in Einheiten des Kernmagnetons $\mu_p \simeq 3.152 \cdot 10^{-14} \text{ MeV T}^{-1}$ ^[12] ein Wert für das magnetische Moment $\mu_{\Lambda, SU(6)} = \mu_s = -0.58 \mu_p$ erwartet und ein Wert von $\mu_{\Lambda, exp} = (-0.613 \pm 0.004) \mu_p$ ^[12] experimentell beobachtet.

Die Masse des Λ -Hyperons bemißt sich zu $1115.63 \pm 0.05 \text{ MeV}$ und seine Lebensdauer mit c multipliziert beträgt 7.89 cm (vgl.^[12]). Ähnlich wie beim K -Zerfall wird im Λ -Zerfall ein s -Quark in *schwacher Wechselwirkung* in ein u -Quark umgewandelt (s. Abb. 2.12).

Die Hauptzerfallskanäle für den Λ -Zerfall sind

$$\Lambda \rightarrow p\pi^- \quad (BR = 64.1 \pm 0.5 \%) \tag{2.29a}$$

und

$$\Lambda \rightarrow n\pi^0 \quad (BR = 35.7 \pm 0.5\%) \tag{2.29b}$$

Ebenso wie im K_S^0 -Zerfall wird in dieser Arbeit der Zerfall in neutrale Teilchen nicht untersucht und die Λ -Rate aus den Zerfällen (2.29a) mit einem Korrekturfaktor von $1/0.641 \simeq 1.56$ berechnet.

Die *Paritätsverletzung* in der *schwachen Wechselwirkung* läßt sich in der Asymmetrie des Λ -Zerfalls beobachten. Die Winkelverteilung $W(\theta_p^*)$ im Schwerpunktsystem des Λ -Hyperons für den Winkel θ_p^* zwischen dem Λ -Polarisationsvektor und dem im Zerfall emittierten Proton gehorcht dabei der Beziehung^[11]

$$\frac{dW(\theta_p^*)}{d \cos \theta_p^*} \propto 1 - \alpha B \cos \theta_p^* \tag{2.30}$$

Hier kennzeichnet B den *Polarisationsgrad* und α den Grad der Paritätsverletzung — für $\alpha = 0$ ist die Parität erhalten. Experimentell erhält man einen Wert für α von 0.642 ± 0.013 ^[12].

2.2.3. CP-VERLETZUNG IM K^0 -ZERFALL

Experimentell wurde beobachtet, daß ein kleiner Teil ($3 \cdot 10^{-3}$, vgl.^[12]) der K_L^0 -Mesonen in 2 Pionen zerfällt^[31]. Dies war überraschend, da das 2-Pion-System den Erwartungswert von +1 für den CP -Operator besitzt, im Gegensatz zum Wert von -1 für K_S^0 -Mesonen.

Prinzipiell enthält der $|K_L^0\rangle$ -Zustand daher eine Beimischung von Zuständen mit Erwartungswerten von +1 für CP . Diese CP -Verletzung durch Beimischung von Zuständen mit anderen Erwartungswerten von CP bezeichnet man als *indirekte CP-Verletzung*^[32].

Für einen reinen $|K^0\rangle$ -Zustand erwartet man daher eine Interferenz der $|K_L^0\rangle$ - und $|K_S^0\rangle$ -Anteile im 2-Pion-Zerfallskanal, und die Zeitabhängigkeit der Zerfallsrate $W_{2\pi}(t)$ im Ruhesystem der K^0 -Mesonen ergibt sich zu

$$W_{2\pi}(t) \propto e^{-\Gamma_S t} + \eta^2 e^{-\Gamma_L t} + 2\eta e^{-(\Gamma_L + \Gamma_S)t/2} \cos(\Delta m t + \phi) \quad (2.31a)$$

Die Größen η und ϕ sind durch das Verhältnis r der Amplituden für den 2-Pion-Zerfall von K_L^0 - und K_S^0 -Mesonen nach

$$r = \frac{A(K_L^0 \rightarrow 2\pi)}{A(K_S^0 \rightarrow 2\pi)} = \eta e^{i\phi} \quad (2.31b)$$

definiert. Γ_L, Γ_S sind die Zerfallsbreiten für den 2-Pion-Zerfall der K_L^0 - bzw. K_S^0 -Mesonen. Der letzte Term in Gleichung (2.31a) beschreibt die Interferenz zwischen dem K_L^0 - und dem K_S^0 -Zerfall.

In den Gleichungen (2.31a-b) muß natürlich gesondert nach $\pi^+\pi^-$ - und $\pi^0\pi^0$ -Zerfällen unterschieden werden, für die sich eine entsprechende Definition für $r^{+-}, r^{00}, \eta^{+-}, \eta^{00}$ und ϕ^{+-}, ϕ^{00} ergibt.

Aus diesen Variablen können Kombinationen ϵ, ϵ' definiert werden durch

$$\epsilon = \frac{1}{3}(2r^{+-} + r^{00}) \quad , \quad \epsilon' = \frac{1}{3}(r^{+-} - r^{00}) \quad , \quad (2.32)$$

wobei ϵ' nur dann von 0 verschieden ist, wenn der 2-Pion-Zerfall in einen Zustand mit Isospin $I = 2$ erfolgt. Dies würde aber im Widerspruch zur $\Delta I = 1/2$ -Regel der schwachen Wechselwirkung stehen. Bei einem Wert ungleich 0 für ϵ' spricht man auch von *direkter CP-Verletzung*.

In Verbindung mit der *direkten CP-Verletzung* stehen die sog. 'Pinguin'-Diagramme; hier entsteht unter Austausch eines Gluons im Zwischenzustand ein virtuelles Quark u, c, t und ein W -Boson.

Die $K^0-\bar{K}^0$ -Mischung in der *indirekten CP-Verletzung* kann in sog. 'Box'-Diagrammen erklärt werden, wo 2 t -Quarks ausgetauscht werden und im Zwischenzustand 2 W -Bosonen vorhanden sind. Beide Diagramme sind in Abb. 2.13a.)-b.) dargestellt (vgl.^[33]).

Die Resultate von Experimenten am *CERN* (NA31, $\epsilon'/\epsilon = (3.3 \pm 1.1) \times 10^{-3}$ ^[34]) und am *Fermilab* (E731, $\epsilon'/\epsilon = (-0.4 \pm 1.4 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.)}) \times 10^{-3}$ ^[35]) sind nicht in Übereinstimmung — nach dem Experiment NA31 würde ein Wert von $\epsilon'/\epsilon = 0$ innerhalb von 3 Standardabweichungen ausgeschlossen sein.

Im Rahmen des verallgemeinerten Modells der *elektroschwachen Wechselwirkung* mit 6 Quark-Flavors^[36] ergibt sich für ϵ'/ϵ ein endlicher Wert in der Größenordnung von 10^{-2} .

Interessant in diesem Zusammenhang ist die Tatsache, daß nach dem *CPT-Theorem*^[37] alle Wechselwirkungen invariant unter dem Produkt der Operationen C , P und der Zeitspiegelung T sind und folglich eine CP -Verletzung mit einer Verletzung der T -Invarianz einhergeht.

Im weiteren Sinne kann eine CP -Verletzung den Überschuß der Baryonen bezogen auf die Anzahl der Antibaryonen und das Verhältnis der Zahl der Baryonen zur Anzahl der Photonen im Universum erklären^[38].

Es wird erwartet, daß sich in Zukunft im Zerfall von B -Mesonen die CP -Verletzung genauer studieren läßt^[39].

2.3. MODELLE ZUR HADRON-PRODUKTION

2.3.1. EINFÜHRUNG

Bei der feldtheoretischen Beschreibung der Hadron-Produktion in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung stellt sich das weitgehend unlösbare Problem der Berechnung von Matrix-Elementen für hadronische Endzustände mit hohen Multiplizitäten bis über 50; außerdem ist der Mechanismus der Fragmentation im Rahmen der *nichtperturbativen QCD* bis jetzt unverstanden.

So waren nur phänomenologische Modelle zur Beschreibung der Hadron-Produktion erfolgreich, die insbesondere in Computer-Programmen nach *Monte-Carlo*-Verfahren Verwendung fanden.

In diesen Modellen findet die Hadron-Produktion im wesentlichen in 3 getrennten Phasen statt: An erster Stelle steht der harte Streuprozeß (i), also die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem (Anti-)Quark des Target-Nukleons, modifiziert durch Berücksichtigung von *QCD*-Effekten. Es folgt die Fragmentation des gestreuten (Anti-)Quarks und des Nukleon-Restteils zu Hadronen (ii) und schließlich der Zerfall von Resonanzen oder anderer instabiler Teilchen ((iii), s. Abb. 2.14).

Die Vorhersagen der *QCD* sind für die Strukturfunktionen in der tief-inelastischen Streuung von Leptonen an Nukleonen^{[4]-[6]} und für die Jet-Produktion in der *Elektron-Positron-Vernichtung*^{[40]-[42]} weitgehend bestätigt worden, und es existiert eine Vielzahl verlässlicher Daten über den Zerfall von Resonanzen und instabilen Teilchen, sodaß allein die Fragmentationsphase mit Unsicherheiten behaftet ist.

Zwei verschiedene Konzepte sind mit den experimentellen Daten am besten verträglich^[43]: die Modelle der *String-Fragmentation* nach der *Lund-Gruppe*^{[8],[9]} und die Modelle der *Cluster-Fragmentation* nach der *Webber-Gruppe*^{[44]-[46]}.

Die Cluster-Fragmentations-Modelle stimmen in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung bei den bis jetzt zur Verfügung stehenden Energien bei weitem nicht so gut mit den experimentellen Daten überein^[47] wie z.B. in der Elektron-Positron-Vernichtung im LEP-Experiment.

2.3.2. DIE SIMULATION VON QCD-EFFEKTEN

1. Die Methode der Matrix-Elemente

In der Methode der *Matrix-Elemente* wird der relative Anteil der Korrekturen in 1. Ordnung der starken Kopplungskonstanten α_s (s. Abb. 2.4a.)–d.) und Kap. 2.1.4.) mittels QCD-Matrix-Elementen als Funktion der Variablen x_{Bj} und W bestimmt.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß sich Divergenzen ergeben, wenn eines der emittierten Partonen kollinear zum aussendenden Parton liegt.

In der Computer-Simulation werden Ereignisse mit invarianten Massen m_{ij} der Partonen i, j unterhalb von $y_{min} \cdot W^2$ (y_{min} ist ein Abschneideparameter) zu den Ereignissen ohne QCD-Korrekturen gerechnet.

Ebenso ergeben sich Divergenzen, wenn die Energie der emittierten Partonen gegen Null geht (sog. *soft-Divergenzen*) — es werden daher Ereignisse mit niederenergetischen Partonen unterhalb eines Abschneidewerts für die Partonenergie ebenfalls zu den Ereignissen ohne QCD-Korrekturen gerechnet.

2. Die Methode der QCD-Parton-Schauer

In der Methode der *QCD-Parton-Schauer*^{[43],[44]} wird unter Verwendung der *Altarelli-Parisi-Gleichungen*^{[20],[21]} das getroffene Parton in einen Schauer von Gluonen und (Anti-)Quarks entwickelt.

In der *raumartigen Kaskade* wird dabei die Entwicklung des getroffenen Partons vor der Wechselwirkung zeitlich rückwärts in das Target-Nukleon hinein und in der *zeitartigen Kaskade* zeitlich vorwärts nach der Absorption des virtuellen Photons verfolgt. Die emittierten Gluonen und (Anti-)Quarks können weitere (Anti-)Quarks und Gluonen aussenden, und der Betrag des Massenquadrats der Partonen im Schauer nimmt bei jeder Verzweigung ab, bis dieser für alle Partonen unterhalb eines Abschneidewerts liegt.

Die Kopplungsstärke des 3-Gluon-Vertex ist dabei wegen des höheren Grades an Farbfreiheit wesentlich größer als im Quark-Gluon-Quark-Vertex (das Verhältnis der Kopplungsstärken beträgt 9 : 4), sodaß in der Kaskade hauptsächlich Gluonen produziert werden.

Wichtig für eine korrekte QCD-Schauer-Simulation ist hierbei die Berücksichtigung der Tatsache, daß nach einer Gluon-Emission der Phasenraum für weitere Emissionen eingeschränkt wird (durch die Gluon-Emission wird die Farbladung des aussendenden Partons abgeschirmt). Dieser Tatsache wird entweder durch Ordnen nach der Variablen p_T^2 oder nach dem Emissionswinkel Genüge getan. In der *zeitartigen Kaskade* nehmen dabei die Werte von p_T^2 oder die Emissionswinkel in positiver Zeitrichtung ab, in der *raumartigen Kaskade* zu (s. Abb. 2.15).

Im Konzept der *QCD-Farbantennen* nach dem Programm *ARIADNE*^{[48],[49]} werden Gluonen und (Anti-)Quarks als Dipol-Antennen mit Farbe und Anti-Farbe betrachtet. Die Verzweigungen werden simuliert, indem jeder Dipol in 2 neue Dipole geteilt wird. Hierbei ergibt sich automatisch eine Winkelordnung im Schauer und es lassen sich azimutale Interferenzeffekte erzielen.

Die Matrix-Element- und die QCD-Schauer-Methode lassen sich nicht unbedingt miteinander vergleichen, da beide QCD-Prozesse von unterschiedlicher Ordnung in α_s und in verschiedenen Näherungen beschreiben. Es ist zu erwarten, daß bei hohen Energien wie z.B. im *HERA-Experiment*^[50] aufgrund der größeren Bedeutung perturbativer QCD-Effekte die

Methode der QCD -Schauer die Daten besser beschreibt, wogegen bei Energien wie im Experiment E665 zwischen beiden Methoden kein großer Unterschied bestehen sollte (vgl. [43],[51]).

2.3.3. DAS MODELL DER *STRING*-FRAGMENTATION

In den *String*-Fragmentations-Modellen [8],[9],[52] nach der *Lund*-Gruppe wird die Simulation des harten Streuprozesses und der Fragmentation von 2 getrennten Programmteilen übernommen. Der erste Teil des Programmpakets (*LEPTO*) übernimmt die Darstellung der Parton-Konfigurationen samt QCD -Korrekturen und im *JETSET*-Programm erfolgt die Fragmentation zu Hadronen und der Zerfall der instabilen Teilchen.

Die Simulation von QCD -Prozessen erfolgt dabei nach der Methode der Matrix-Elemente oder in den neuesten Versionen [8] auch nach der Methode der QCD -Schauer-Entwicklung.

Im folgenden soll die Methode der *String*-Fragmentation kurz dargestellt werden.

Im Rahmen der QCD erwartet man ein lineares Potential zwischen gebundenen Quarks und Antiquarks bei großen Abständen. Experimentell wurde diese Tatsache z.B. in der Meson-Spektroskopie bestätigt. Im *String*-Modell wird dies durch ein schlauchförmiges Farbfeld zwischen gebundenen masselosen Quarks und Antiquarks oder Quarks und Diquarks erreicht mit einer Energiedichte (Stringkonstante) κ von etwa 1 GeV/fm.

Der Farbstring aus einem Quark Q und einem Antiquark \bar{Q} dehnt sich mit der Zeit aus, und dabei wird kinetische Energie in potentielle Energie umgewandelt. Der Prozeß dauert so lange an, bis der String reißt und unter Produktion eines Quark-Antiquark-Paares $Q'\bar{Q}'$ das Farbfeld aufgespalten wird. Es entstehen 2 neue Strings $Q - \bar{Q}'$, $Q' - \bar{Q}$, die sich auf die gleiche Weise ausdehnen und weitere Teilungen folgen, bis die effektive Masse der Strings einen bestimmten Wert unterschreitet. Aus den (Anti-)Quarks einer Bruchstelle und den Quarks (Antiquarks) einer angrenzenden Bruchstelle werden Hadronen gebildet (s. Abb. 2.16a.)-b.)). Die raumzeitliche Ausdehnung des Strings kann mit der Rapidität y^* in Verbindung gebracht werden - bei großen Werten von (x, t) produzierte Hadronen besitzen große Werte der Rapidität.

Gluonen werden als Ecken auf einem String dargestellt und ihre Farbladungen aus den Farbstrings der verbundenen Quarks und Antiquarks dargestellt (s. Abb. 2.17).

Ist das getroffene Quark ein Valenzquark, so bildet dieses mit dem übrig gebliebenen Diquark einen Farbstring. Ähnlich ist der Fall der Streuung an einem u - oder d -Seequark, wo das übrig gebliebene \bar{u} - bzw. \bar{d} -Quark durch Kombination mit einem u - bzw. einem d -Quark des Target-Nukleons vernichtet wird und sich danach die gleiche Situation wie in der Valenzquark-Streuung ergibt.

Findet jedoch die Streuung z.B. an einem $s(\bar{s})$ -Quark statt, so wird aus dem übrig bleibenden $\bar{s}(s)$ -Quark in Kombination mit einem zufällig ausgewählten Quark(Diquark) des Target-Nukleons ein 'Mesonzustand' ('Baryonzustand') gebildet und aus dem getroffenen $s(\bar{s})$ -Quark mit dem verbleibenden Diquark(Quark) ein weiterer Farbstring geformt.

Im Falle der Photon-Gluon-Fusion (s. Abb. 2.4c.)-d.)) verbleibt das Nukleon-System in einem Farb-Oktett-Zustand und wird in ein Quark und ein Diquark aufgespalten. Das Quark bzw. Diquark bildet zusammen mit dem Antiquark bzw. dem Quark aus der Photon-Gluon-Fusion einen 'Meson-' bzw. 'Baryonzustand' (s. Abb. 2.18).

Die Wahrscheinlichkeit $dP(m_T^2)/dm_T^2$ der Produktion von Quarks mit einer Masse m und

einem transversalen Impuls p_T relativ zur Richtung des Farbstrings ist gegeben durch

$$\frac{dP(m_T^2)}{dm_T^2} \propto e^{-\pi m_T^2/\kappa} = e^{-\pi m^2/\kappa} e^{-\pi p_T^2/\kappa} \quad , \quad (2.33a)$$

mit der *transversalen Masse* m_T , definiert durch

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2 \quad . \quad (2.33b)$$

Bemerkenswert ist, daß das p_T -Spektrum der auf diese Weise erzeugten Quarks Flavor-unabhängig ist, da der massenabhängige bzw. vom Transversalimpuls abhängige Teil faktorisiert.

Der nach (2.33a) erzeugte transversale Impuls (*Fragmentations- p_T*) trägt zum Transversalimpuls der produzierten Hadronen senkrecht zum virtuellen Photon bei. Zusätzlich können durch die (Anti-)Quarks im harten Streuprozeß oder in der Fragmentation Gluonen abgestrahlt werden, die einen weiteren Beitrag zum Transversalimpuls der Hadronen liefern. Darüberhinaus trägt der Transversalimpuls des getroffenen (Anti-)Quarks im Nukleon (sog. *primordial p_T* , im *Lund-Modell* durch eine p_T^2 -Verteilung mit einstellbarer Breite berücksichtigt) zum Transversalimpuls der Hadronen bei.

Für das Produktionsverhältnis von $s\bar{s}$ -Paaren und $u\bar{u}$ -Paaren ergibt sich aus (2.33a) nach Einsetzen der Quarkmassen ein Wert in der Größenordnung von 0.3. Dieses Verhältnis läßt sich gesondert im Programm einstellen.

Die Energieverteilung der in der Fragmentation neu erzeugten Farbstrings wird von der sog. *Fragmentations-Funktion* $f(z)$ gesteuert, die angibt, welcher Bruchteil z der Summe $E + p_L$ aus String-Energie E und longitudinalem Impuls p_L in Richtung der String-Ausbreitung in das neu entstandene Farbstring-System einfließt.

Für die Produktion eines Hadrons mit einer transversalen Masse m_T findet dabei eine Funktion der Form

$$f(z) \propto \frac{1}{z} (1-z)^a e^{-bm_T^2/z} \quad (2.34)$$

mit den freien Parametern a und b Verwendung.

Baryonen in der Vorwärtshemisphäre werden in der einfachsten Weise durch Produktion von Diquark-Antidiquark-Paaren und somit stets in Verbindung mit Antibaryonen erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit der Produktion von Diquark-Antidiquark-Paaren relativ zur Produktion von Quark-Antiquark-Paaren wird durch einen freien Parameter geregelt. Die Produktion von Diquark-Antidiquark-Paaren mit Seltsamkeit kann im Modell durch einen Gewichts-Faktor im Verhältnis zur Produktion von Diquark-Antidiquark-Paaren ohne Seltsamkeit unterdrückt werden. Weiterhin kann der Beitrag der verschiedenen Spineinstellungen gesondert berücksichtigt werden.

Eine andere Methode zur Baryon-Erzeugung liefert der sog. *Popcorn-Mechanismus*. Hier werden keine Diquark-Antidiquark-Paare erzeugt, sondern ein Baryon oder ein Antibaryon durch Aneinanderreihung von 2 aufeinanderfolgenden Quark-Antiquark-Paaren gebildet.

Weitere freie Parameter im Modell bestimmen das Verhältnis der Anzahl von pseudoskalaren Mesonen und Vektormesonen, das sich aufgrund der Spinartung zu 1/3 ergibt, jedoch durch Massenunterschiede und andere Effekte verändert wird.

Ähnlich wird die Rate der *Oktett-* und *Dekuplett-*Baryonen durch freie Parameter gesteuert. Zu bemerken ist, daß viele höhere Resonanzen, wie z.B. eine Reihe von f - und a -Mesonen, in der Version *JETSET6.2* des *Lund-Modell* nicht erzeugt werden.

2.3.4. DIE PRODUKTION VON SELTSAMEN TEILCHEN IM MODELL DER *STRING*-FRAGMENTATION

Die Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit S hängt im *Lund-String-Modell* neben den Partonverteilungen von der Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von $s\bar{s}$ -Quark-Paaren und der Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Diquark-Antidiquark-Paaren mit Seltsamkeit ab.

Findet die Streuung an Valenzquarks statt, so müssen in jedem Falle zur Erzeugung von seltsamen Teilchen in der Fragmentation s - bzw. \bar{s} -Quarks generiert werden. Im Falle der Streuung an s - oder \bar{s} -Quarks kann das die Seltsamkeit bestimmende Quark bereits vom getroffenen Parton geliefert werden.

Die Wahrscheinlichkeit für letzteren Prozeß ist abhängig von der s -Quark-Verteilung $S(x, Q^2)$ im Target-Nukleon. Ähnlich können seltsame Teilchen auch in der Photon-Gluon-Fusion nach der Aufspaltung des Gluons in ein $s\bar{s}$ -Quark-Paar erzeugt werden, und in diesen Prozeß geht die Gluon-Verteilung $G(x, Q^2)$ ein.

Λ -Hyperonen werden relativ häufig in der Rückwärtshemisphäre erzeugt, da hier neben einem ud -Targetfragment nur noch in der Fragmentation ein $s\bar{s}$ -Quark-Paar benötigt wird (s. Abb. 2.19a.)). Im Falle der Streuung an einem \bar{s} -Quark kann das Λ -Hyperon sogar direkt aus dem übrigbleibenden s -Quark und einem ud -Targetfragment erzeugt werden (Abb. 2.19b.)).

Dagegen müssen für die Produktion von Λ -Hyperonen in der Vorwärtshemisphäre mindestens ein Diquark-Antidiquark-Paar oder 2 Quark-Antiquark-Paare generiert werden (Abb. 2.19c.)-d.)). Erfolgt die Streuung nicht an einem s -Quark, so muß jeweils eines dieser Teilchenpaare Seltsamkeit besitzen (Abb. 2.19c.)). Aus diesen Gründen ist die Λ -Rate in der Vorwärtshemisphäre klein.

In der Rückwärtshemisphäre ist die $\bar{\Lambda}$ -Produktion wesentlich geringer als die Λ -Produktion, da mindestens 2 Antiquarks im Fragmentationsprozeß erzeugt werden müssen.

K^0 -Mesonen können in der Vorwärtshemisphäre entweder direkt aus dem getroffenen Quark im Falle der Streuung an \bar{s} -Quarks oder nach Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares entstehen (vgl. Abb. 2.20a.)-b.)).

Aufgrund des einfacheren Produktionsmechanismus werden im zentralen Bereich (d.h. im Wertebereich von $y^* \simeq 0$) durch Erzeugung von $s\bar{s}$ -Paaren in der Fragmentation und in der Vorwärtshemisphäre wesentlich mehr ($K^0 + \bar{K}^0$)-Mesonen als Λ -Hyperonen erzeugt. In der Rückwärtshemisphäre ist ihre Erzeugung weniger häufig, da sie nicht auf einfache Weise aus dem übrigbleibenden Restteil des Nukleons erzeugt werden können. Abb. 2.20c.)-d.) zeigt 2 Beispiele zur Erzeugung von K^0 -Mesonen im Rückwärtsbereich ohne Aufbrechen eines Target-Diquarks in der Seequark-Streuung.

ABBILDUNGEN KAPITEL 2.

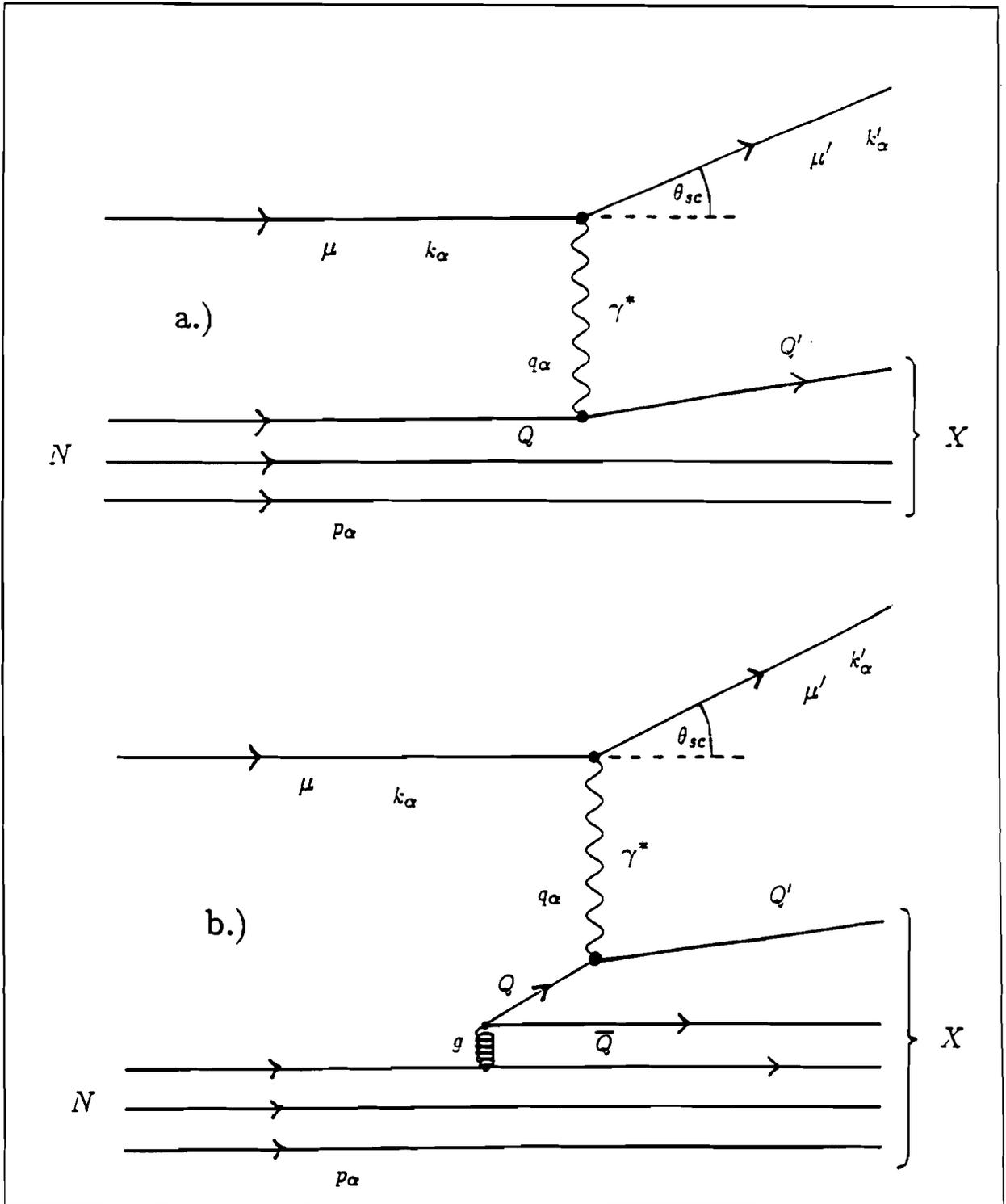


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung : a.) Streuung an einem Valenzquark, b.) Streuung an einem Seequark.

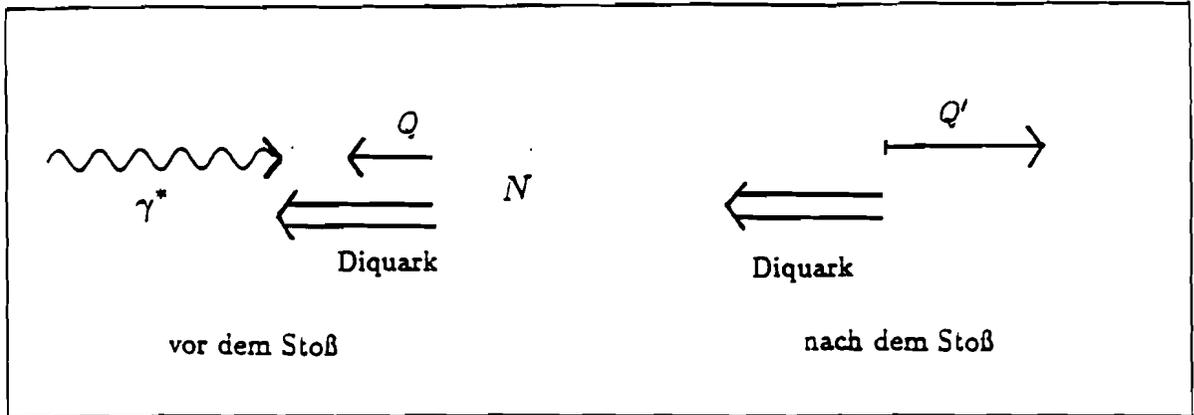


Abb. 2.2: Schema der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung im hadronischen CMS.

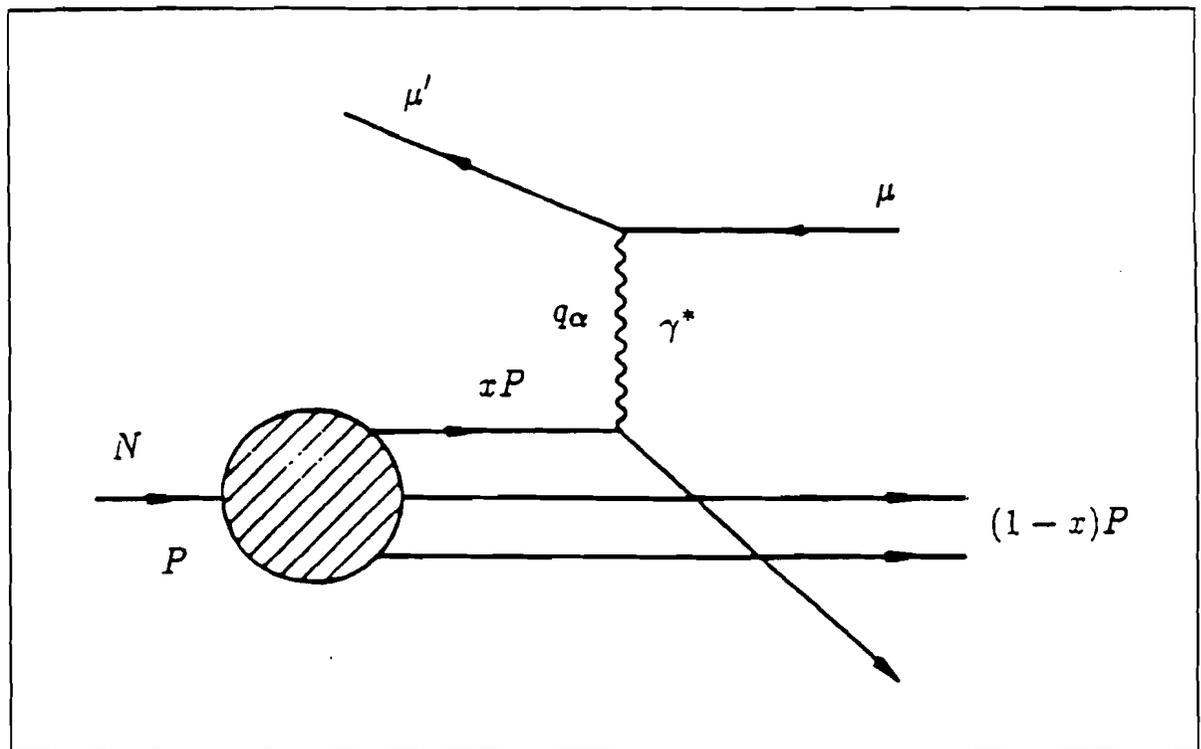


Abb. 2.3: Schema der tiefinelastischen Myon-Nukleon-Streuung im 'Infinite Momentum Frame'.

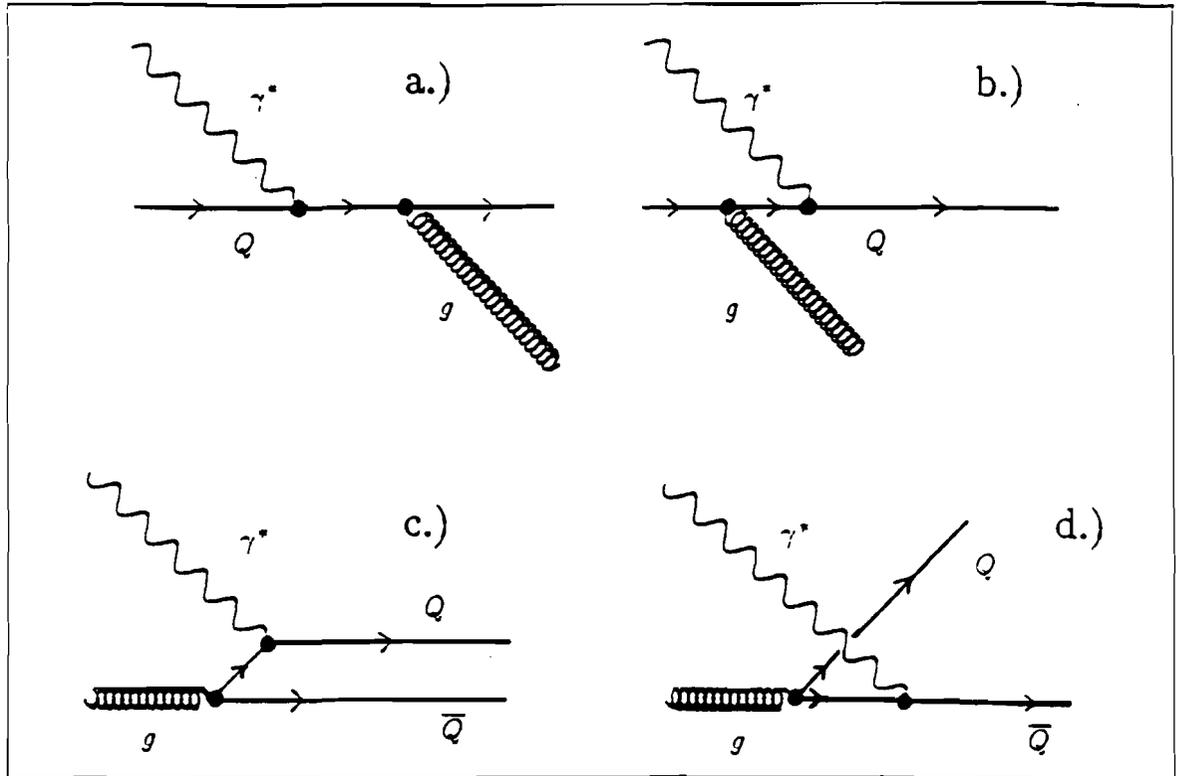


Abb. 2.4: Feynman-Diagramme der wichtigsten QCD-Korrekturen: a.)+b.) Gluon-Bremsstrahlung, c.)+d.) Photon-Gluon-Fusion

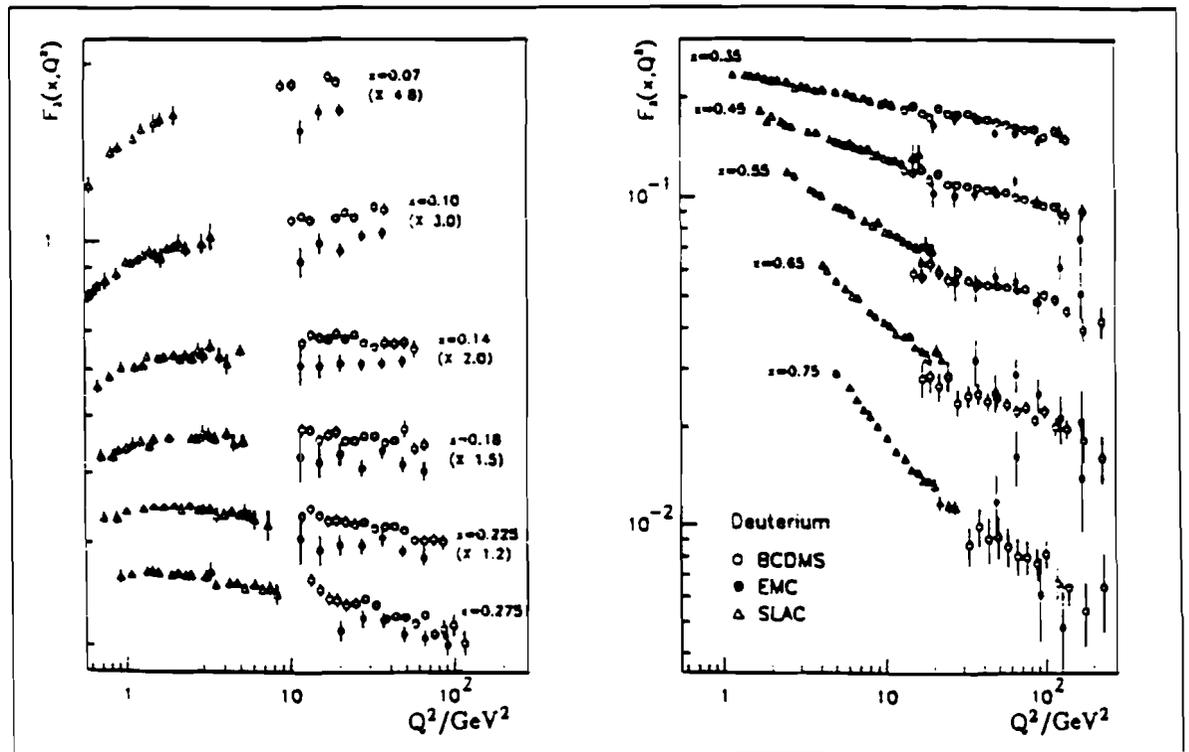


Abb. 2.5: Q^2 - und x_B -Abhängigkeit von F_2 ; Ergebnisse der BCDMS-Kollaboration^[19].

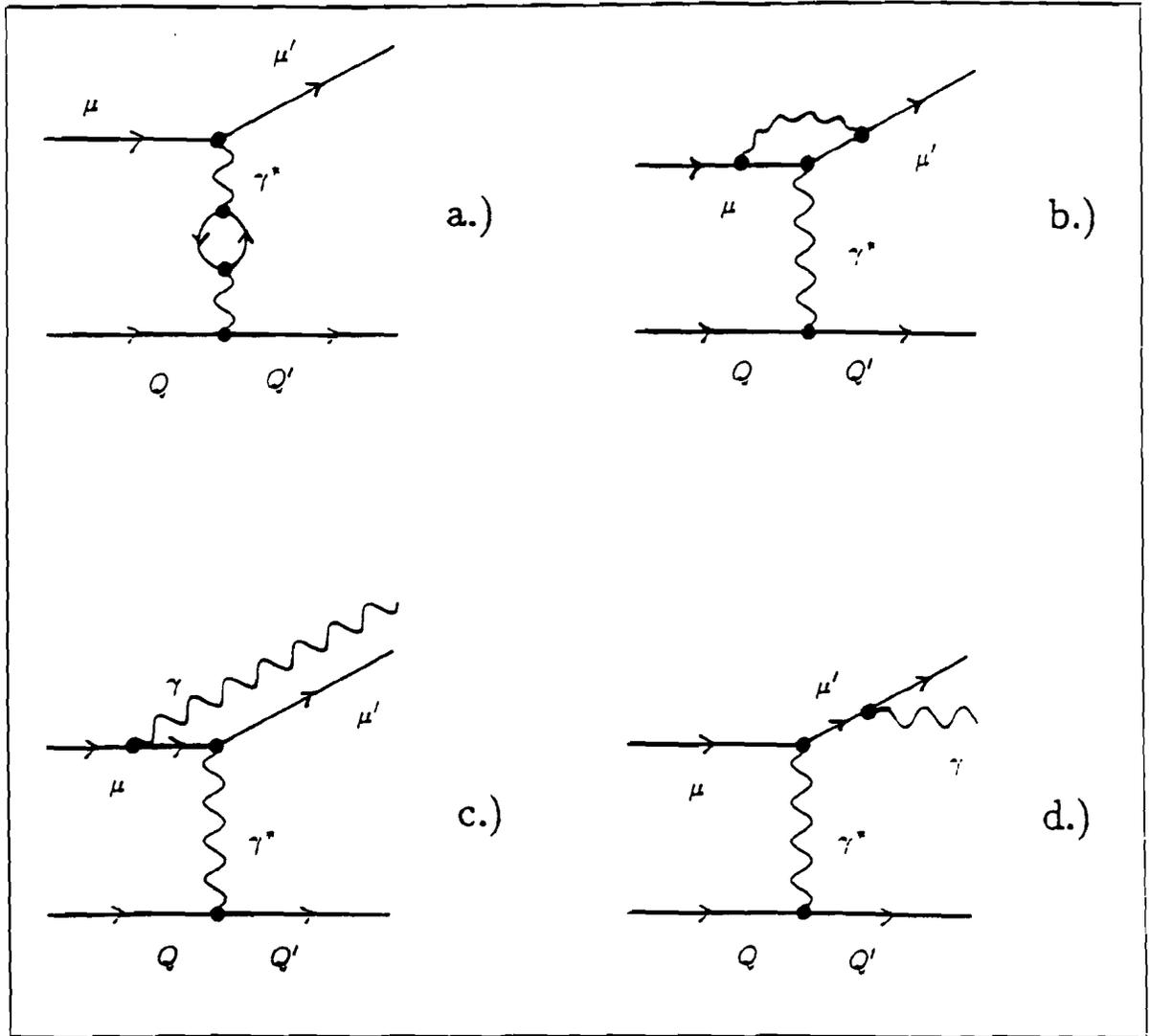


Abb. 2.6: Feynman-Diagramme der wichtigsten inelastischen QED-Strahlungskorrekturen: a.) Vakuumpolarisation, b.) Vertex-Korrektur, c.)+d.) Abstrahlung von Strahlungsphotonen.

Anteil der Strahlungsereignisse in D₂ und Xe

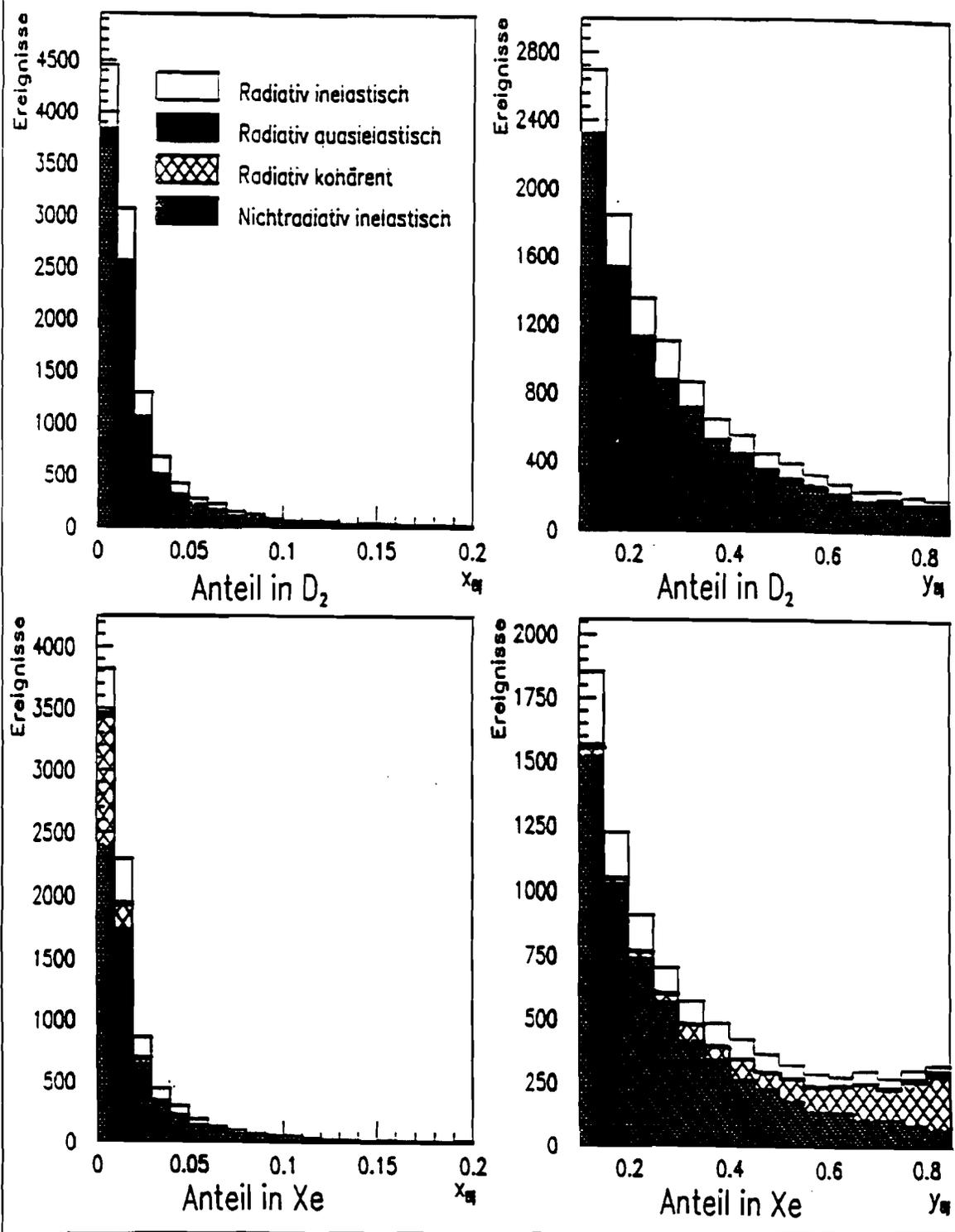


Abb. 2.7: Anteil der Strahlungsereignisse (radiative Ereignisse) in D₂ (oben) und Xe (unten) für Monte-Carlo-Ereignisse mit LAT-Triggern im Bereich $x_{Bj} > 0.003$, $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, $0.1 < y_{Bj} < 0.85$ als Funktion von x_{Bj} (links) und y_{Bj} (rechts).

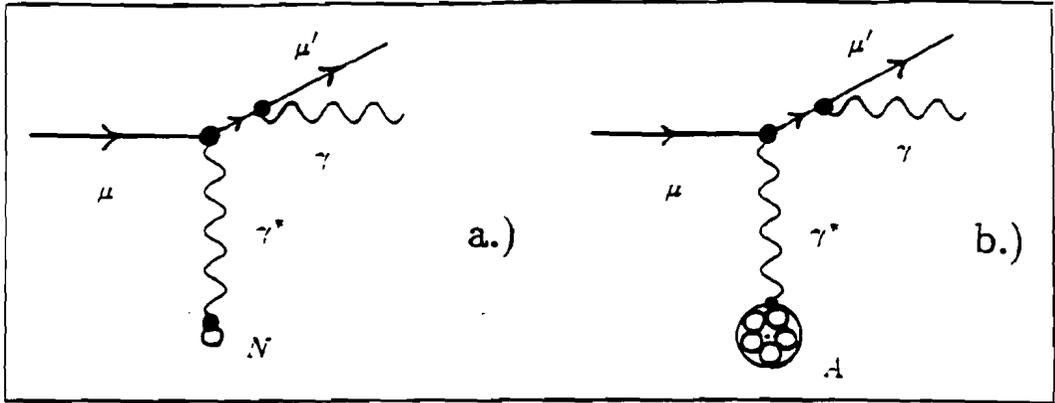


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der quasielastischen (a.) und kohärenten (b.) Strahlungsereignisse.

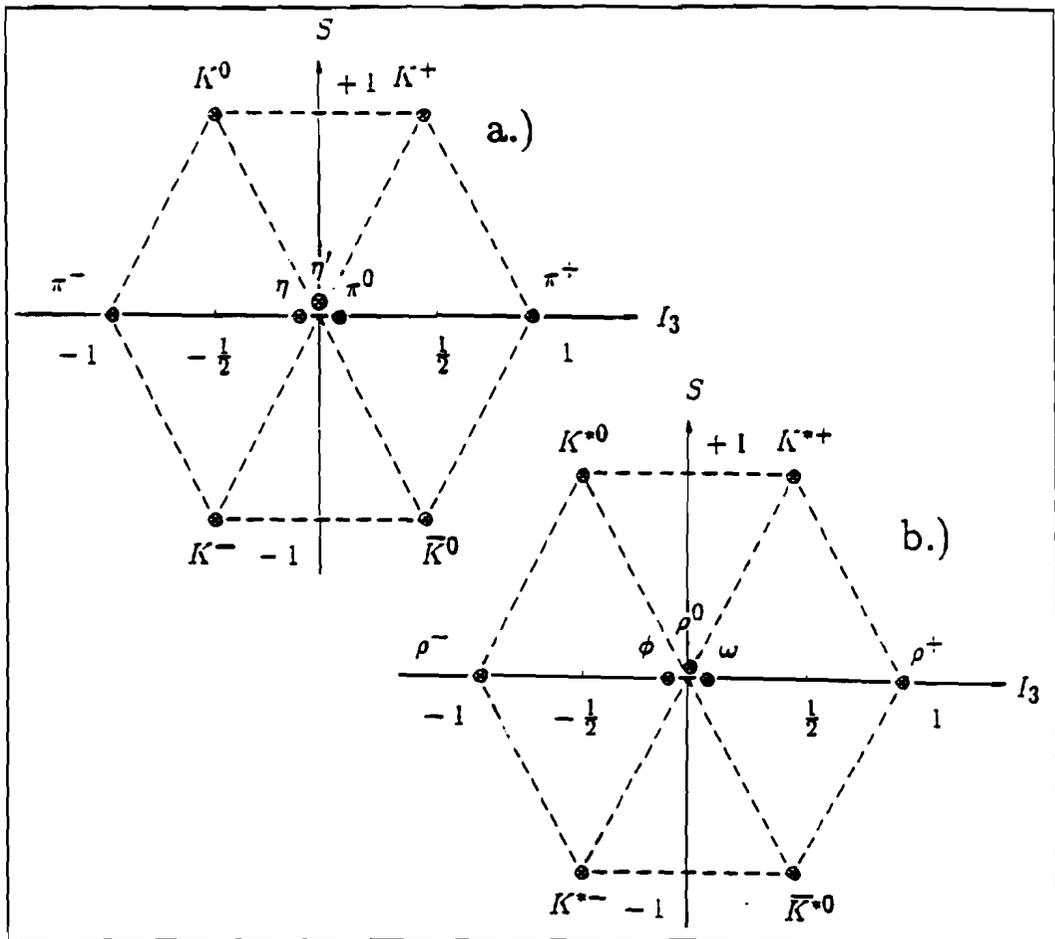


Abb. 2.9: Das $SU(3)$ -Nonett der pseudoskalaren Mesonen (a.) und das $SU(3)$ -Nonett der Vektormesonen (b.); auf der vertikalen Achse ist die Quantenzahl der Seltsamkeit S , auf der horizontalen Achse die z -Komponente des Isospins I_3 aufgetragen.

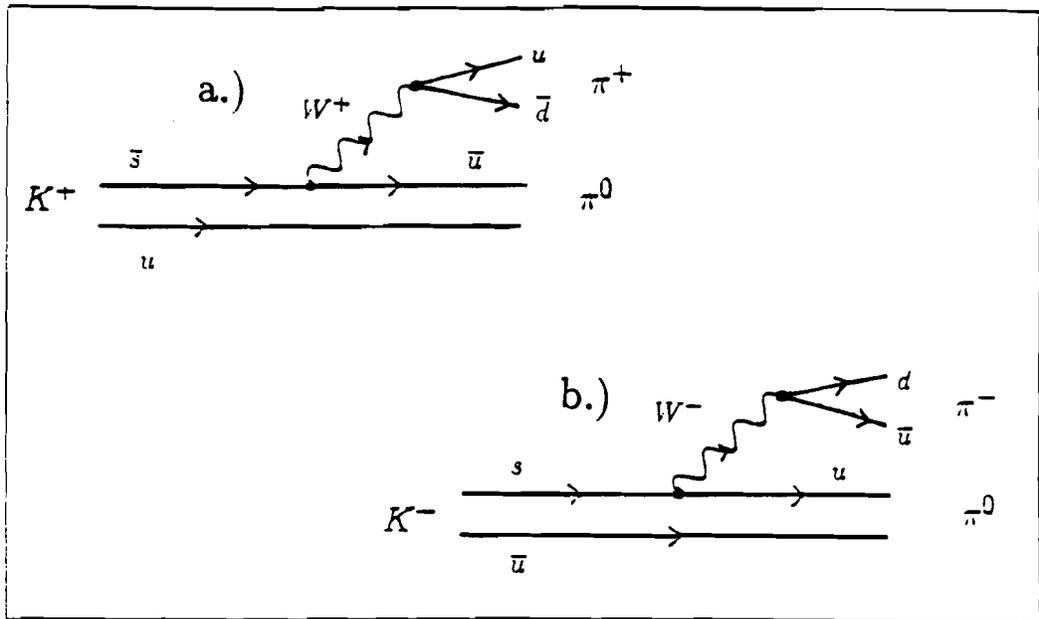


Abb. 2.10: 2 Feynman-Diagramme für den K^+ - (a.) und K^- -Zerfall (b.).

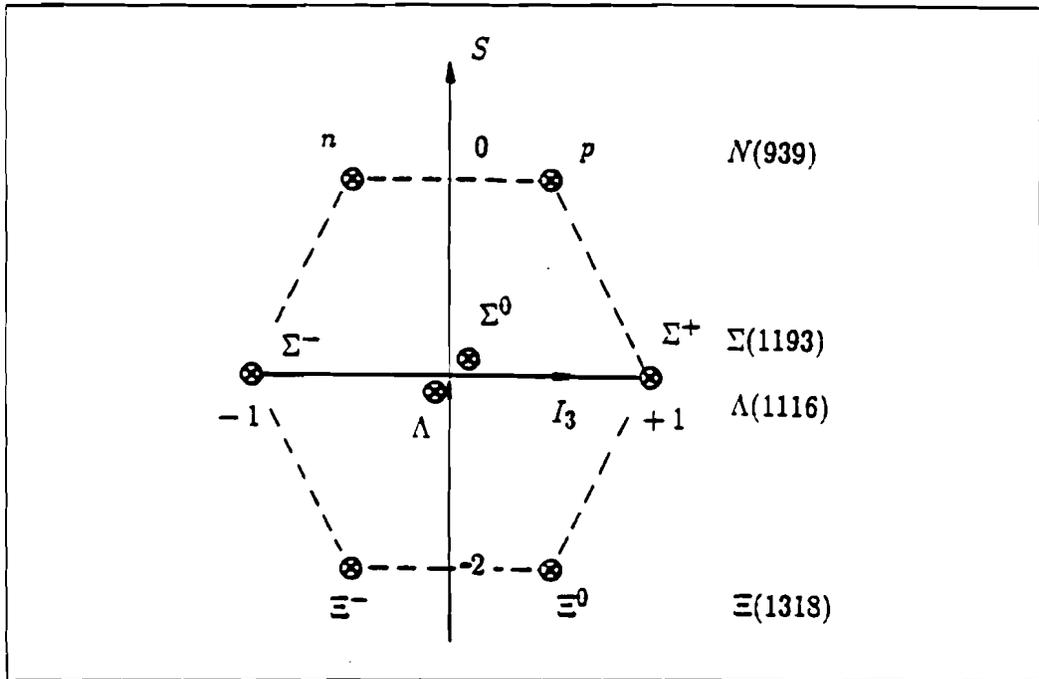


Abb. 2.11: Das $SU(3)$ -Baryon-Oktett; auf der vertikalen Achse ist die Quantenzahl der Seltsamkeit S , auf der horizontalen Achse die z -Komponente des Isospins I_3 aufgetragen.

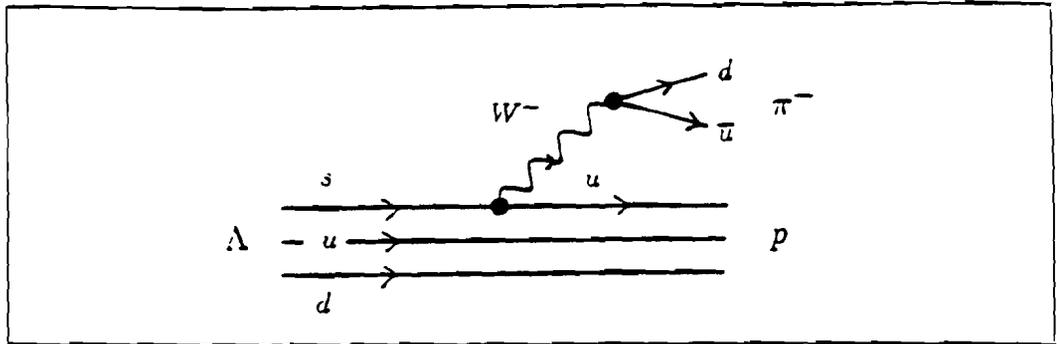


Abb. 2.12: Feynman-Diagramm des Λ -Zerfalls in ein Proton p und ein negatives Pion π^- .

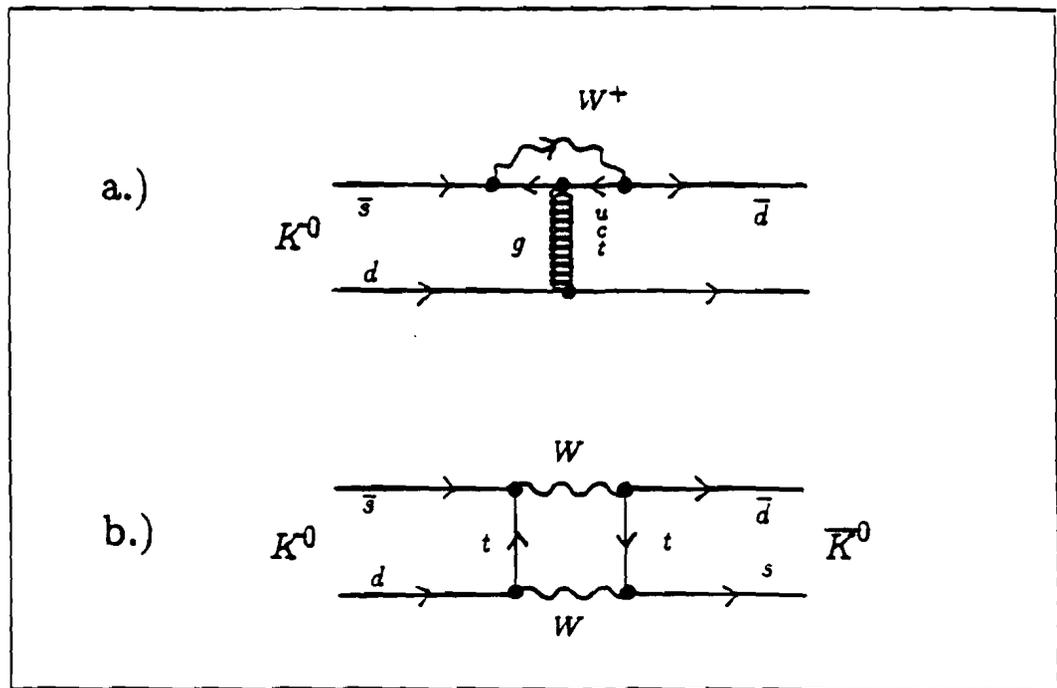


Abb. 2.13: Feynman-Diagramme zur CP -Verletzung im $(K^0 + \bar{K}^0)$ -System: a.) 'Penguin'-Diagramm. b.) 'Box'-Diagramm.

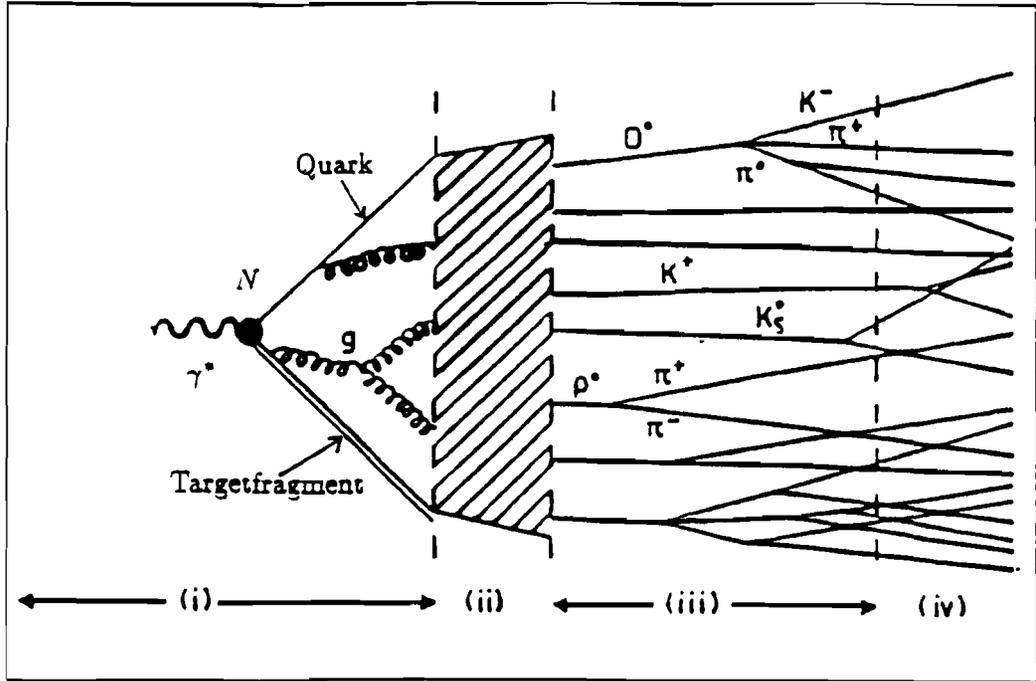


Abb. 2.14: Schematische Darstellung eines tiefinelastischen Streueignisses: (i) perturbative Phase, (ii) Fragmentation, (iii) Teilchenzerfall, (iv) experimentelle Beobachtung.

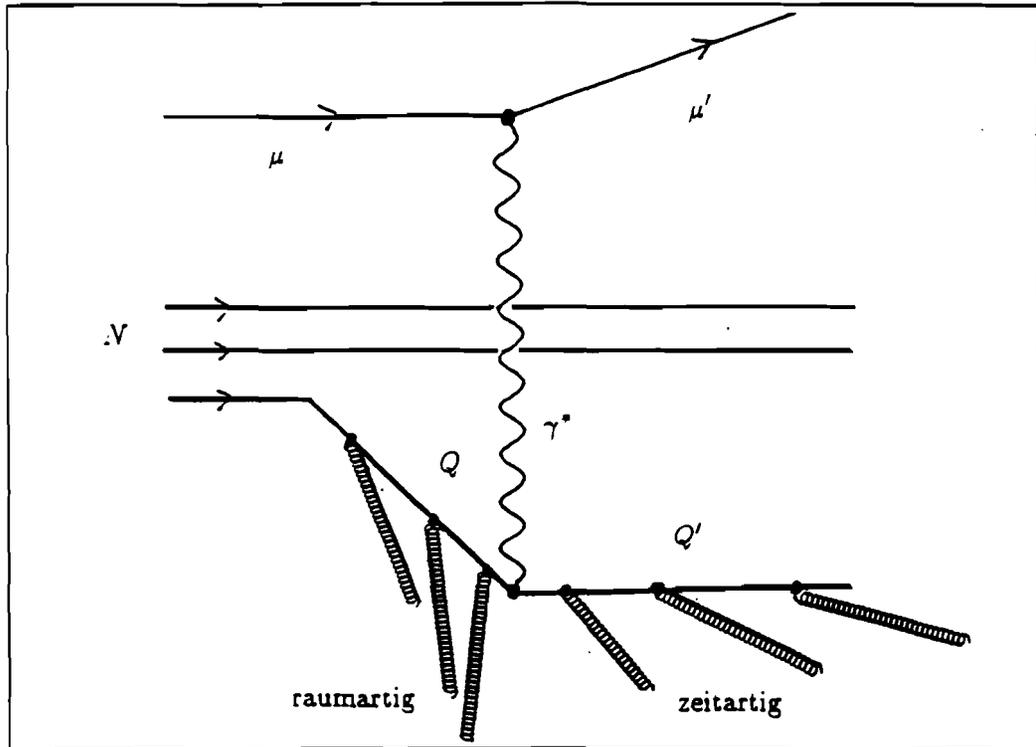


Abb. 2.15: Schema der QCD-Schauer-Entwicklung: raumartige und zeitartige Kaskade.

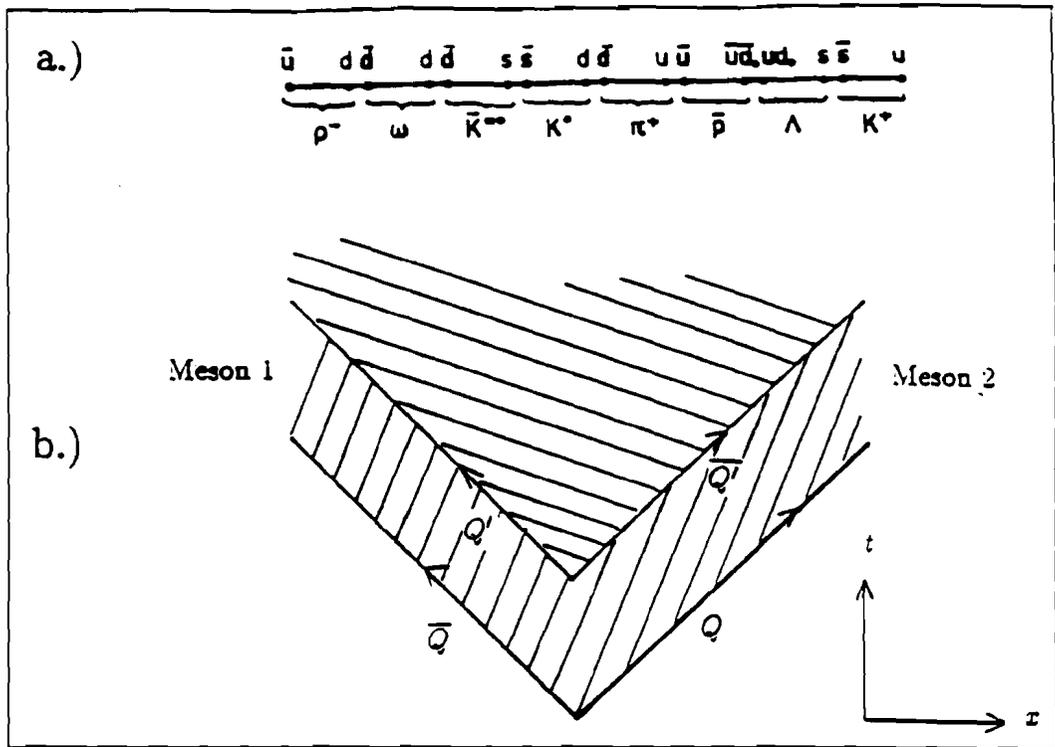


Abb. 2.16: Schema der String-Fragmentation: a.) Kette der erzeugten Hadronen eines fragmentierenden Strings, b.) raumzeitliche Darstellung der Erzeugung von 2 Mesonen.

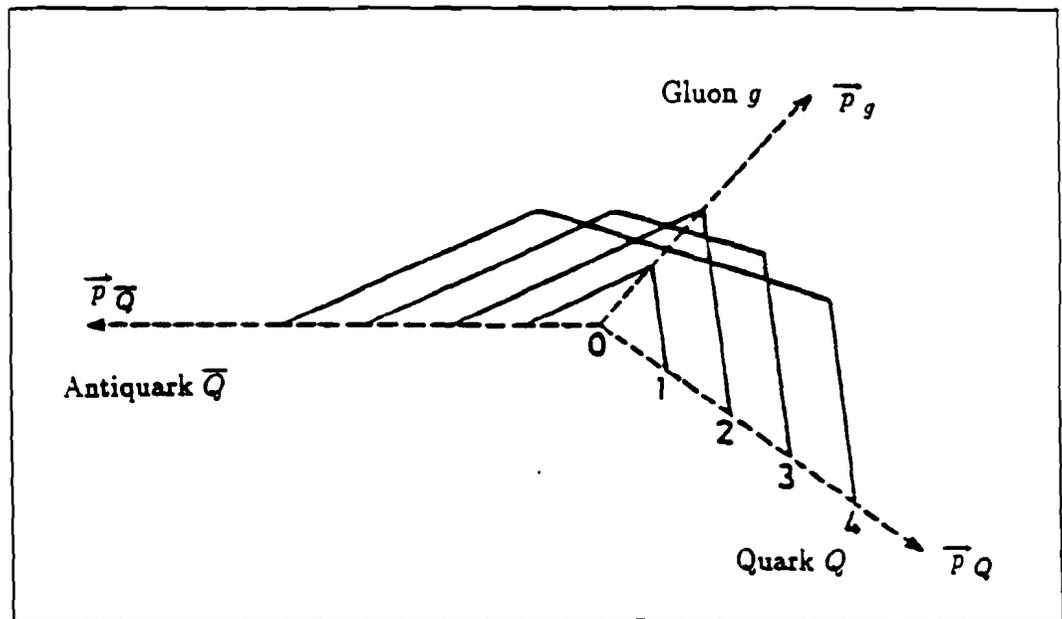


Abb. 2.17: Schema der Ausbreitung eines Quark-Gluon-Antiquark-Strings.

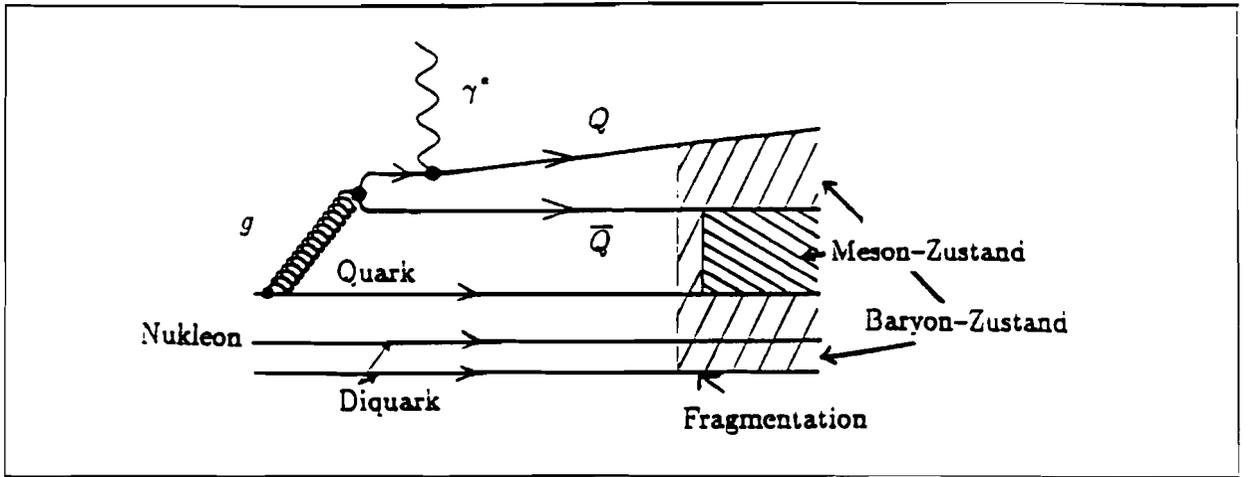


Abb. 2.18: Schema der String-Fragmentation bei der Photon-Gluon-Fusion (vgl. auch Abb. 2.4.c)-d.)).

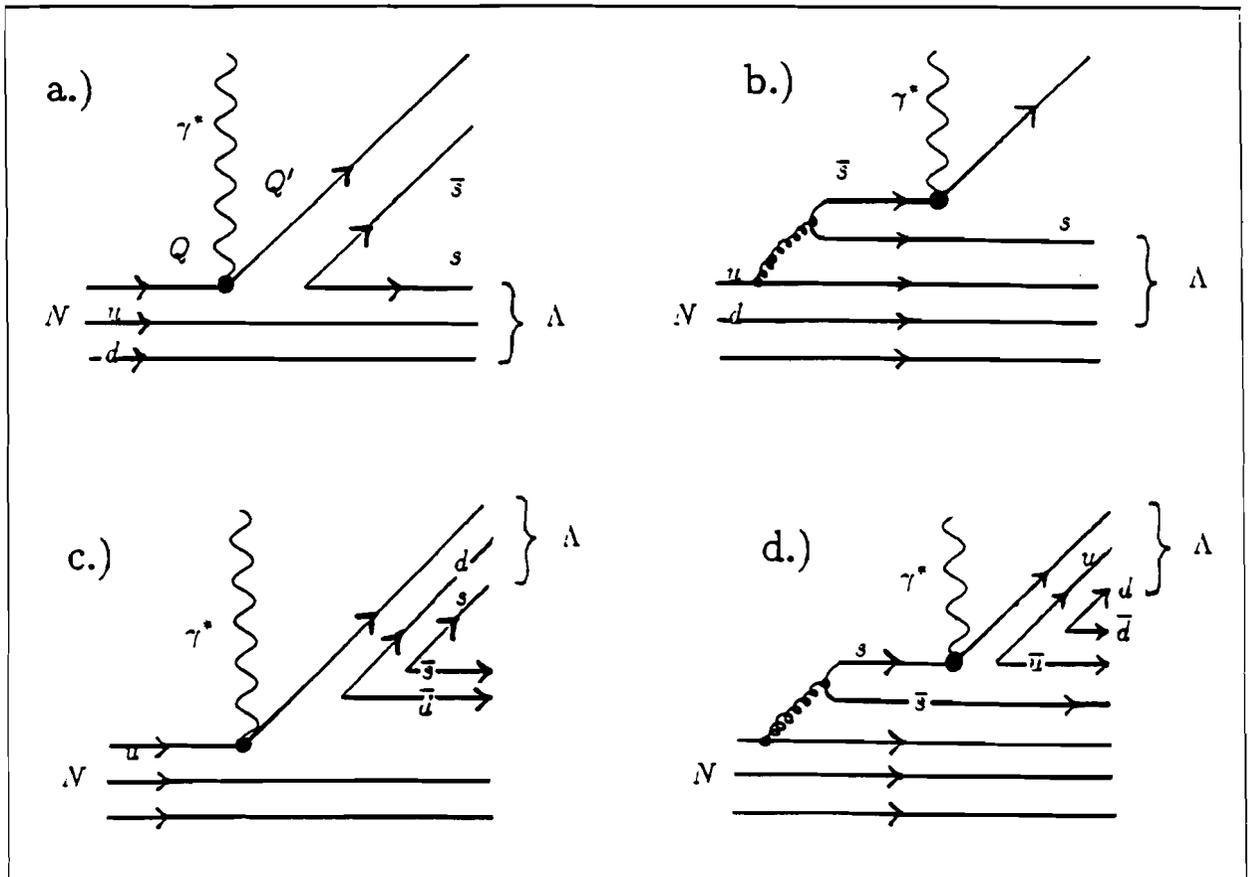


Abb. 2.19: Schema der Erzeugung von Λ -Hyperonen im Lund-Modell: Produktion in Rückwärtsrichtung in der Streuung an Valenzquarks (a.) oder \bar{s} -Quarks (b.) und in Vorwärtsrichtung in der Streuung an Valenzquarks (c.) oder s -Quarks (d.).

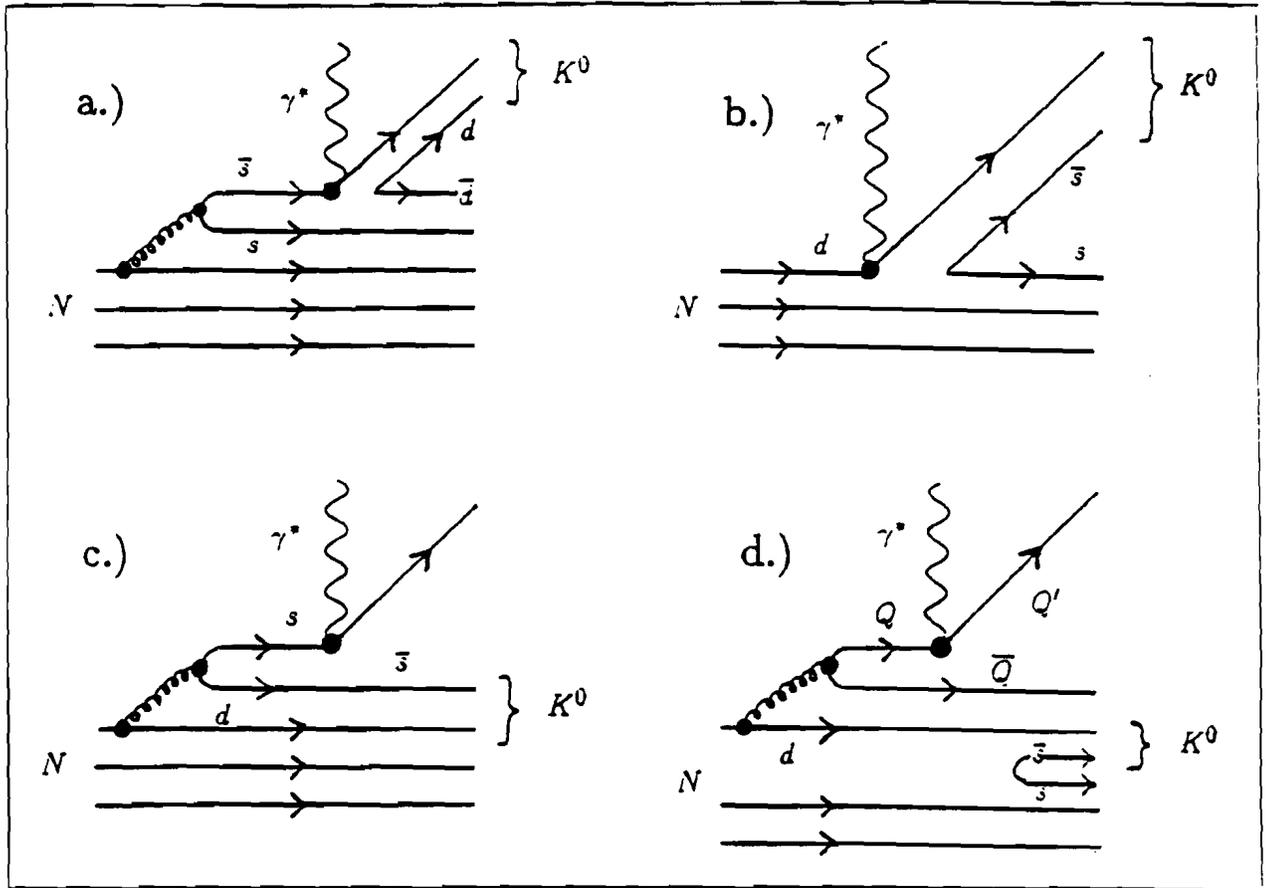


Abb. 2.20: Schema der Erzeugung von K^0 -Mesonen im Lund-Modell: Produktion in Vorwärtsrichtung in der Streuung an \bar{s} -Quarks (a.) oder Valenzquarks (b.) und in Rückwärtsrichtung in der Streuung an s -Quarks (c.) oder Seequarks Q ohne Seltsamkeit (d.).

3. Das Experiment E665

Die erste Datennahme des Experiments E665 am *Fermilab* in der Nähe von Chicago im Bundesstaat Illinois, USA, fand von Juli 1987 bis Februar 1988*) statt. Es wurde mit dem *NM***)-Myonstrahl des *Tevatron*-Protonenbeschleunigers durchgeführt. Beteiligt waren Institute aus USA, Deutschland und Polen (s. Anhang A).

Ziel des Experiments war einerseits die Messung der Abhängigkeit der Strukturfunktionen von der Atommassenzahl A , andererseits die Untersuchung der Hadron-Produktion in der tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung. Es wurden verschiedene Target-Materialien verwendet: Wasserstoff, Deuterium und Xenon.

Das Spektrometer des Experiments besteht prinzipiell aus 2 Teilen, dem *Strahl-Spektrometer*, das die Impuls- und Ortsinformation über die einlaufenden Myonen liefert, und dem *Nachweisdetektor*, mit dessen Hilfe die in der Reaktion erzeugten Teilchen gemessen wurden.

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experiments erläutert; eine detailliertere Beschreibung des Experiments befindet sich in^[53]. Grundlagen der verwendeten Detektorsysteme und der zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien sind ausführlich in^[54] beschrieben.

Im generell benutzten rechtshändigen Koordinatensystem des Experiments wird die x -Achse durch den Myonstrahl definiert; die z -Achse zeigt nach oben.

3.1. ALLGEMEINE BESCHREIBUNG DES EXPERIMENTS

Nach der ca. 3 mrad betragenden Ablenkung im Strahl-Spektrometer erreichen die Myonen die Experimentierhalle des *New Muon Lab*, in der sich der Nachweisdetektor befindet. Kernstück sind die beiden supraleitenden Magnete *CVM*†) und *CCM*‡). Beide wurden bereits in früheren Experimenten^{[55],[56]} verwendet. Der Mittelpunkt des *CCM* bildet den Nullpunkt des oben erwähnten Koordinatensystems.

Die Magnetaufstellung und die Wahl der Feldstärken wurde nach der *Fokussierungsbedingung* gestaltet (s. Kap. 3.4.). Die Magnetfelder zeigen in z -Richtung und sind von entgegengesetzter Orientierung. Teilchen mit Impulsen unterhalb von etwa 500 MeV/c gelangen nicht aus dem *CVM*-Magneten hinaus. Einen Überblick über den Detektor gibt Abb. 3.1.

Im Inneren des *CVM*-Magneten befindet sich das Target, umgeben von einer *Streamer-kammer SC*. Direkt stromabwärts davon befindet sich eine *Proportionalkammer PCV*. In großen Winkeln relativ zur Strahlachse sind *Flugzeithodoskope TOF* und *Proportionalröhren PTA* angebracht, die weit abgelenkte Teilchen registrieren. 2 *Čerenkov-Zähler C0* und *C1* schließen sich stromabwärts der *PCV*-Ebene an. Mit Ausnahme der *PTA*-Zähler wurden

*)1990 und 1991 wurden weitere Daten mit einem modifizierten Detektor genommen; diese finden jedoch hier keine Berücksichtigung.

**)*New Muon*

†)*CERN Vertex Magnet*, CERN = europäisches Kern-Forschungszentrum

‡)*Chicago Cyclotron Magnet*

diese Detektorteile bereits alle im NA9-Experiment^[55] der EMC*) verwendet und bilden das sogenannte *Vertex-Spektrometer*.

Direkt stromabwärts vom *C1*-Zähler befindet sich eine Reihe von *Vieldraht-Proportional-kammern PC* und *PCF*. Die *PC*-Kammern befinden sich im feldfreien Bereich zwischen dem *CVM*- und dem *CCM*-Magneten; die *PCF*-Kammern befinden sich direkt im Hohlraum des *CCM*-Magneten.

2 Stationen von *Driftkammern DC1-4, DC5-8* schließen sich an; zwischen diesen Stationen befindet sich ein weiterer *Čerenkov-Zähler RICH***).

Die Umgebung des Strahldurchgangs in den Driftkammern *DC1-8* wurde zur Schonung der Elektronik unempfindlich gemacht und wird von *Proportional-Drahtkammern PSA* abgedeckt, die direkt stromabwärts von den *DC5-8*-Kammern angebracht sind.

Elektronen, Positronen und Photonen werden von einem *elektromagnetischen Kalorimeter CAL* nachgewiesen. Bis auf Myonen werden alle verbleibenden Teilchen von einem 3 m dicken Eisenwall absorbiert. Die Myonen werden von *Proportionalröhren PTM1-4* und *Szintillations-Zählern SPM1-4* und *SMS1-4* registriert. Zwischen den einzelnen Stationen 1-4 befinden sich Betonwände. Die *SMS*-Zähler decken eine zentrale Aussparung im Inneren der *SPM*-Zähler ab.

Die Detektoren, die sich stromabwärts vom Vertex-Spektrometer befinden, bilden das sogenannte *Vorwärts-Spektrometer*. In diesem beträgt die Winkelauflösung etwa 400 μ rad und die Impulsauflösung $\delta p/p = p \cdot 2 \cdot 10^{-4}$ mit dem in GeV/c gemessenen Impuls p .

Die Raumwinkelakzeptanz des Vertex-Spektrometers beträgt fast 4π im hadronischen *CMS* und ermöglicht den Nachweis von Teilchen mit Impulsen bis hinunter zu etwa 100 MeV/c, wogegen das Vorwärts-Spektrometer nur Teilchen mit Impulsen oberhalb etwa 10 GeV/c erreichen.

Auf Strahl-, Vertex- und Vorwärts-Spektrometer wird ausführlicher in den Kapiteln 3.2. und 3.3. eingegangen.

3.2. DER MYONSTRAHL

Der *NM*-Strahl der positiven Myonen des *Tevatron*-Beschleunigers liefert die zur Zeit weltweit energiereichsten Myonen. Die mittlere Energie beträgt etwa 490 GeV; die Dispersion bemißt sich zu rund 60 GeV. Die Myonen sind hochgeradig longitudinal polarisiert ($\lambda \approx -0.8$). Im Laufe der Datennahme 1987-1988 erreichten etwa 1.2×10^{12} Myonen das Target des Experiments.

3.2.1. DIE ERZEUGUNG DES MYONSTRAHLS

Die Erzeugung der Myonen ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt.

Der im *Tevatron* auf ca. 800 GeV beschleunigte Protonstrahl trifft auf ein etwa 50 cm dickes Beryllium-Target und erzeugt dort sekundäre Hadronen. Die produzierten π^- und

*)European Muon Collaboration

**) *Ring Imaging Čerenkov Counter* = ringförmig abbildender Čerenkov-Zähler

K -Mesonen im gewünschten Impulsbereich werden mit Hilfe von Magneten ausselektiert und die verbleibenden Strahlprotonen in einem Absorber gestoppt. Die impulsselektierten π - und K -Mesonen werden in einen ca. 1.1 km langen abwechselnd fokussierenden und defokussierenden Kanal (*FODO*) geleitet, wo etwa 5 % in Myonen zerfallen, während die verbleibenden unzerfallenen π - und K -Mesonen in einem 11 m langen Beryllium-Block absorbiert werden.

Die Myonen werden dann in einem weiteren *FODO*-Tunnel zur Experimentierhalle geleitet.

Um den sogenannten *Halo*, den Untergrund von Myonen außerhalb des erwünschten Strahl-Phasenraums auszusondern, wurden magnetisierte Röhren (*'MUPIPE'*) um das Strahlrohr angebracht. Diese lenken *Halo*-Myonen durch ein etwa 2 T starkes toroidales Magnetfeld radial ab und entfernen sie aus dem Strahl, sodaß ihr Anteil am Myonstrahl schließlich nur noch 10 – 20 % beträgt.

Die Strahlbreite beträgt etwa 3 cm in z -Richtung und 5 cm in y -Richtung.

Die Protonen des *Tevatron*-Beschleunigers werden etwa im Minutenabstand in sogenannten *Spills* von etwa 33 s Dauer erzeugt. Innerhalb dieser *Spills* folgen die Protonen periodisch in Paketen von 19 ns Abstand. Sie besitzen die Phasenstruktur des 53 MHz-Hochfrequenzfeldes in den Beschleunigungs-Röhren des *Tevatrons*. Diese Struktur wird auch im Myonstrahl aufrechterhalten. Das *RF* (*Radio Frequency*)-Signal des Beschleunigers wurde als Referenzsignal in Koinzidenz zum Signal der Strahlmyonen gesetzt und im Trigger des Experiments genutzt, um den Zeitpunkt der Wechselwirkung zu ermitteln. Viele dieser *RF*-Myonpakete enthielten mehr als ein Myon, sodaß oft erst in der Rekonstruktionsphase des Experiments das die Wechselwirkung auslösende Myon ermittelt werden konnte.

Weitere Details zur Strahl-Erzeugung lassen sich^[57] entnehmen.

3.2.2. DAS STRAHL-SPEKTROMETER

Das *Strahl-Spektrometer* bestimmt einerseits Ort und Impuls der einlaufenden Myonen, andererseits liefert es schnelle Signale für die Trigger des Experiments, wenn ein Myon innerhalb des gewünschten Phasenraums den Detektor erreicht. Es besteht aus 4 durch einen Magneten *NMRE* getrennten Stationen, die die Myonen um etwa 3 mrad ablenkt (s. Abb. 3.2 und 3.3).

Jede dieser Stationen enthält 6 Ebenen von *Vieldraht-Proportionalkammern PBT* mit einem Drahtabstand von 1 mm. Mit Hilfe der *PBT*-Kammern lassen sich die Flugbahnen der Strahlmyonen rekonstruieren, sowie deren Impulse bestimmen. Die Winkelauflösung beträgt etwa 10 μ rad und die Impulsauflösung $\delta p/p \approx 0.5$ %.

Weiterhin sind alle Stationen mit *Szintillations-Zählern SBT* ausgerüstet, die die Strahl-Signale für die Trigger des Experiments definieren (s. Kap. 3.4.).

Für den Nachweis der *Halo*-Myonen sind weitere Hodoskope *SVW* und *SVJ1-3* angebracht, die ebenfalls Verwendung in der Trigger-Elektronik fanden. Die *Veto-Wand SVW* (s. Abb. 3.3) deckt eine Fläche von 7 m \times 3 m ab und läßt Strahlmyonen durch ein 25 cm \times 25 cm breites Loch im Zentrum ungehindert hindurchtreten, wogegen die außerhalb dieses zentralen Bereiches eintreffenden *Halo*-Myonen im Zähler nachgewiesen werden. Die *SVJ1-3*-Zähler befinden sich in den Stationen 2, 3 und 4 des Strahl-Spektrometers mit einer aktiven Fläche von 50 cm \times 50 cm und einer Aussparung im zentralen Bereich, um den Strahl hindurchtreten zu lassen.

Abb. 3.3 zeigt schematisch den Aufbau des Strahl-Spektrometers.

3.3. BESCHREIBUNG DES NACHWEISDETEKTORS

In diesem Kapitel werden die einzelnen Detektorkomponenten (vgl. Abb. 3.1) näher erläutert. Da die Information aus den Teilchen-Identifikationszählern *TOF*, *CO*, *C1* und *RICH* zum Zeitpunkt dieser Arbeit nur sehr unvollständig war und diese Zähler daher für die Analyse keine Rolle spielen, soll hier auch nicht näher auf sie eingegangen werden.

3.3.1. BESCHREIBUNG DES VERTEX-SPEKTROMETERS

1. Das Target

Um zu gewährleisten, daß im Target nicht zu viele Sekundär-Wechselwirkungen von Hadronen erfolgen, wurden Targets mit kleiner *Massenbelegung* (Produkt aus Materialdichte und Länge des Targets) in der Größenordnung von $10 - 20 \text{ g/cm}^2$ gewählt. Der für die flüssigen Targetmaterialien Deuterium und Wasserstoff benutzte Kryo-Targetbehälter ist etwa 1.1 m lang und besitzt einen Durchmesser von 9 cm. Der Druckbehälter für das gasförmige Xenon ist 1.12 m lang mit einem Durchmesser von 7.2 cm. Tab. 3.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter des Targetmaterials. Im Deuterium-Target erfolgt eine relativ hohe Zahl an Sekundär-Wechselwirkungen von Hadronen und in Xenon werden viele Photonen in Elektron-Positron-Paare konvertiert, was die Analyse der mit diesen Targets genommenen Daten im Vergleich zu den Wasserstoff-Daten erschwert.

Tab. 3.1: Parameter des Targetmaterials.

Parameter	Wasserstoff	Deuterium	Xenon
<i>Z</i>	1	1	54
<i>A</i>	1	2	131
Massenbelegung in g/cm^2	8.14	18.6	9.64
Strahlungslängen	0.133	0.152	1.137
hadronische Wechselwirkungslängen	0.16	0.34	0.06

2. Die Streamerkammer SC

Die mit Helium gefüllte *Streamerkammer SC* besitzt eine Größe von $2 \text{ m} \times 1.2 \text{ m} \times 0.7 \text{ m}$ und wurde bereits in früheren Experimenten verwendet^[55]. Im Inneren befindet sich das Target und ist so angeordnet, daß sein stromabwärts gelegenes Ende in der Mitte liegt (s. Abb. 3.1). Die Elektroden bilden ein 3-Kammer-System, in dessen mittlerer Kammer sich das Target befindet. Dadurch werden Sekundär-Wechselwirkungen im Elektrodenmaterial in dem Bereich der größten Spurendichte vermieden. An den Elektroden liegen 350 kV-Hochspannungspulse von 10 ns Dauer an, die von einem *Marr-Blümlein*-Generatorsystem erzeugt werden. Um den Rauschpegel in den umgebenden Detektorteilen niedrig zu halten, beginnt die Pulsgenerierung erst 600 ns nach dem Eintreffen der einlaufenden Myonen. Die lange Aufladezeit des *Marr*-Generators begrenzt die *SC*-Trigger-Rate zu etwa 1.5 Hz.

Die im Target entstandenen elektrisch geladenen Teilchen ionisieren das Helium der Kammer und erzeugen im nachfolgenden Gasentladungsprozeß sog. *Streamer*, die von Bildverstärkern aufgeheilt und von 3 Kameras unter unterschiedlichen Stereo-Winkeln aufgenommen werden. Die Verkleinerung auf dem Film beträgt $1/66$ in der Mittelebene; 2 Spuren können voneinander getrennt werden, wenn sie mehr als 3 mm in der xy -Ebene voneinander entfernt sind. Die Impulsaufösung beträgt $\delta p/p \simeq p \cdot 0.05$, mit dem in GeV/c gemessenen Impuls p .

Nähere Einzelheiten über die Funktionsweise einer Streamerkammer befinden sich in^[58].

3. Die PCV-Proportionalkammer und die PTA-Proportionalröhren

Der *PCV*-Detektor^[59] umfaßt 6 parallele Ebenen mit einem Drahtabstand von 2 mm; die aktive Fläche bemißt sich zu $2.8 \text{ m} \times 1 \text{ m}$. Eine Kammer der gleichen Bauweise^[53] wurde bereits im NA9-Experiment verwendet.

Die *PTA*-Zähler sind auf beiden Seiten der Strahlachse direkt hinter den *TOF*-Hodoskopen angebracht. Jeweils 4 parallele Ebenen auf beiden Seiten sind als 2 Schichten von Röhren mit 2.5 cm Breite aufgebaut, die gegeneinander um eine halbe Röhrenbreite versetzt sind. Die empfindliche Fläche beträgt $2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$.

3.3.2. BESCHREIBUNG DES VORWÄRTS-SPEKTROMETERS

1. Die Proportionalkammern PC und PCF

Die *PC*-Kammern wurden bereits im NA24-Experiment^[60] verwendet. Sie liegen im feldfreien Bereich zwischen den Magneten und bestehen aus 3 gleichen Systemen zu je 4 parallelen Ebenen. Der Drahtabstand beträgt 3 mm und die empfindliche Fläche $2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$. Die die z -Koordinaten messenden *PC*-Ebenen wurden für den Trigger der Streamerkammer verwendet (s. Kap. 3.4.3.).

Die *PCF*-Kammern^[61] bestehen aus 5 Triplets von Ebenen mit einem Drahtabstand von 2 mm. Sie befinden sich im Hohlraum des *CCM*-Magneten. Die empfindliche Fläche der Kammern beträgt $2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$.

2. Die DC-Driftkammern und die PSA-Drahtkammern

Die *Driftkammern* *DC1-8*^[62] bestehen aus 2 Stationen von Kammern *DC1-4* strahlaufwärts und *DC5-8* strahlabwärts vom *RICH*-Zähler. Jedes dieser beiden Systeme besteht aus 4 Doppelenen, die jeweils um eine halbe Driftzelle versetzt sind.

Die aktive Fläche der *DC1-4*-Kammern beträgt $2 \text{ m} \times 4 \text{ m}$, die der *DC5-8*-Kammern beträgt $2 \text{ m} \times 6 \text{ m}$. Im Bereich des Strahldurchgangs befindet sich eine zur Schonung der Elektronik angebrachte unempfindliche Zone von $5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$.

Die *PSA*-Kammern bestehen aus 2 Stationen zu je 4 Ebenen und befinden sich zwischen der letzten Driftkammer und dem Kalorimeter. Die *PSA*-Ebenen decken die unempfindliche Region in den Driftkammern in der Nähe der Strahlachse ab. Der Drahtabstand beträgt 1 mm und die aktive Fläche ist $12.8 \text{ cm} \times 12.8 \text{ cm}$.

3. Die Myondetektoren SPM, SMS, PTM

Zum Nachweis der gestreuten Myonen dienen 4 Meß-Stationen von *Szintillations-Zählern SPM* und *SMS* und *Proportionalröhren PTM*. Ein Eisenwall vor diesen Detektoren absorbiert praktisch alle geladenen Teilchen mit Ausnahme von Myonen, die nur relativ schwach mit Materie wechselwirken. Um die von den Myonen in den Myondetektoren und im Eisenwall in elektromagnetischen Schauern erzeugten Elektronen und Positronen zu absorbieren, sind die 4 Stationen durch 90 cm dicke Betonwände getrennt.

Die *SPM*-Zähler besitzen insgesamt eine empfindliche Fläche von 3 m × 7 m. Im Zentrum des *SPM*-Detektors wurde eine Aussparung der Größe 20 cm × 20 cm gelassen, um die Strahlmyonen hindurchzulassen, die nicht im Target wechselwirkten (s. auch Kap. 3.4.). Die *SMS*-Zähler decken die Aussparung in den *SPM*-Zählern ab.

Die *PTM-Propotionalröhren* sind wie die *PTA-Propotionalröhren* aufgebaut, unterscheiden sich aber durch eine größere aktive Fläche und andere Ebenen-Orientierung von diesen. In jeder Station befindet sich eine *y*- und eine *z*-Ebene mit einer empfindlichen Fläche von 3.6 m × 7.2 m.

4. Das elektromagnetische Kalorimeter CAL

Das Kalorimeter *CAL*^[63] besteht aus 20 Ebenen von Drahtkammern, getrennt durch Bleiplatten, die jeweils etwa eine Strahlungslänge dick sind. Im Bereich des Schauermaximums werden die Drähte der Kammern im Zentrum einzeln und weiter außen in Zweiergruppen ausgelesen. Die Kathoden sind in sog. 'pads', d.h. Plättchen unterteilt, deren Signale als Summensignale längs der *x*-Achse addiert ausgelesen werden.

3.4. DIE TRIGGER DES EXPERIMENTS

In den Triggern des Experiments wurde die Eigenschaft von tief-inelastischen Ereignissen ausgenutzt, verglichen mit dem Untergrund von elastischen, kohärenten oder Myon-Elektron-Streuprozessen eine flachere Verteilung des Streuwinkels zu besitzen. Die *Fokussierungsbedingung*, der die Magnetfelder des *CVM* und *CCM* genügen, gewährleistet, daß gestreute Myonen mit gleichen Streuwinkeln unabhängig von ihrer Energie auf einen Kreis in der *SPM*-Detektorebene abgebildet werden. Bei dieser Konfiguration verhalten sich die Feldintegrale der Magnetfelder umgekehrt proportional zu den Abständen der Magnetzentren vom *SPM*-Detektor, und damit kompensieren sich die Ablenkungen in beiden Magneten. Die Fokussierungsbedingung ermöglicht es einerseits, Ereignisse mit bestimmten Streuwinkeln auszuwählen, andererseits Ereignisse auszusondern, in denen keine Wechselwirkung im Target stattgefunden hat, also der Streuwinkel praktisch gleich Null ist.

Das Experiment besitzt 2 unabhängige Trigger, in denen von der Fokussierungsbedingung Gebrauch gemacht wird: im *SAT*^{*}-Trigger werden Ereignisse mit Streuwinkeln $\theta \gtrsim 1$ mrad und im *LAT*^{**}-Trigger Ereignisse mit Streuwinkeln $\theta \gtrsim 3$ mrad akzeptiert. In jedem dieser beiden Trigger werden sowohl Bedingungen an die Strahlmyonen als auch an die gestreuten Myonen gestellt.

^{*}) *Small Angle Trigger* = Kleinwinkel-Trigger

^{**}) *Large Angle Trigger* = Großwinkel-Trigger

Weiterhin fanden Veto- und Normalisierungs-Trigger und zusätzliche Trigger Verwendung, die von der im Kalorimeter deponierten Energie abhängig waren.

3.4.1. DER *LAT*-TRIGGER

Die im *LAT*-Trigger akzeptierten Strahlmyonen mußten in Koinzidenz mit dem *RF*-Signal des Beschleunigers (s. Kap. 3.2.1.) in allen 7 *SBT*-Hodoskopen Signale erzeugen; gleichzeitig durften die Veto-Zähler *SVJ* oder *SVW* keine Signale aufweisen (vgl. Abb. 3.3). Die Menge der Strahlmyonen, die diesen Bedingungen genügt, bildet den sog. *LATbeam*.

Um Ereignisse mit ungestreuten Myonen zurückzuweisen, dienten die *SMS*-Hodoskope als Veto-Zähler. Zur Definition der akzeptierten gestreuten Myonen wurden die *SPM*-Zähler in obere und untere Hälften eingeteilt. Die gestreuten Myonen mußten entweder in 3 der 4 oberen oder in 3 der 4 unteren *SPM*-Zählerstationen Signale liefern, in Antikoinzidenz mit Signalen aus der 1. und 4. *SMS*-Station.

Abb. 3.4 oben zeigt die Akzeptanz des *LAT*-Triggers als Funktion von Q^2 und y_{Bj} in doppelt-logarithmischem Maßstab. In dieser Darstellung erscheinen Linien von konstantem x_{Bj} als Parallelschar. Der 3 mrad-Schnitt des *LAT*-Triggers läßt sich in der unteren Begrenzung der schraffierten Fläche erkennen.

In der vorliegenden Analyse wurden nur Ereignisse mit *LAT*-Triggern verwendet.

3.4.2. DER *SAT*-TRIGGER

Bedingt durch die Divergenz des Myonstrahls nehmen ungestreute Myonen in vielen Fällen den gleichen Phasenraum wie unter kleinen Winkeln gestreute Myonen ein.

Im *SAT*-Trigger wurde daher versucht, durch genaue Messung der einlaufenden und auslaufenden Myonen für jedes Ereignis individuell festzustellen, ob eine Wechselwirkung im Target erfolgte.

Um die Divergenz des Myonstrahls und damit den Untergrund von ungestreuten Myonen einzuschränken, wurden nur Ereignisse mit bestimmten Signalkombinationen im hochauflösenden Inneren der *SBT*-Zähler akzeptiert. Weiterhin mußten die direkt vorausgehenden und nachfolgenden *RF*-Pakete frei von Strahlmyonen und *SBT*-Signalen sein und eine Koinzidenz mit dem *RF*-Signal des Beschleunigers bestehen. Die akzeptierten Strahlmyonen bilden den sog. *SATbeam*.

Für jedes der akzeptierten Strahlmyonen wurde der Auftreffpunkt in der *SMS*-Ebene für den Fall nichtwechselwirkender Myonen berechnet und ein Vetogebiet um den Auftreffpunkt in den *SMS*-Zählern definiert. Nur Ereignisse ohne Signal in den Vetogebieten wurden akzeptiert.

Die Akzeptanz des *SAT*-Triggers zeigt Abb. 3.4 unten. Daten mit *SAT*-Triggern wurden in dieser Arbeit nicht verwendet.

3.4.3. DER TRIGGER FÜR DIE STREAMERKAMMER

Die *LAT*- und *SAT*-Trigger akzeptieren einen hohen Anteil von Untergrund-Ereignissen (s. auch Kap. 4.). Da die Streamerkammer nur mit einer Rate von maximal 1.5 Hz Bilder

nehmen kann und die übrige Detektorelektronik Ereignisraten von etwa 80 Hz verarbeitet, war eine zusätzliche begrenzende Triggerstufe nötig, um den Anteil von tief-inelastischen Ereignissen in den Bildern zu erhöhen. Die *PC*-Kammern besitzen von allen Detektorteilen stromabwärts der *PCV*-Kammer die größte geometrische Akzeptanz und werden außerdem nicht von Magnetfeldern gestört; daher wurden die *z*-Ebenen der *PC*-Kammern für eine zusätzliche Triggerbedingung herangezogen. Die *z*-Ebenen sind hierfür besonders geeignet, da die Projektionen der Teilchenspuren in der (*x*, *z*)-Ebene durch das *CVM*-Magnetfeld kaum beeinflusst werden.

In jeder der 3 *z*-Ebenen wurde die Menge der Signaldrähte in 20 Streifen eingeteilt. Als Triggerbedingung^[64] mußten mindestens 2 der insgesamt 60 Streifen ein Signal liefern. Ausgenommen waren in jeder Ebene jeweils die 2 Streifen in unmittelbarer Nähe der Strahlachse.

Für die Triggerung der Streamerkammer wurde zusätzlich entweder ein *LAT*- oder ein *SAT*-Trigger verlangt und damit die sog. *LAT.PC*- und *SAT.PC*-Trigger definiert. Die Akzeptanz dieser Trigger ist für $y_{Bj} \gtrsim 0.1$ und $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$ nur schwach multiplizitätsabhängig^{[65],[66]}.

Für die Analyse der Streamerkammer-Daten fanden in dieser Arbeit nur Ereignisse mit *LAT.PC*-Triggern Berücksichtigung.

ABBILDUNGEN KAPITEL 3.

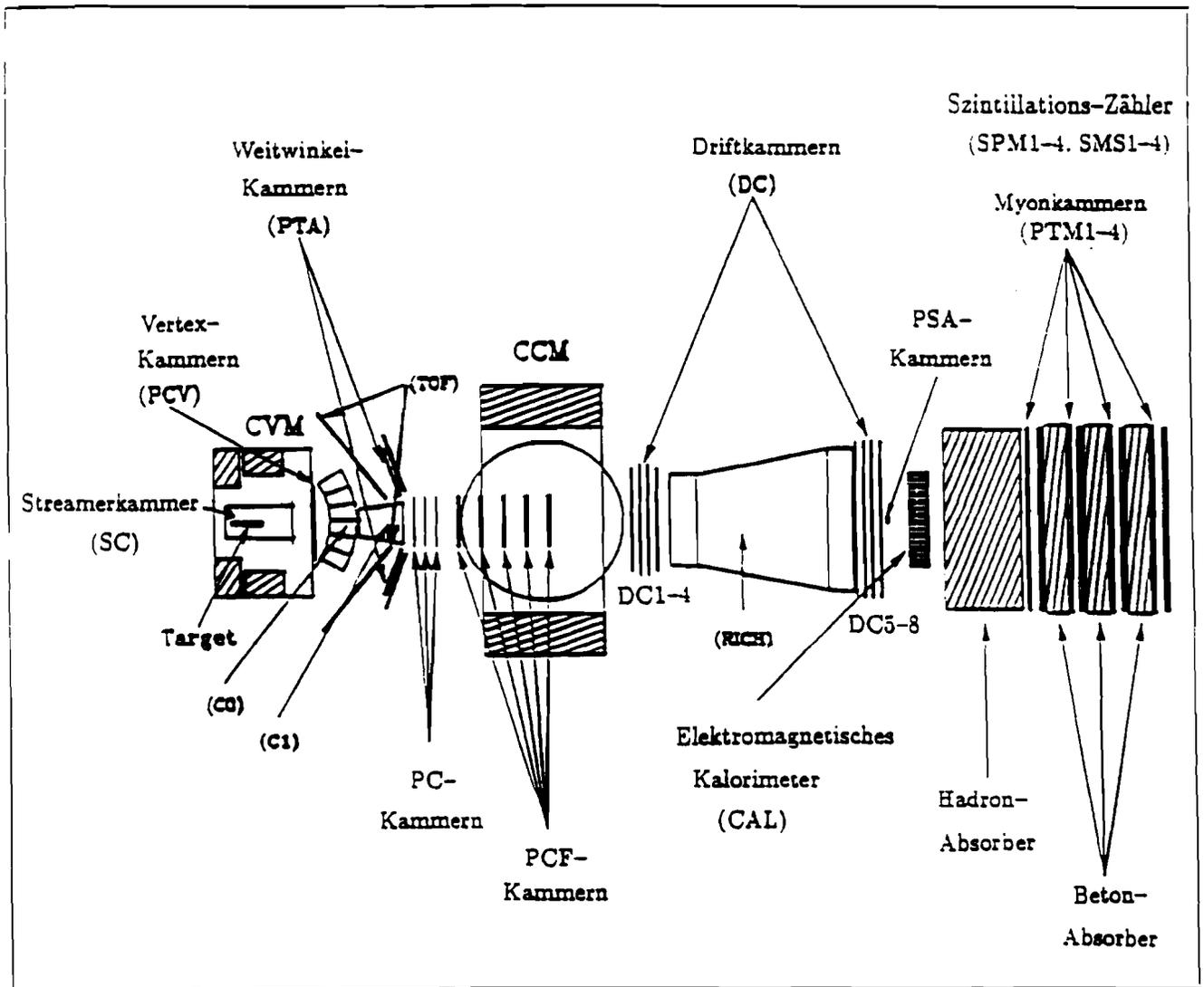


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Nachweisdetektors, von oben gesehen.

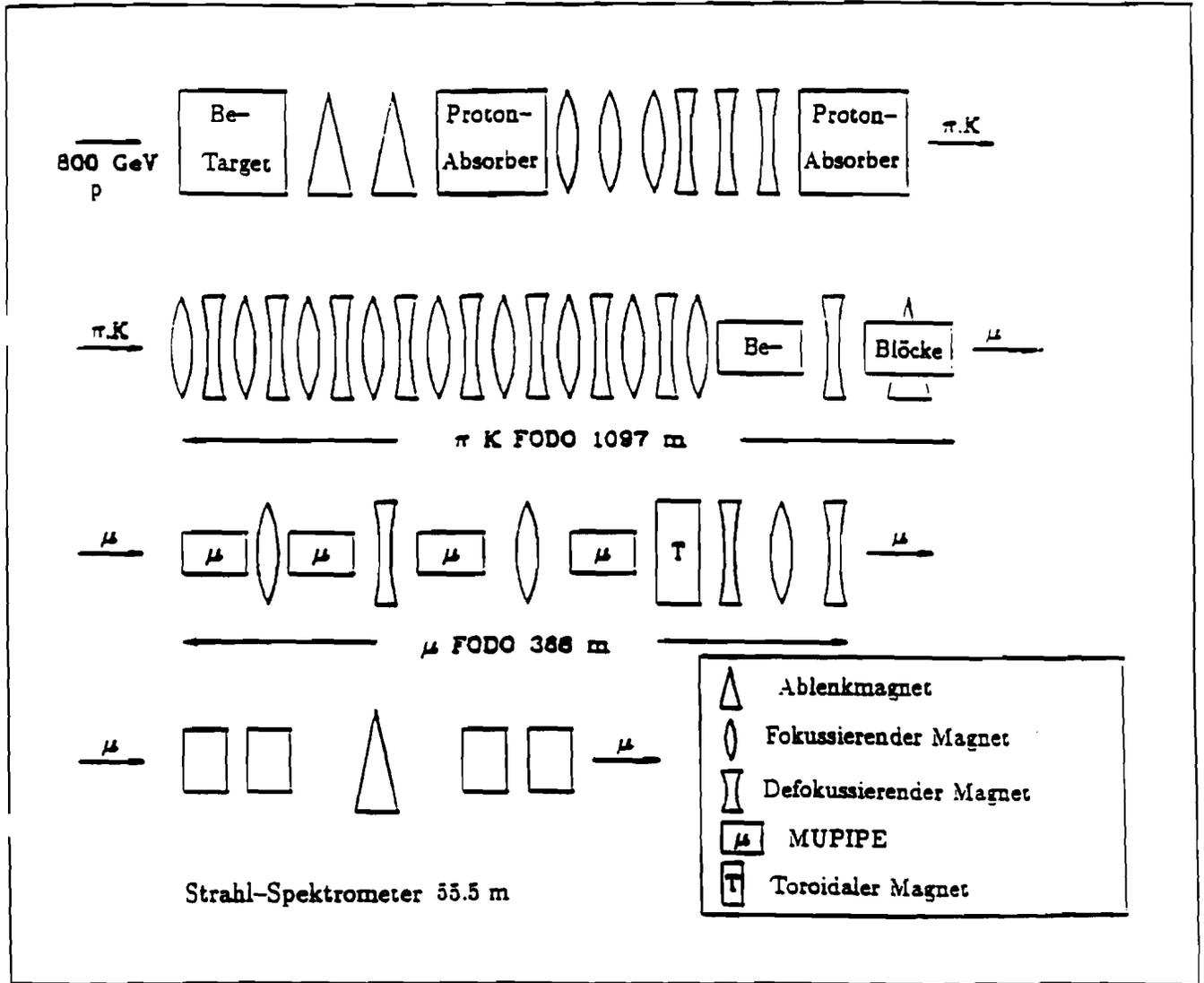


Abb. 3.2: Schema der Myonerzeugung für den NM-Myonstrahl.

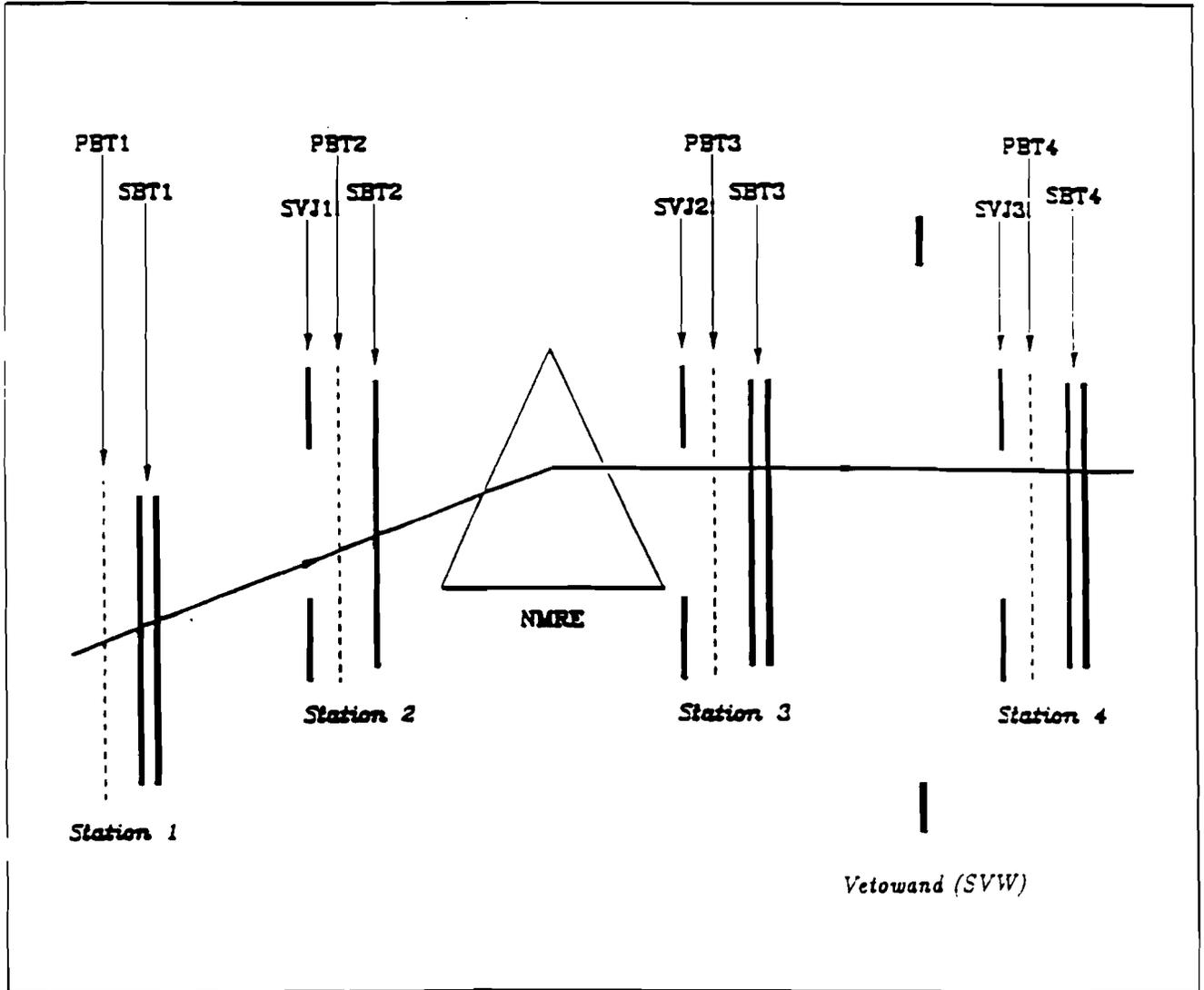


Abb. 3.3: Aufbau des Strahl-Spektrometers.

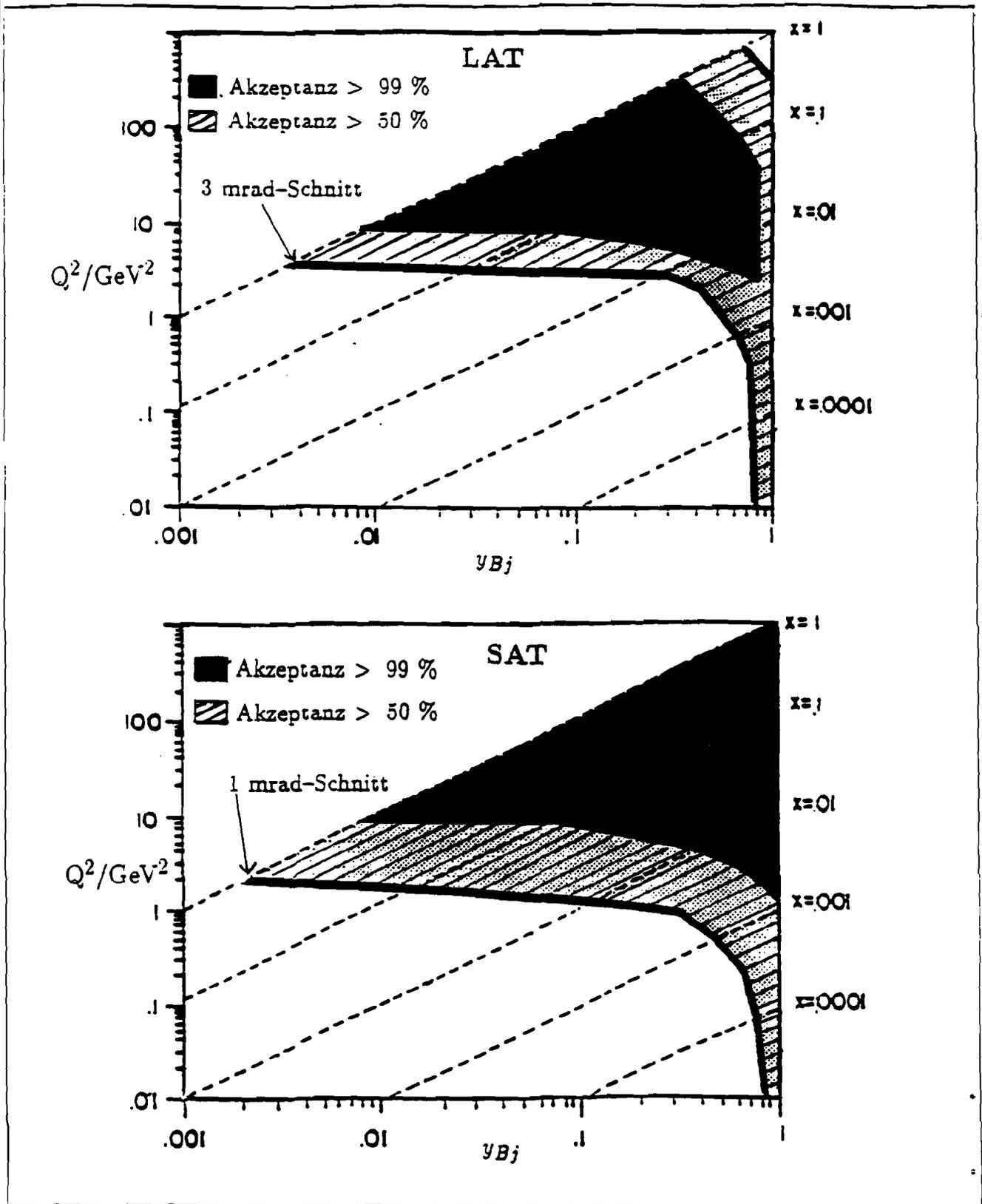


Abb. 3.4: Die Akzeptanz der LAT- und SAT-Trigger als Funktion von Q^2 und y_{Bj} ; gestrichelt dargestellt sind die Linien, auf denen x_{Bj} konstant ist.

4. Die Reduktion der Daten und die Rekonstruktion der Ereignisse

Da die *LAT*- und *SAT*-Trigger einen hohen Untergrund von nichtinelastischen Ereignissen akzeptieren, mußte die Ereigniszahl für die zeitaufwendige Rekonstruktionsphase reduziert werden. In Kapitel 4.1. wird diese Datenreduktion näher erläutert. Kap. 4.2. behandelt die Rekonstruktion der Ereignisse im Vorwärts-Spektrometer und Kap. 4.3. die Datenreduktion und Rekonstruktion der Ereignisse in der Streamerkammer. In Kap. 4.4. wird die *Monte-Carlo*-Simulation zusammenfassend dargestellt.

Im folgenden werden die Abkürzungen '*FS*' für 'Vorwärts-Spektrometer', '*SC*' für 'Streamerkammer' und '*MC*' für '*Monte-Carlo*' verwendet*).

4.1. DIE AUFTEILUNG DER DATEN UND DAS *FILTER*-PROGRAMM FÜR DIE EREIGNISSE IM VORWÄRTS-SPEKTROMETER

Die im Experiment gewonnenen Daten wurden zunächst nach Target und Trigger geordnet auf Datenbänder in *ZEBRA*-Datenformat^[67] geschrieben**). Um im komplizierten Rekonstruktionsprogramm *PTMV* CPU-Zeit zu sparen, wurde ein *Filter*-Programm^[68] vorge-schaltet, das die Aufgabe hatte, Ereignisse ohne Wechselwirkung im Target zu erkennen und auszusondern. Da die vom *LAT*- bzw. *SAT*-Trigger akzeptierten Ereignisse in unterschiedlichen kinematischen Bereichen liegen, wurden auch im *Filter* für beide Datensätze verschiedene Auswahlkriterien festgelegt.

4.1.1. DER *LAT-FILTER*

Um vom *LAT-Filter* akzeptiert zu werden, mußten die Ereignisse folgende Bedingungen erfüllen:

1. Es durfte nur ein Strahlmyon vorhanden sein, welches sich außerdem zeitlich eindeutig zum Ereignis zuordnen ließ.
2. Die Energie des Strahlmyons mußte entweder größer als 300 GeV sein, oder die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für den Spur-Fit mußte kleiner als 1 % sein.
3. In den *PSA*-Zählern durften nur weniger als 3 Ebenen Treffer aufweisen.
4. Ereignisse mit mehr als einer oder gar keiner rekonstruierten *FS*-Spur wurden ohne Einschränkung akzeptiert, wenn sie die Bedingungen 1.-3. erfüllten. Für Ereignisse mit genau einer rekonstruierten *FS*-Spur wurde verlangt, daß die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für den Spurfit kleiner als 1 % ist. Falls jedoch die Differenz der Spurparameter von Strahlmyon- und *FS*-Spur in letzteren Ereignissen darauf schließen ließ, daß keine Wechselwirkung im Target stattfand, wurde das Ereignis verworfen.

4.1.2. DER *SAT-FILTER*

Die *SAT-Filter*-Bedingungen wurden wie folgt festgelegt:

*) '*FS*' steht für '*Forward Spectrometer*' und '*SC*' für '*Streamer Chamber*'.

**) sog. '*Data Split*'

1. Es mußte genau ein Strahlmyon vorhanden sein, das sich zeitlich eindeutig zum Ereignis zuordnen ließ.
2. Da bei der Datennahme Probleme mit der Trigger-Elektronik auftraten, wurde in der Rekonstruktionsphase nachträglich verlangt, daß die Zählerkombinationen zur Definition des *SAT*-Triggers erfüllt sein mußten.
3. Es mußte Kandidaten für ein gestreutes Myon stromabwärts des Hadron-Absorbers geben.

4.2. DIE REKONSTRUKTION DER EREIGNISSE IM VORWÄRTS-SPEKTROMETER

Die Rekonstruktion der Ereignisse wurde in 4 Teilschritten vom Rekonstruktionsprogramm *PTMV* vorgenommen, dessen Name sich aus den Anfangsbuchstaben der Einzelprogramme ergibt:

- Das Spurenerkennungs-Programm *PR* (*Pattern Recognition*) bildet aus Treffern in den einzelnen Detektorteilen Spursegmente und verbindet sie miteinander.
- Im Spurfitt-Programm *TF* (*Track Fitting*) wird ein Modell zur Beschreibung der Teilchentrajektorien an die Spursegmente angepaßt, die Spurparameter an Raumpunkten in jedem Einzeldetektor*) angegeben und diese schließlich an der am weitesten stromaufwärts gelegenen Detektorebene dargestellt.
- Im Myon-Identifizierungs-Programm *Myon-Match* werden Spurprojektionen hinter dem Hadron-Absorber mit Spurprojektionen im *Vorwärts-Spektrometer* verglichen und die Spuren, die sich verknüpfen lassen, als Myonspuren ausgewiesen.
- Der *Vertex*-Prozessor hat die Aufgabe, alle primären und sekundären Vertices zu bestimmen.

In den folgenden Abschnitten 4.2.1.–4.2.4. werden die Einzelprogramme kurz diskutiert.

4.2.1. DAS SPURENERKENNUNGS-PROGRAMM *PR*

Das *PR*-Programm^[69] besteht aus einer Reihe von Einzelprozessoren, deren Aufgabe kurz erläutert wird (vgl. auch Abb. 3.1 und Kapitel 3. zur Beschreibung der einzelnen Detektor-komponenten).

In den *DC*- und *PC*-Prozessoren werden Geradenstücke in den *DC*- bzw. *PC*-Kammern gesucht und mithilfe des *MA-Match*-Prozessors in die *PCF*-Kammern extrapoliert und miteinander verbunden. Treffer in den *PC*- und *PCF*-Kammern, die mit dieser Extrapolation verträglich sind, werden aufgespürt, in einen Spurfitt einbezogen und danach gelöscht. Von den verbleibenden Treffern in den *PC*-Kammern werden mit Hilfe des *PF*-Prozessors Geradenstücke in die *PCF*-Kammern extrapoliert und weitere *PCF*-Treffer aufgesucht. Die verbundenen *PC-PCF*-Spurenstücke werden dann mit im *PS*-Prozessor gefundenen Raumpunkten in den *PSA*-Zählern durch den *MS*-Prozessor verbunden.

Um die Rekonstruktionseffizienz in den *PC*-Kammern zu erhöhen, fand ein *SF*-Prozessor Verwendung, der aus Raumpunkten in den *PCF*-Kammern Kurvenstücke formt und miteinander verbindet. Diese werden durch den *SN*-Prozessor in die *PC*-Kammern extrapoliert

*) z.B. *PCV*, *PC*, *PCF*, etc.

und weitere *PC*-Treffer aufgespürt. Diese *PC-PCF*-Spurenstücke werden durch den *MD*-Prozessor zu den *DC*-Kammern extrapoliert und weitere Treffer hinzuaddiert.

Schließlich werden die Spuren zu den *PCV*-Kammern extrapoliert (*PV*-Prozessor) und *PCV*-Raumpunkte hinzugefügt.

Jeder der Schritte im *PR*-Programm erfolgt zweifach, einmal im Myon- und einmal im Hadron-Prozessor-Teil (*MU* bzw. *HD*).

Da einige Kammern wegen elektronischer Probleme große unempfindliche Bereiche besaßen, war die Effizienz der Spurenerkennung im Experiment relativ gering (typischerweise 60 – 70 %).

4.2.2. DAS SPURFIT-PROGRAMM *TF*

Ziel des *TF*-Programms^[70] ist die Bestimmung der wahren Trajektorien der Teilchenspuren und der Parameter $(y, z, y', z', 1/p)$ an einer Stelle x . p bezeichnet hierbei den Teilchenimpuls und $y' = p_y/p_x$, $z' = p_z/p_x$ die Tangenten an die Teilchenspur in der (x, y) - bzw. (x, z) -Ebene mit den x -, y - und z -Komponenten p_x, p_y, p_z des Impulses p .

Das Fit-Programm benützt die Information aus dem *PR*-Programm und paßt ein Modell zur Beschreibung der Trajektorien an die Spursegmente in den Einzeldetektoren an. Berücksichtigt werden dabei *Coulomb-Vielfachstreuung* in den Einzeldetektoren und der Einfluß der Magnetfelder in Form von detaillierten Tabellen der Feldstärken.

Die Spurparameter y, z werden an einem Punkt für jeden Einzeldetektor dargestellt und dienen als Eingabeparameter für einen sog. *quintic spline fit* in Matrixform nach dem *Runge-Kutta*-Verfahren^[71]. Als Ergebnis erhält man die Spurparameter und ihre vollständige Fehlermatrix, für jede Spur dargestellt am Ort des am weitesten stromaufwärts gelegenen Einzeldetektors mit Treffern*).

Zusätzliche *RESCUE*- und *PCV-HUNT*-Prozeduren wurden angewandt, um die Spurenerkennung zu verbessern. Es stellte sich nämlich heraus, daß bei vielen Spuren falsche Treffer, die zu einem sehr großen χ^2 -Wert für den Spurfit führen, in den Fit einbezogen werden.

In der *RESCUE*-Prozedur werden Treffer, die verglichen mit dem Spurfehler aus dem Fit weit entfernt von der berechneten Teilchenbahn liegen**) gelöscht und der Fit ohne diese Treffer wiederholt. In der *PCV-HUNT*-Prozedur werden im Spurfit angepaßte Spuren ohne *PCV*-Treffer von den *PC*-Kammern zu den *PCV*-Kammern extrapoliert und *PCV*-Treffer addiert, sofern sie mit den Teilchenbahnen verträglich sind. Anschließend wird der vollständige Fit neu berechnet.

4.2.3. DAS MYON-MATCH-PROGRAMM

Im *Myon-Match*-Programm^[72] werden Geradenstücke aus den *PTM*-Kammern in verschiedenen Projektionen mit Projektionen von *FS*-Spuren verglichen. Die Spuren, die sich miteinander verbinden lassen, werden als Spuren von gestreuten Myonen identifiziert.

*) Normalerweise sind dies die *PCV*-Kammern, jedoch zerfallen viele V^0 s (s. Kap. 4.2.4.) erst stromabwärts von den *PCV*-Kammern, sodaß deren Spurparameter am Ort der *PC*-Kammern dargestellt werden.

**) d.h. die sog. 'residuals' sind sehr groß

Grundsätzlich gibt es 2 verschiedene Methoden im Programm: Die *Punkt-Match*-Methode und die *Schnittpunkt*-Methode. In ersterer wird jede *FS*-Spur unter Berücksichtigung von *Coulomb-Vielfachstreuung* bis hinter den Hadron-Absorber extrapoliert und die Spurparameter (y, z, y', z') mit jenen aus den *PTM*-Kammern verglichen. Aus den Abweichungen und den abgeschätzten Fehlern der Spurparameter werden χ^2 -Werte gebildet und die Kombination mit den kleinsten χ^2 -Werten ausgewählt, sofern das χ^2 für die einzelnen Spurparameter nicht größer als 40 ist.

Bei der *Schnittpunkt*-Methode werden Schnittpunkte zwischen den Geradenstücken aus den *PTM*-Kammern und den extrapolierten *FS*-Spuren in der horizontalen und vertikalen Projektion gebildet und die verknüpften Spuren ausgewählt, wenn die x -Positionen der Schnittpunkte innerhalb von 8 cm übereinstimmen und zwischen dem stromaufwärts gelegenen Ende des Kalorimeters und dem stromabwärts gelegenen Ende des Absorbers liegen. Diese Methode erwies sich in manchen Fällen als notwendig, da im ersten Verfahren der Einfluß von *Coulomb-Vielfachstreuung* unter großen Winkeln im Absorber unberücksichtigt ist.

4.2.4. DAS VERTEX-PROGRAMM

Im *Vertex*-Programm^[73] wird zunächst versucht, aus dem Strahlmyon und dem gestreuten Myon einen Vertex zu erhalten ($\mu\mu$ -Vertex). In einem iterativen Verfahren (*Convex*-Verfahren^[74]) werden Tangenten an die im Spurfit angepaßten Spuren gebildet und der Punkt gesucht, zu dem die Tangenten den minimalen Abstand besitzen. Mit Hilfe des *VTRACK*-Programms^[75] werden die Spuren zu diesem Punkt unter Berücksichtigung der Krümmung in den Magnetfeldern und der *Coulomb-Vielfachstreuung* weiterverfolgt und dort neue Tangenten gebildet. Die Iteration wird abgebrochen, wenn die Änderung der Koordinaten der Punkte zwischen 2 aufeinanderfolgenden Schritten klein genug ist, oder das χ^2 für den Vertex-Fit zu groß wird. Falls die Suche nach dem $\mu\mu$ -Vertex erfolglos ist, kann das Ereignis nicht rekonstruiert werden, und die weitere Rekonstruktion dieses Ereignisses wird daher unterlassen.

Im nächsten Schritt wird versucht, unter Einbeziehung der anderen Spuren einen neuen Punkt kleinsten Abstandes (Hauptvertex) zu finden. Falls die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für den Vertex-Fit zu klein wird ($P(\chi^2) < 10^{-3}$), werden Spuren, die verglichen mit den Fehlern ihrer Spurparameter einen großen Abstand zum Hauptvertex aufweisen, in einer neuen Iterationsreihe nicht mehr berücksichtigt. In den Ereignissen mit einem gefundenen Hauptvertex werden die bei der Anpassung verwendeten Spuren als 'fitted' bezeichnet; alle anderen Spuren im Ereignis werden 'close' benannt.

In einem weiteren Schritt werden sekundäre Vertizes aufgesucht, zunächst unter alleiniger Verwendung von Spuren, die nicht zum Hauptvertex passen. Die Vertizes werden eingeteilt nach jenen ohne einlaufende Spur mit 2 auslaufenden, verschieden geladenen Einzelspuren (sog. V^0) oder mehr als 2 auslaufenden Spuren (*neutraler Stern*) und nach Vertizes mit einer einlaufenden Spur und einer (*geladener Zerfall*) oder mehreren auslaufenden Spuren (*geladene Sekundär-Wechselwirkung*) (s. Abb. 4.1).

Bei der Ermittlung von V^0 -Vertizes werden auch Kombinationen von Spuren vom Hauptvertex mit Spuren, die nicht zum Hauptvertex passen miteinbezogen. Die invariante Masse der auslaufenden Spuren muß jedoch innerhalb eines gewissen Wertebereichs mit den Massen von Λ^- , K_S^0 - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchen oder für γ -Konversionen mit der Photonmasse verträglich sein. Mit Ausnahme dieser V^0 -Vertizes werden Teilchenspuren nur einem Vertex zugeordnet.

Abb. 4.2 rechts gibt einen Überblick über die Datenreduktion und die Rekonstruktion der Ereignisse im Vorwärts-Spektrometer. In einer zusätzlichen Reduktionsstufe wurden nur

Ereignisse beibehalten, in denen mindestens ein V^0 -Vertex rekonstruiert wurde (sog. 'V⁰-Skim').

4.3. DIE DATENREDUKTION UND REKONSTRUKTION DER EREIGNISSE IN DER STREAMERKAMMER

Einzelheiten zur Rekonstruktion der Ereignisse in der Streamerkammer finden sich in^[66]. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Punkte kurz zusammengefaßt.

4.3.1. DIE SCAN-LISTE UND DIE MESSUNG DER FILME

Ähnlich wie für die *FS*-Ereignisse wurde auch für die *SC*-Ereignisse eine *Filter*-Stufe^[76] vorgeschaltet — die *Filter*-Kriterien waren im wesentlichen die gleichen wie die in Kap. 4.1. beschriebenen.

Um den Zeitaufwand für die Messung und Rekonstruktion der *SC*-Ereignisse zu verringern, wurde mit Hilfe des *PTMV*-Programms aus der Information in den *FS*-Daten eine sog. 'Scan-Liste' erstellt, mit der Ereignisse mit *SC*-Bildern vorselektiert wurden.

Die Auswahl-Kriterien zur Erstellung dieser Scan-Liste waren wie folgt:

- Im *Vertex*-Programm mußte im Bereich des Targets ($-12.4 \text{ m} < x < -9.6 \text{ m}$) ein Hauptvertex vorhanden sein.
- Es mußte gelten: $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ und $0.1 < y_{Bj} < 0.9$.
- Die *LAT.PC*-Triggerbedingung mußte erfüllt sein.

Die Bilder zu den selektierten Ereignissen wurden am *Fermilab*, in Krakau und in München gemessen. Für die räumlich vollständige Rekonstruktion mußten die Spuren in mindestens 2 der 3 von den Kameras aufgenommenen Ansichten gemessen werden.

Alle Spuren und alle sichtbaren sekundären Vertizes wurden vermessen, mit Ausnahme von Strahlmyon-Spuren (erkennbar als extrem gerade Spuren) und nicht zum Hauptvertex passenden Spiralspuren. Letztere sind mit hoher Wahrscheinlichkeit Elektronen oder Positronen aus γ -Konversionen.

Die gemessenen Spuren wurden in einem *Geometrie*-Programm, das bereits im NA9-Experiment verwendet wurde, rekonstruiert und einem gemeinsamen Hauptvertex zugeordnet.

Die durch die Bildverstärker (s. Kap. 3.3.1.) entstandenen Verzerrungen wurden mit Hilfe von Transformations-Konstanten, den sog. 'optischen Titeln' korrigiert. In der Streamerkammer befinden sich geodätisch vermessene Markierungspunkte (vgl. Abb. 4.3); ferner ist ein Gitter über die Streamerkammer gespannt. Die 'optischen Titel' wurden durch Bestimmung der Abstände dieser Markierungspunkte von dem Gitter und durch Messung von Strahlspuren unter der Annahme, daß diese gerade sind, ermittelt.

4.3.2. DIE REKONSTRUKTION DER EREIGNISSE IN DER STREAMERKAMMER

Im sog. *Merge*-Programm wurden die *SC*-Daten und die *FS*-Daten in den entsprechenden Ereignissen zu einem gemeinsamen Datensatz zusammengeführt. Dabei ergibt sich das

Problem, daß Spuren in beiden Datensätzen von ein und demselben Teilchen stammen können. Um eine Doppelzählung zu vermeiden, wurde ein weiteres *Match*-Programm (vgl. das *Myon-Match*-Programm, Kap. 4.2.3.) verwendet.

In diesem Programm werden alle *FS*- und alle *SC*-Spuren zur *PCV*-Ebene extrapoliert. Für alle Kombinationen von *FS*- mit *SC*-Spuren werden aus den Differenzen der Spurparameter und deren Fehler χ^2 -Werte berechnet und die *SC*-Spuren mit den *FS*-Spuren verknüpft, wenn die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ größer als 0.2 % ist.

Da sich die Verzerrungen auf den *SC*-Bildern mit den 'optischen Titeln' nur unvollkommen korrigieren lassen, ergeben sich systematische Verschiebungen in den Mittelwerten der Differenzen der Spurparameter. Die Verteilung der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für die akzeptierten Kombinationen ist nicht flach, was auf eine inkorrekte Fehlerdarstellung in den *SC*-Spuren schließen läßt. Daher wurden globale Verschiebungen eingeführt und die Fehler der *SC*-Spuren vergrößert. Für die akzeptierten Kombinationen wurden im Programm die Spurparameter aus dem Datensatz übernommen, der die kleineren Fehler aufweist*).

Um bei den nicht kombinierten Spuren eine Doppelzählung zu vermeiden, wurden *FS*-Spuren verworfen, wenn sie an der *PC1*-Ebene außerhalb und *SC*-Spuren verworfen, wenn sie innerhalb des Bereiches $-55 \text{ cm} < y < 55 \text{ cm}$ lagen.

Nach der Kombination der *SC*- und *FS*-Datensätze wurden im *Vertex*-Programm mit allen Spuren der Hauptvertex und die sekundären Vertizes neu bestimmt. Um eine flache Verteilung der Wahrscheinlichkeit für den Vertex-Fit zu erhalten, wurde zu den Fehlermatrizen der *SC*-Spuren das 7-fache der mittleren Fehlermatrix aller *SC*-Spuren hinzuaddiert.

Abb. 4.2 links zeigt schematisch die Rekonstruktionskette für die *SC*-Daten.

4.4. DIE MONTE-CARLO-SIMULATION DER EREIGNISSE

Um den Einfluß der Unzulänglichkeiten des Detektors auf die experimentellen Verteilungen zu studieren, wurden Ereignisse nach der *Monte-Carlo(MC)*-Methode erzeugt und durch die gleiche Rekonstruktionskette wie die experimentellen Daten geschickt. Da die Verteilungen des transversalen Impulses p_T von π -Mesonen in einer älteren Version des *Lund*-Modells^[77] (s. Kap. 2.3.3.) besser beschrieben werden (vgl.^[78]), wurden die Ereignisse mit der Version *LEPTO4.3-JETSET4.3* erzeugt.

Im folgenden soll ein kurzer Abriß über die Erzeugung der *MC*-Ereignisse gegeben werden.

1. Die Generierung des leptonischen Teils

Der erste Schritt zur Erzeugung der *MC*-Ereignisse umfaßt die Generierung der ein- und auslaufenden Myonen, des virtuellen Photons und im Falle der Berücksichtigung von *Strahlungskorrekturen* mit dem *GAMRAD*-Programm^[25] die Generierung des in Strahlungsereignissen (s. Abb. 2.6c.)-d.) abgestrahlten Strahlungsphotons. Die *GAMRAD*-Korrekturen basieren auf theoretischen Berechnungen von *Mo* und *Tsai*^[23] und wurden bereits von der EMC verwendet.

In Phase 1 (*STAGE 1*) werden auf einem Gitter in den aus den ein- und auslaufenden Myonen berechneten Größen ($x_{Bj,app}$, $y_{Bj,app}$) (s. Kap. 2.1.5.) die Anteile von inelastischen

*)Dies ist fast immer der Datensatz der *FS*-Spuren.

und radiativen inelastischen, quasielastischen und kohärenten Ereignissen für eine Energie der Strahlmyonen von 490 GeV berechnet, gestaffelt nach Intervallen der wahren invarianten Masse W . Außerdem werden die Winkelverteilungen für das in Strahlungsereignissen abgestrahlte Strahlungsphoton berechnet. Bei der Berechnung der Anteile der einzelnen Ereignisklassen werden ferner die Vakuumpolarisations- und Vertex-Korrekturen (s. Abb. 2.6a.)-b.)) für den leptonicen Vertex berücksichtigt.

In Phase 2 (*STAGE 2*) werden die Spurparameter der Strahlmyonen einem sog. 'BEAM FILE' entnommen, der mit einem Normalisierungstrigger experimentell genommene Daten von Strahlmyonen enthält. Die Werte für Q^2 und ν werden unter Verwendung der Berechnungen aus Phase 1 nach dem differentiellen Wirkungsquerschnitt^[25] mit Hilfe eines Zufallsgenerators ermittelt. Die gestreuten Myonen, virtuellen Photonen und abgestrahlten Strahlungsphotonen werden generiert und anschließend dem *MC1*-Programm übergeben.

Falls Ereignisse ohne Strahlungskorrekturen erzeugt werden sollen, werden diese nach dem differentiellen Wirkungsquerschnitt (s. (2.11)) im *MC1*-Programm unter Verwendung der Spurparameter aus dem 'BEAM FILE' generiert.

2. Die Generierung des hadronischen Teils

Nach der Erzeugung des leptonicen Teils im *MC1*-Programm wird in jedem Ereignis der hadronische Teil generiert. Dabei werden die kinematischen Variablen dem *LEPTO-JETSET*-Programm (s. Kap. 2.3.3.) übergeben und in diesem die Hadronen erzeugt. Der Anteil der Ereignisse mit Photon-Gluon-Fusion oder Gluon-Bremsstrahlung (s. Kap. 2.1.4. und Abb. 2.4a.)-d.)) wird auf einem Gitter in (x_{Bj}, W) im Programmteil *LEPTO* berechnet und anschließend die Parton-Konfiguration bestimmt, worauf im *JETSET*-Programm die String-Fragmentation vorgenommen wird.

3. Die Programme MC1 und MC2

Im *MC1*-Programm werden nach der Generierung der Ereignisse die Teilchenspuren im Detektor mit Hilfe des *CERN*-Programms *GEANT*^[79] durch Erzeugung von Raumpunkten schrittweise weiterverfolgt unter Berücksichtigung von Prozessen wie z.B. Sekundär-Wechselwirkungen, γ -Konversionen, Coulomb-Vielfachstreuung und Energieverlust oder Zerfällen.

Da die Simulation von Wechselwirkungen im Hadron-Absorber und im Kalorimeter (s. Kap. 3.3.2. und Abb. 3.1) zuviel *CPU*-Zeit in Anspruch nimmt, wurde der Einfluß dieser Detektorteile nicht berücksichtigt.

Im *MC2*-Programm werden unter anderem die Digitalisierung der Treffer, die geometrische Akzeptanz des Nachweisdetektors, die Trigger des Experiments und die apparativen Verluste und Unzulänglichkeiten simuliert. Die Erzeugung von δ -rays findet ebenso Berücksichtigung wie die Darstellung von Ineffizienzen, die Gruppierung von getroffenen Drähten zu *Cluster* oder die Erzeugung von Untergrund-Treffer durch elektronisches Rauschen.

Die Positionen der Drähte und Kammern wurden durch experimentelle Daten im sog. 'Alignment' bestimmt und sind für die experimentellen Ereignisse und *MC*-Ereignisse gleich.

Nach Durchlaufen der *MC1-MC2*-Kette wurden die *MC*-Ereignisse wie die experimentellen Daten durch das *PTMV*-Rekonstruktionsprogramm geschickt (s. Abb. 4.4, vgl. Abb. 4.2).

4. Die Monte-Carlo-Simulation der Streamerkammer-Ereignisse

Zur Simulation der *SC*-Ereignisse wurde ein zusätzliches *SCMC*-Programm entwickelt, das auf einer Programmversion der *EMC* basiert. Nähere Einzelheiten befinden sich in^[66].

In dem *SCMC*-Programm werden alle Vertizes und alle Raumpunkte von Teilchenspuren, die in der *GEANT*-Simulation erzeugt wurden und außerhalb des Bereichs der Streamerkammer oder innerhalb des Targets liegen, aus dem Datensatz entfernt und die verbleibenden Spuren in die Filmebenen der 3 stereoskopischen Ansichten transformiert. Einige der Raumpunkte werden gelöscht, bis die mittlere Anzahl von Punkten pro Spur derjenigen in den Daten entspricht. In jeder Filmebene werden die Raumpunkte nach einer *Gauss*-Verteilung verschmiert, deren Breite so groß wie die mittlere quadratische Abweichung (*RMS*) der im Spurfitt angepaßten Teilchenspuren von den gemessenen Punkten in den experimentellen Daten ist. Um die Verzerrungen in den *SC*-Daten zu berücksichtigen, wurden zusätzlich in jeder Filmebene beide Koordinaten mit dem $\sqrt{7}$ -fachen des in den Daten gemessenen *RMS* mit zufällig ausgewähltem Vorzeichen verschmiert.

Die so erzeugten *SCMC*-Ereignisse wurden durch die gleiche Rekonstruktionskette wie die experimentellen *SC*-Ereignisse geschickt (s. Abb. 4.4, vgl. Abb. 4.2).

ABBILDUNGEN KAPITEL 4.

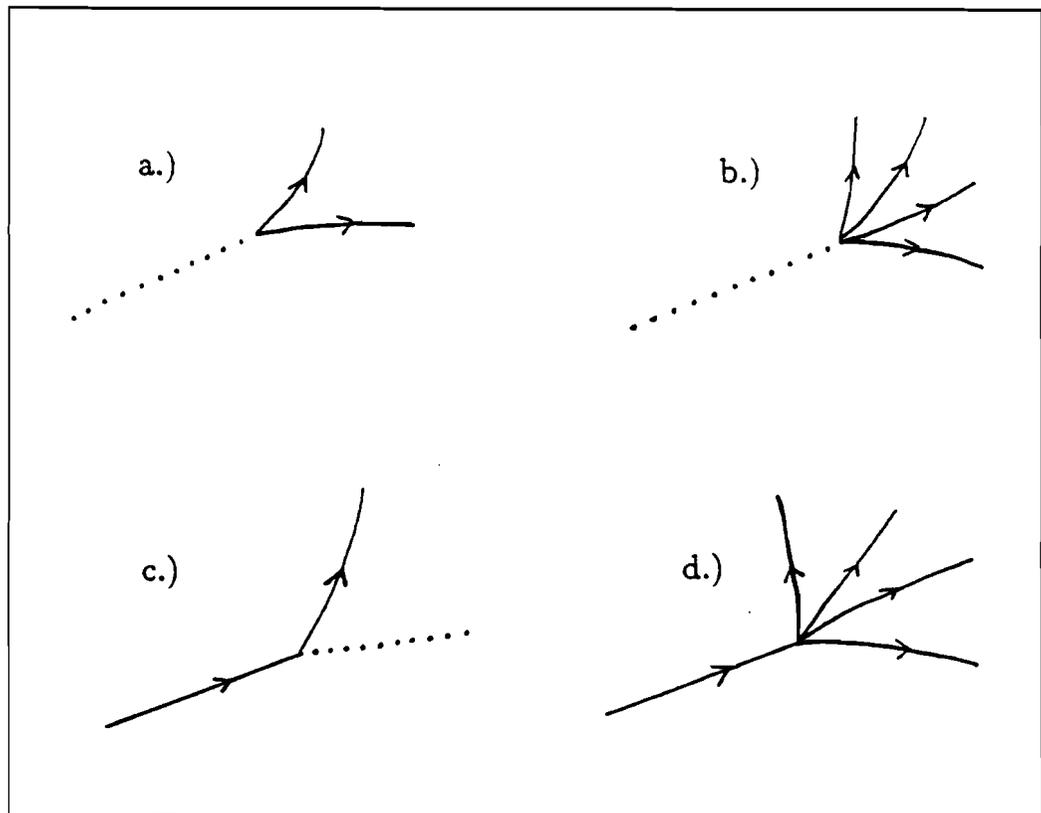


Abb. 4.1: Arten von sekundären Vertizes: a.) V^0 , b.) neutraler Stern, c.) geladener Zerfall, d.) geladene Sekundär-Wechselwirkung.

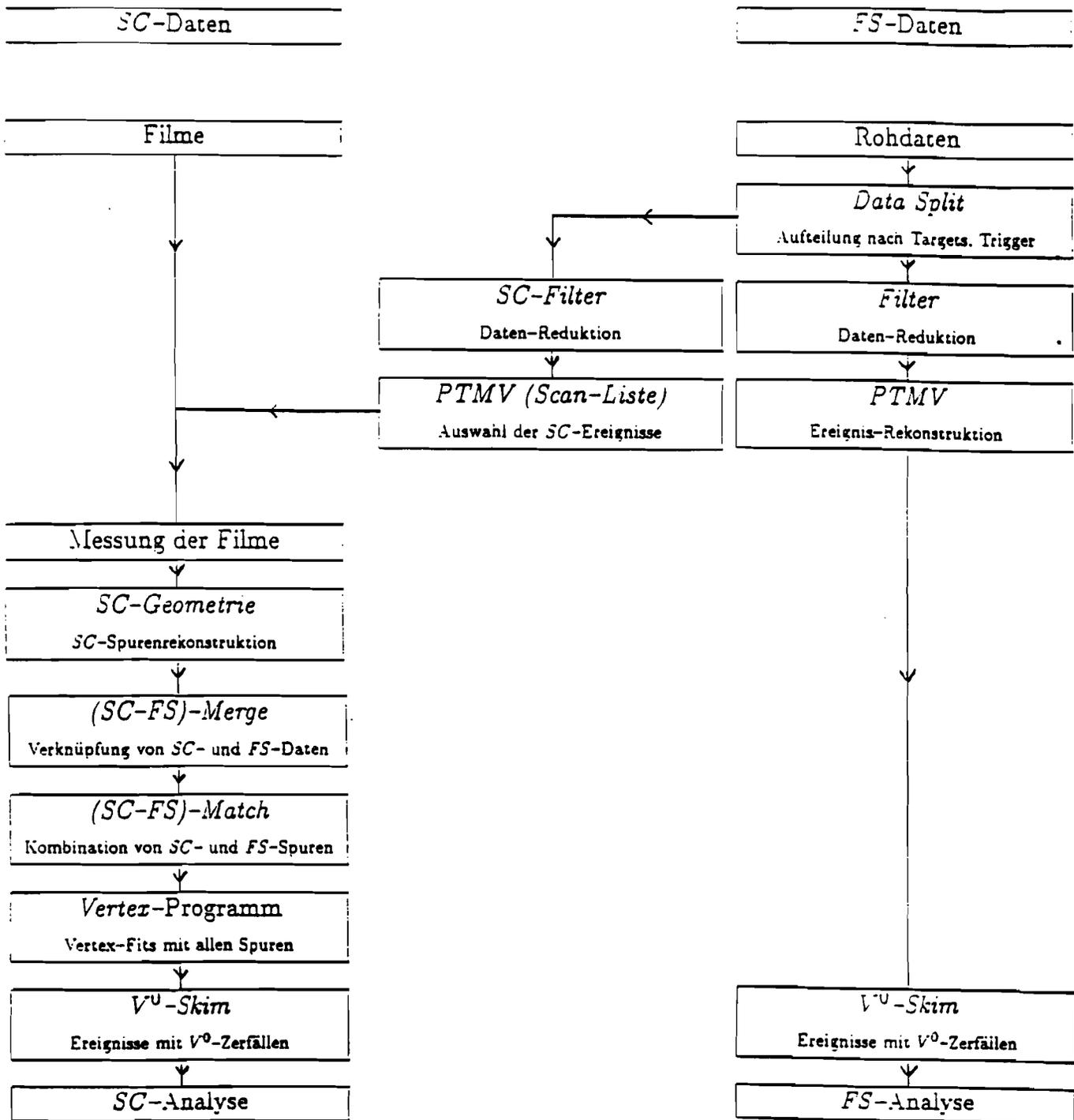


Abb. 4.2: Die Rekonstruktionskette für die experimentellen Daten (links für die SC- und rechts für die FS-Daten); 'FS' steht für 'Vorwärts-Spektrometer' und 'SC' für 'Streamer-kammer'.

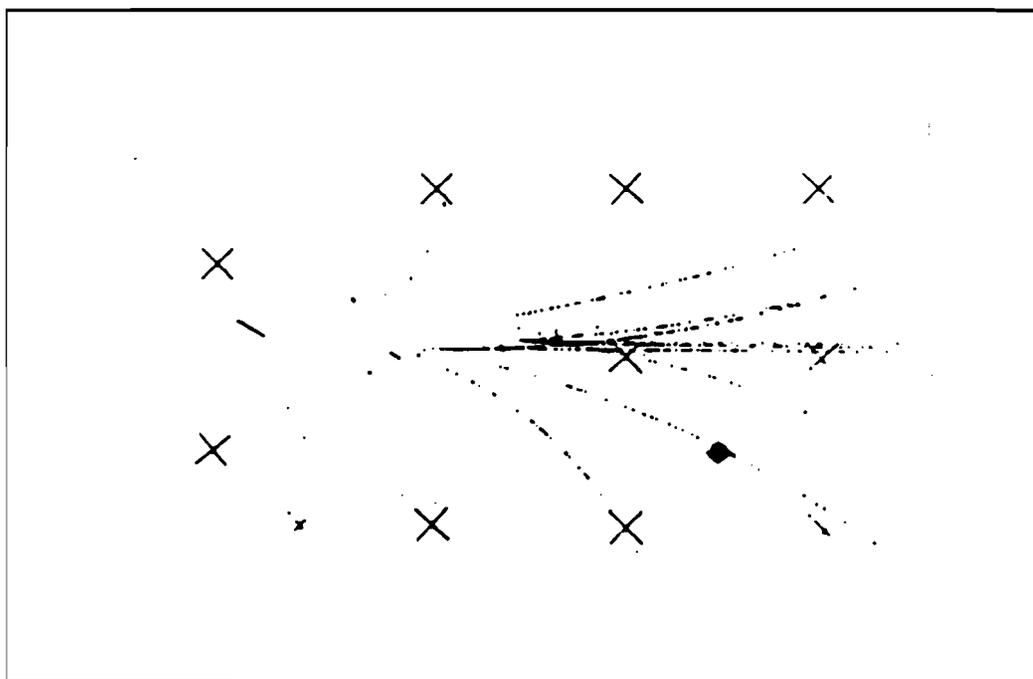


Abb. 4.3: ein Streamerkammer-Bild: zu erkennen sind die auslaufenden Spuren und die Markierungspunkte; der Myonstrahl trifft von links auf das nicht sichtbare Target.

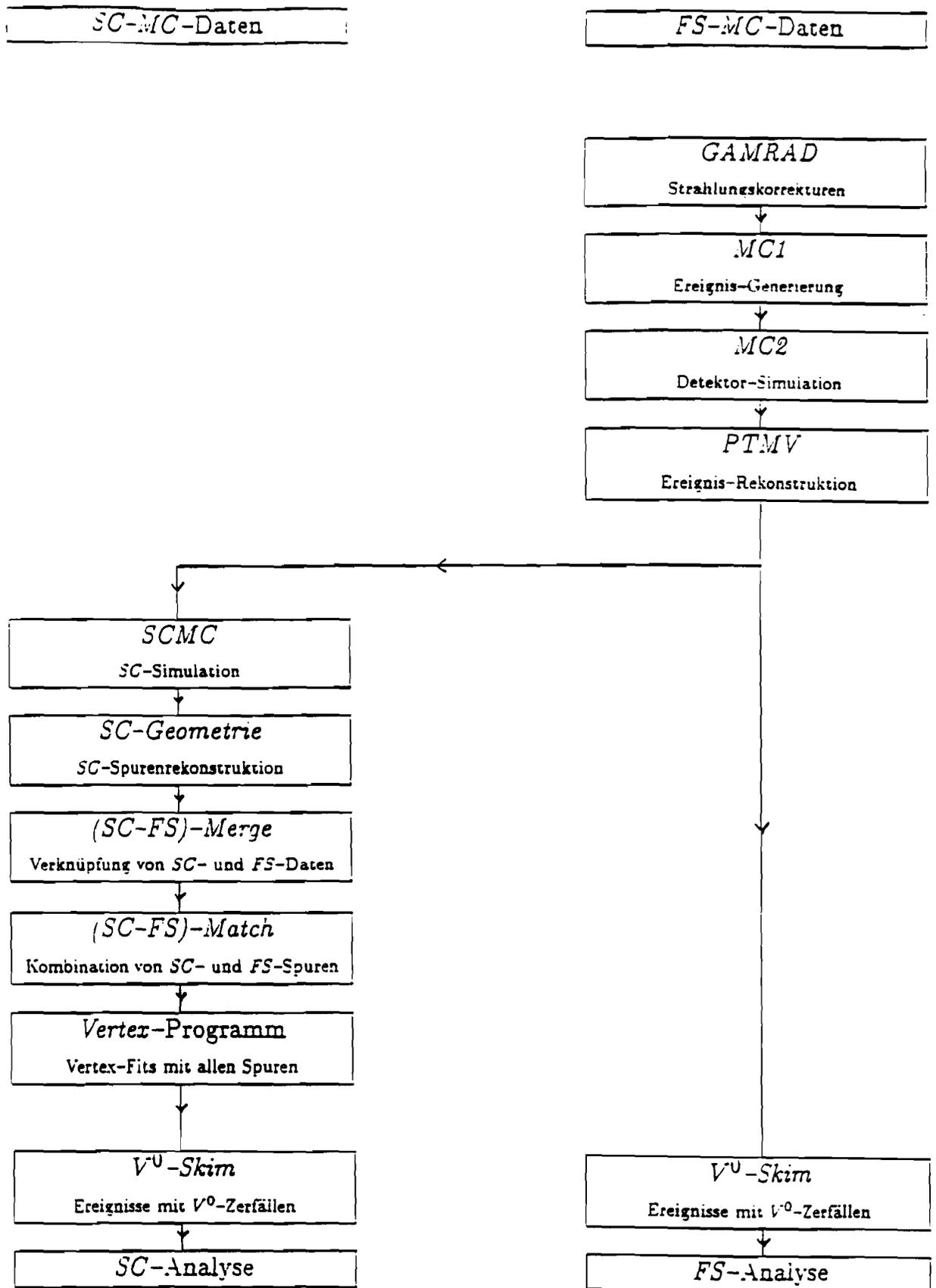


Abb. 4.4: Die Rekonstruktionskette für die Monte-Carlo(MC)-Daten (links für die SC- und rechts für die FS-Daten); 'FS' steht für 'Vorwärts-Spektrometer' und 'SC' für 'Streamer-kammer'.

5. Die Auswahl der Kandidaten von neutralen seltsamen Teilchen

5.1. EINLEITUNG

Die meisten der mit dem Programm *PTMV* (s. Kap. 4.2.) rekonstruierten V^0 -Vertizes stammen nicht von Zerfällen seltsamer Teilchen. Aus diesem Grund kommt den Selektionskriterien zur Auswahl von K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten eine entscheidende Bedeutung zu. Abb. 5.1 zeigt die Verteilungen der invarianten Massen der Zerfallsspuren aus allen V^0 -Zerfällen unter der Annahme, daß es sich bei den beiden Spuren um ein π^+ - und ein π^- -Meson, bzw. um ein Proton und ein π^- -Meson handelt. Dargestellt sind die Signale von wahren K_S^0 - und Λ -Zerfällen, sowie der Beitrag des Untergrunds.

In *MC*-Ereignissen wurde zunächst versucht, wahre K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle mit Hilfe von sog. *3C-Fits* (s. Kap. 5.3.1. und Anhang B) und Schnitten in den rekonstruierten Variablen der V^0 -Zerfallsspuren aus der Menge der rekonstruierten V^0 -Zerfälle zu isolieren. Dieses Selektionsverfahren wurde dann anschließend auf die experimentellen Daten angewandt.

Ziel dieses Verfahrens ist es, den Untergrund so klein wie möglich zu machen, ohne dabei zuviel vom Signal der neutralen seltsamen Teilchen zu verlieren. Wichtig für die Untergrundabschätzung ist hierbei, daß *MC*-Daten und experimentelle Daten weitgehend übereinstimmen. Daher wurden für alle Einzelschritte des Auswahlverfahrens die *MC*-Daten mit den experimentellen Daten verglichen.

Die Zuordnung der rekonstruierten V^0 -Zerfallsspuren für *MC*-Ereignisse zu den wahren Teilchenspuren ist in der *FS*-Datenmenge nicht trivial. Bedingt durch die experimentellen Unzulänglichkeiten weichen die rekonstruierten von den wahren Spuren ab. Für die Assoziation von den rekonstruierten zu den wahren Spuren wurden die rekonstruierten und wahren Spurparameter an ausgewählten Detektorebenen (sog. 'keyplanes') durch Berechnung von χ^2 -Werten miteinander verglichen^[70]. Die Kombinationen von wahren und rekonstruierten Spuren mit jeweils minimalen Werten für das χ^2 pro Freiheitsgrad wurden einander zugeordnet. Der Wert von χ^2 wird dabei nach

$$\chi^2 = \sum_{\substack{i=1,\dots,5 \\ k=1,\dots,N}} \frac{(s_{ik,wahr} - s_{ik,rek})^2}{\Delta^2 s_{ik,rek}} \quad (5.1)$$

ermittelt. $s_{ik,wahr}$ bzw. $s_{ik,rek}$ und $\Delta s_{ik,rek}$ sind die wahren bzw. rekonstruierten Spurparameter und ihre Fehler. Die Summe geht dabei über die Anzahl k der Detektorebenen ($k = 1, \dots, N$), in denen die rekonstruierte Teilchenspur Treffer hinterlassen hat und die Anzahl i der am Ort der Detektorebene k bestimmten Spurparameter ($i = 1, \dots, 5$; $s_{ik} = y_k, z_k, y'_k, z'_k, 1/p_k$, vgl. Kap. 4.2.2.).

Alle in Kap. 5. dargestellten Ergebnisse gelten für den aus den rekonstruierten Größen berechneten kinematischen Bereich (vgl. Kap. 6.1. und (6.1))

$$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2 \quad , \quad 0.1 < y_{Bj} < 0.85 \quad , \quad x_{Bj} > 0.003 \quad , \quad \theta_{sc} > 3.5 \text{ mrad} \quad (5.2)$$

mit der zusätzlichen *LAT*- bzw. *LAT.PC*-Triggerbedingung für die *FS*- bzw. *SC*-Ereignisse in den Datensätzen aus D_2 und H_2 . Da sich die Ergebnisse für die D_2 - und H_2 -Ereignisse nicht signifikant unterschieden, wurden beide Datensätze kombiniert.

5.2. VERGLEICH VON KINEMATISCHEN GRÖSSEN IN DEN VORWÄRTS-SPEKTROMETER- UND STREAMERKAMMER-EREIGNISSEN

Im folgenden werden einige aus den Zerfallsspuren der rekonstruierten V^0 -Vertizes berechneten Größen aus den *FS*- und den *SC*-Daten miteinander verglichen. Verwendung finden dabei die Größen $p_{V^0}, l, v, \theta_{V^0}$. \vec{p}_{V^0} bezeichnet den Impuls des neutralen Teilchens, der aus der Vektorsumme der Impulse der Zerfallsspuren \vec{p}_1, \vec{p}_2 bestimmt wird, θ_{V^0} den Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsspuren am Ort des V^0 -Zerfalls, v den Abstand des zum Primärvertex extrapolierten Impulsvektors \vec{p}_{V^0} von diesem und l den Abstand zwischen Primärvertex und V^0 -Zerfallsvertex. Die Bestimmung dieser Größen ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Tab. 5.1 zeigt die Mittelwerte der Größen $p_{V^0}, l, v, \theta_{V^0}$ für die V^0 -Vertizes aus den *FS*-Daten und Tab. 5.2 für die V^0 -Vertizes aus den in der Streamerkammer gemessenen Spuren in *MC*-Ereignissen (Datensatz A.) in Kap. 5.5.). In der ersten Spalte befinden sich die Werte für die experimentellen Daten, in der zweiten diejenigen für die *MC*-Daten und in der dritten bzw. vierten Spalte die Zahlen für wahre K_S^0 - bzw. Λ -Teilchen vom Primärvertex.

Tab. 5.1: Mittelwerte der Größen $p_{V^0}, l, v, \theta_{V^0}$ in *MC*-Ereignissen (s. Text und Abb. 5.2) für die V^0 -Vertizes aus den *FS*-Daten. Die Ergebnisse sind aufgeschlüsselt nach exp. Daten, *MC*-Daten und wahren K_S^0 - bzw. Λ -Teilchen vom Primärvertex.

Variable :	exp. Daten	<i>MC</i> -Daten	wahre K_S^0	wahre Λ
p_{V^0} (GeV/c)	43.0	43.0	43.0	44.0
l (m)	2.0	2.1	2.0	2.3
v (mm)	9.1	8.8	2.3	3.1
θ_{V^0} (mrad)	31.7	34.0	28.4	19.6

Tab. 5.2: Mittelwerte der Größen $p_{V^0}, l, v, \theta_{V^0}$ in *MC*-Ereignissen (s. Text und Abb. 5.2) für die V^0 -Vertizes aus den in der *SC* rekonstruierten Spuren (Datensatz A.) in Kap. 5.5.). Die Ergebnisse sind aufgeschlüsselt nach exp. Daten, *MC*-Daten und wahren K_S^0 - bzw. Λ -Teilchen vom Primärvertex.

Variable :	exp. Daten	<i>MC</i> -Daten	wahre K_S^0	wahre Λ
p_{V^0} (GeV/c)	4.0	3.5	4.0	3.0
l (m)	0.40	0.39	0.41	0.35
v (mm)	60.8	50.5	13.8	14.2
θ_{V^0} (mrad)	449	405	170	209

Der Betrag des Impulses in der *FS*-Datenmenge liegt viel höher als in der *SC*-Datenmenge. Dies ergibt sich direkt aus der unterschiedlichen Impuls-Akzeptanz in beiden Datensätzen. In der *FS*-Datenmenge ist der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsspuren wesentlich kleiner

und der Abstand des V^0 -Vertex zum Primärvertex wesentlich größer. Diese Tatsache ist ebenfalls eine direkte Konsequenz des unterschiedlichen Impulsbereichs der Zerfallsspuren in beiden Datensätzen. Die Größe v ist wesentlich kleiner in der FS -Datenmenge, da das räumliche Auflösungsvermögen im Vorwärts-Spektrometer wesentlich besser ist. Weiterhin ist zu sehen, daß die Größe v in beiden Datensätzen und der Wert des rekonstruierten Öffnungswinkels θ_{V^0} in den SC -Daten für wahre K_S^0 - und Λ -Teilchen vom Primärvertex deutlich kleiner als für alle rekonstruierten V^0 -Vertizes ist.

Tab. 5.3 zeigt die Mittelwerte und die Standardabweichungen σ vom Mittelwert für die invarianten Massen der rekonstruierten Zerfallsspuren aus wahren K_S^0 - bzw. Λ -Zerfällen in den beiden Datensätzen aus Tab. 5.1 und Tab. 5.2. Auch hier wird die bessere Impuls-Auflösung (kleineres σ und kleinere Abweichung des Mittelwerts vom wahren Wert von 497.67 MeV für wahre K_S^0 -Zerfälle) in der FS -Datenmenge deutlich.

Tab. 5.3: Mittelwerte und Standardabweichungen σ vom Mittelwert für die invarianten Massen $W_{K_S^0}$ bzw. W_Λ der rekonstruierten Zerfallsspuren aus wahren K_S^0 - bzw. Λ -Zerfällen.

Variable :	FS-Daten		SC-Daten	
	Mittelwert	σ	Mittelwert	σ
$W_{K_S^0}$ (in MeV) für wahre K_S^0	500.5	43.3	509.7	80.4
W_Λ (in MeV) für wahre Λ	1119.0	16.6	1119.0	11.4

5.3. DIE KINEMATISCHEN FITS MIT DEM *SQUAW*-FIT-PROGRAMM

5.3.1. BESCHREIBUNG DER *3C-FITS*

Mit Hilfe des *SQUAW*-Fit-Programms^[80] wurden die Spuren aus den rekonstruierten V^0 -Vertizes unter der Annahme, daß das neutrale Teilchen im V^0 -Zerfall vom Primärvertex kommt, an die Hypothesen

- 1.) $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$,
- 2.) $\Lambda \rightarrow p \pi^-$,
- 3.) $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$,
- 4.) $\gamma(+p) \rightarrow e^+ e^- (+p')$

durch Minimierung von χ^2 -Werten bei Variation der Spurparameter angepaßt. Das Fit-Programm (s. Anhang B) wurde dabei wesentlich umgestaltet und zum Teil neu geschrieben.

Bei den Anpassungen wird auf die Vierimpuls-Erhaltung zurückgegriffen, und es ergeben sich 4 Gleichungen mit einer Unbekannten (der Impuls des neutralen Teilchens im V^0 -Zerfall). Das Gleichungssystem ist somit 3-fach überbestimmt — man spricht daher auch von sog. *3C(Constraints)-Fits*.

In diese *3C-Fits* gehen die Spurparameter $(y'_1, z'_1, 1/p_1)$ bzw. $(y'_2, z'_2, 1/p_2)$ der beiden Zerfallsspuren und deren quadratische (3×3) -Fehlermatrizen, sowie die Koordinaten (x_p, y_p, z_p) bzw. (x_0, y_0, z_0) von Primär- bzw. V^0 -Vertex und deren quadratische (3×3) -Fehlermatrizen

ein (s. Abb. 5.3). Aus den Koordinaten von Primär- und V^0 -Vertex wird die Richtung (2 Winkel) des neutralen Teilchens im V^0 -Zerfall berechnet.

Bei den γ -Fits 4.) wurden zunächst für wahre γ -Konversionen in MC -Ereignissen die Impulsvariablen $(p_{p',x}, p_{p',y}, p_{p',z})$ des in der γ -Konversion 'angestoßenen' Protons p' mitangepaßt. In die Anpassungen 4.) gingen dann zusätzlich zu den Spurparametern der beiden Zerfallsspuren die in diesen MC -Ereignissen bestimmten Mittelwerte der Impulsvariablen des Protons p' bzw. deren Standardabweichungen vom Mittelwert als Meßwerte der Impulsvariablen $(p_{p',x}, p_{p',y}, p_{p',z})$ bzw. deren Meßfehler ein.

Mit Hilfe der Berechnung von χ^2 -Werten für die Anpassungen 1.)–4.) wurde es möglich, auf der Basis von Wahrscheinlichkeiten $P(\chi^2)$ für die einzelnen Hypothesen Kandidaten auszuwählen und einen Großteil des Untergrunds abzutrennen*). Das Miteinbeziehen der aus den Koordinaten von Primärvertex und V^0 -Vertex berechneten Richtung des neutralen Teilchens erlaubte es ferner, viele Spuren aus Sekundär-Wechselwirkungen auszusondern.

5.3.2. DIE MODIFIKATION DER FEHLERMATRIZEN FÜR DIE KINEMATISCHEN FITS

Eine notwendige Bedingung, um flache Verteilungen für die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ in den Anpassungen 1.)–4.) zu erhalten, ist die korrekte Berechnung der Fehlermatrizen für die Zerfallsspuren und die Koordinaten des V^0 -Vertex. Für einen Test der Diagonalelemente der Fehlermatrizen wurden in MC -Ereignissen aus den wahren bzw. rekonstruierten Größen $s_{i,wahr}$ bzw. $s_{i,rek}$ mit den Fehlern $\Delta s_{i,rek}$ sogenannte 'pulls' q_i nach

$$q_i = \frac{s_{i,wahr} - s_{i,rek}}{\Delta s_{i,rek}} \quad ; \quad i = 1, \dots, 9 \quad (5.3)$$

für die Größen $s_i = (y'_1, z'_1, 1/p_1, y'_2, z'_2, 1/p_2, x_0, y_0, z_0)$, vgl. Abb. 5.3) berechnet. Für korrekt behandelte Fehler $\Delta s_{i,rek}$ müssen die Mittelwerte der Größen q_i mit Null und die Standardabweichungen σ vom Mittelwert mit 1 verträglich sein.

Tab. 5.4 zeigt die Mittelwerte und die Standardabweichungen vom Mittelwert für die Größen q_i für wahre K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Teilchen vom Primärvertex in $FS-MC$ -Ereignissen. Für die Größen $(y', z', 1/p)$ beider Zerfallsspuren wurden die Werte der q_i aus den Spurparametern und deren Fehlern an der am weitesten stromaufwärts gelegenen Detektorebene mit Treffern berechnet. Die Standardabweichungen der Größen q_i von ihrem Mittelwert sind größer als 1 und weisen darauf hin, daß die Fehler der Spurparameter im Spurfitt unterschätzt sind. Da sich die Fehler der Spurparameter der Zerfallsspuren direkt in die Berechnung der V^0 -Positionsfehler fortpflanzen, erklärt dies auch die Unterschätzung der Fehler der V^0 -Vertex-Position.

Zu bemerken ist ferner, daß die Mittelwerte der Größen $(1/p_{wahr} - 1/p_{rek})/\Delta(1/p_{rek})$ beider Zerfallsspuren um fast eine halbe Standardabweichung von Null abweichen (s. Tab. 5.4), was möglicherweise auf die Tatsache zurückzuführen ist, daß bei der Spurverfolgung im TF -Programm der Energieverlust in den Einzeldetektoren nicht berücksichtigt wurde.

*) Wahre Λ -Zerfälle weisen z.B. im Mittel wesentlich höhere Wahrscheinlichkeiten $P(\chi^2, \Lambda)$ für die Λ -Hypothese auf als K_S^0 -Zerfälle.

Tab. 5.4: Mittelwerte und Standardabweichungen σ_i vom Mittelwert für die Größen q_i (vgl. (5.3)) für die Spurparameter beider Zerfallsspuren $y', z', 1/p$ und die Koordinaten x_0, y_0, z_0 des V^0 -Vertex. Die angegebenen Resultate sind für wahre K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ vom Primärvertex in FS-MC-Ereignissen. Die Größen q_i für die Spurparameter $y', z', 1/p$ beider Zerfallsspuren sind an der am weitesten stromaufwärts gelegenen Detektorebene mit Treffern dargestellt.

q_i :	Mittelwert	σ_i
$(y'_{wahr} - y'_{rek})/\Delta y'_{rek}$	-0.04	1.6
$(z'_{wahr} - z'_{rek})/\Delta z'_{rek}$	+0.01	1.4
$(1/p_{wahr} - 1/p_{rek})/\Delta(1/p_{rek})$	-0.41	1.1
$(x_{0,wahr} - x_{0,rek})/\Delta x_{0,rek}$	-0.17	1.4
$(y_{0,wahr} - y_{0,rek})/\Delta y_{0,rek}$	-0.09	1.4
$(z_{0,wahr} - z_{0,rek})/\Delta z_{0,rek}$	-0.04	1.4

Abb. 5.4a.) zeigt für die FS-MC-Daten die Verteilung der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, K_S^0)$ für K_S^0 -Fits von wahren K_S^0 - und die Verteilung der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \Lambda)$ für Λ -Fits von wahren Λ -Teilchen vom Primärvertex. Etwa für die Hälfte der wahren K_S^0 - bzw. Λ -Teilchen liegt die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ unterhalb von 1%.

Zur Korrektur der Fehlermatrizen wurden die Elemente E_{ij} der Fehlermatrix für die Größen $s_{i,rek}$ und $s_{j,rek}$ (vgl. (5.3)) mit den Standardabweichungen σ_i und σ_j der Größen q_i und q_j von ihrem Mittelwert aus Tab. 5.4 nach

$$E'_{ij} = E_{ij}\sigma_i\sigma_j \quad (5.4)$$

multipliziert, wobei E' die auf diese Weise modifizierte Fehlermatrix darstellt.

Abb. 5.4b.) zeigt die Verteilungen von $P(\chi^2, K_S^0)$ und $P(\chi^2, \Lambda)$ nach der Modifikation (5.4) der Fehlermatrizen. Die Verteilungen sind deutlich flacher, jedoch weichen die Mittelwerte der Verteilungen nach wie vor weit von 0.5 ab.

Eine genauere Analyse zeigte, daß der Einfluß der CVM- und CCM-Magnetfelder zu einem zusätzlichen Beitrag zum Fehler der Spurparameter führt, der in den im Vertex-Programm berechneten Fehlermatrizen nicht enthalten ist. Weicht die rekonstruierte von der wahren Position des V^0 -Vertex ab, so weicht i.a. der rekonstruierte Öffnungswinkel $\theta_{V^0,rek}$ vom wahren Öffnungswinkel $\theta_{V^0,wahr}$ ab (s. Abb. 5.5), wenn sich am Ort des V^0 -Zerfalls ein

magnetisches Feld \vec{B} befindet. Die Berücksichtigung dieser \vec{B} -Feld-Abhängigkeit führt zu einer Vergrößerung der Fehler für die Spurparameter y' und zu Spur-Spur-Korrelationen in den Spurparametern der Zerfallsspuren. In die kinematischen Fits für die Fehler der Zerfallsspuren geht an Stelle von zwei (3×3) -Matrizen nun eine (6×6) -Matrix ein (s. Anhang C).

Nach den Korrekturen (5.4) wurde deshalb zusätzlich der Einfluß der Magnetfelder auf die Fehlermatrizen berücksichtigt. Die sich schließlich ergebenden Verteilungen der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für K_S^0 - und Λ -Fits sind in Abb. 5.4c.) dargestellt. Die Verteilungen von $P(\chi^2)$ sind nun ausreichend flach mit Mittelwerten nahe bei 0.5. Nach wie vor ergeben sich jedoch bei etwa 10 % der rekonstruierten K_S^0 - und Λ -Zerfällen kleine Werte von $P(\chi^2) \lesssim 1\%$.

Eine mögliche Erklärung liegt darin, daß bei einigen der rekonstruierten wahren K_S^0 - bzw. Λ -Zerfällen zum Teil schlecht rekonstruierte Spuren aufgrund von falschen Treffern in den Einzeldetektoren vorliegen.

Abb. 5.6 zeigt die Verteilung der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \gamma)$ für γ -Fits von wahren konvertierten Photonen vom Primärvertex in *FS-MC*-Ereignissen nach allen erwähnten Modifikationen. Etwa 25 % der wahren γ -Konversionen besitzen einen Wert von $P(\chi^2) < 1$ % oder ergeben im Rahmen der festgelegten Parameterwerte im *SQUAW*-Programm gar keinen γ -Fit, was vermutlich darauf zurückzuführen ist, daß in der Spurverfolgung mit dem Programm *VTRACK* die wahren Elektron- und Positron-Spuren wie Hadron-Spuren behandelt werden. Der Einfluß der *Coulomb-Vielfachstreuung* wird daher bei diesen Spuren nicht korrekt berücksichtigt.

Für die Auswahl der seltsamen Teilchen in den *MC*-Daten und den experimentellen Daten wurden alle kinematischen Fits 1.)–4.) mit den erwähnten Veränderungen der Fehlermatrizen berechnet. Die gleichen Modifikationen mit ähnlichen Multiplikationsfaktoren für die Korrektur der Fehlermatrizen nach (5.4) und Tab. 5.4 wurden auch für die *SC*-Datenmenge durchgeführt.

5.4. DIE AUSWAHL DER K_S^0 -, Λ - UND $\bar{\Lambda}$ -KANDIDATEN IN DEN VORWÄRTS-SPEKTROMETER-DATEN

5.4.1. DIE AUSWAHL DER K_S^0 -KANDIDATEN

Für die Auswahl der Kandidaten von K_S^0 -Zerfällen in der *FS*-Datenmenge wurden folgende Schnitte angewandt:

- a) Die Wahrscheinlichkeit für den K_S^0 -Fit 1.) mußte größer als 1 % sein.
- b) Um Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle auszuschließen, wurde verlangt, daß die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, K_S^0)$ für die K_S^0 -Hypothese um den Faktor 0.8 mal größer als die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \Lambda)$ für die Λ - oder die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \bar{\Lambda})$ für die $\bar{\Lambda}$ -Hypothese ist (s. Abb. 5.7). Durch die Wahl des Faktors 0.8 wird für die Λ -Selektion in Kap. 5.4.2. eine optimale Wahl zwischen der Unterdrückung des Untergrunds aus K_S^0 -Zerfällen und dem Verlust des Λ -Signals getroffen.
- c) Für die γ -Konversions-Hypothese 4.) durfte sich kein Fit ergeben. Um die restlichen γ -Konversionen auszuschließen, für die der γ -Fit nicht konvergierte, wurde zusätzlich verlangt, daß die invariante Masse W_γ für die γ -Konversions-Hypothese größer als 50 MeV ist (die Dispersion von W_γ für wahre konvertierte Photonen liegt im Bereich zwischen 80 und 90 MeV).
- d) Im *Vertex*-Programm wird für eine Zerfallspur ein *Bit* gesetzt, falls sie zum Primärvertex paßt. Dieses Bit durfte nicht gesetzt sein; die Spuren der rekonstruierten V^0 -Zerfälle durften also nicht zum Primärvertex passen. Dieser Schnitt ist äußerst effektiv, um den Anteil des Untergrunds herabzusetzen (vgl. Tab. 5.5 und Tab. 5.6).
- e) Der Abstand l zum Primärvertex mußte größer als 50 cm sein. Ein großer Teil des Untergrunds liegt bei kleinen Werten von l und wird durch diesen Schnitt aus der K_S^0 -Kandidatenmenge entfernt (vgl. Abb. 5.9).
- f) Die invariante Masse der Zerfallsspuren für die K_S^0 -Zerfalls-Hypothese mußte zwischen 450 und 550 MeV liegen.

Tab. 5.5 zeigt die Datenreduktion nach den Schnitten a)-f) für die experimentellen Daten und die *MC*-Daten. Die Reduktion der experimentellen Daten und der *MC*-Daten ist sehr ähnlich. Nach der Datenreduktion beträgt der Untergrund von rekonstruierten V^0 s, die nicht aus K_S^0 -Zerfällen stammen etwa 10 %. Die Ineffizienz der K_S^0 -Selektion ist relativ klein — etwa 29 % der ursprünglich rekonstruierten wahren K_S^0 -Zerfälle fallen durch die Auswahlsschritte heraus. Der Beitrag des Untergrunds ist in Tab. 5.5 aufgeschlüsselt nach den Anteilen von wahren $\Lambda + \bar{\Lambda}$ und konvertierten Photonen; zum verbleibenden Rest des Untergrunds tragen Spuren vom Primärvertex und Spuren aus Sekundär-Wechselwirkungen bei.

Tab. 5.5: Die Datenreduktion nach den Schnitten a)-f) für die K_S^0 -Kandidaten in den *FS*-Daten: in der 2. Spalte für die experimentellen Daten, in der 3. Spalte für die *MC*-Daten und in den folgenden Spalten aufgeschlüsselt nach wahren K_S^0 , $\Lambda + \bar{\Lambda}$ und konvertierten Photonen. Unter den Zahlenwerten befindet sich jeweils der Anteil, der durch den entsprechenden Schnitt herausfällt; in der letzten Spalte steht der gesamte Anteil des Untergrunds.

Schnitt	exp. Daten	<i>MC</i> -Daten	K_S^0	$\Lambda + \bar{\Lambda}$	γ	Rest	Untergrund
rek. V^0	8827	9945	2284	568	1781	5312	77 %
a)	4437 (50 %)	5098 (49 %)	2132 (7 %)	279 (51 %)	297 (83 %)	2390 (55 %)	58 %
b)	4313 (3 %)	4911 (4 %)	2109 (1 %)	194 (30 %)	273 (8 %)	2335 (2 %)	57 %
c)	3535 (18 %)	4176 (15 %)	2029 (4 %)	178 (8 %)	27 (90 %)	1942 (17 %)	51 %
d)	1680 (52 %)	2320 (44 %)	1798 (11 %)	148 (17 %)	9 (67 %)	365 (81 %)	23 %
e)	1419 (16 %)	2025 (13 %)	1738 (3 %)	147 (1 %)	8 (11 %)	132 (64 %)	14 %
f)	1266 (11 %)	1805 (11 %)	1616 (7 %)	107 (27 %)	0 (100 %)	82 (38 %)	10 %

In Abb. 5.8 sind die Verteilungen der für die K_S^0 -Selektion maßgeblichen Größen in den experimentellen Ereignissen und den *MC*-Ereignissen nach den Schnitten a), b) und $W_\gamma > 50$ MeV gegenübergestellt. Die experimentellen Daten und die *MC*-Daten stimmen gut überein. In den experimentellen Daten werden jedoch durch den Schnitt d) mehr rekonstruierte V^0 -Zerfälle als in den *MC*-Daten herausgeschnitten. Abb. 5.9 zeigt für die gleichen Verteilungen die Beiträge der wahren K_S^0 -Zerfälle und des gesamten Untergrunds in den rekonstruierten *MC*-Ereignissen. Es ist klar zu erkennen, daß die gewählten Schnitte (insbesondere Schnitt d)) sehr stark den Beitrag des Untergrunds reduzieren, ohne viel vom Signal der wahren K_S^0 -Zerfälle auszuschneiden.

5.4.2. DIE AUSWAHL DER Λ - UND $\bar{\Lambda}$ -KANDIDATEN

Für die Auswahl der Kandidaten von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen in den *FS*-Daten wurden ähnliche Schnitte wie zur Auswahl der K_S^0 -Kandidaten angewandt. Mehrdeutigkeiten zwischen der Λ - bzw. der $\bar{\Lambda}$ -Hypothese wurden aufgelöst, indem die Spur mit dem größeren Impuls als Proton bzw. Antiproton interpretiert wurde. Kinematische Berechnungen des Λ -Zerfalls zeigten, daß für Impulse des Λ -Hyperons oberhalb von 10 GeV/c das Proton im Laborsystem stets einen größeren Impuls als das Pion besitzt. Auf diese Art und Weise wurde gewährleistet, daß sich in *MC*-Ereignissen für keinen $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Zerfall ein $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Fit ergab.

Die folgenden Schnitte wurden angebracht:

- $P(\chi^2, \Lambda) > 1 \%$ bzw. $P(\chi^2, \bar{\Lambda}) > 1 \%$.
- $P(\chi^2, \Lambda) > 1.25 \cdot P(\chi^2, K_S^0)$ bzw. $P(\chi^2, \bar{\Lambda}) > 1.25 \cdot P(\chi^2, K_S^0)$ (s. Abb. 5.7).
- Die Wahrscheinlichkeit für den γ -Fit mußte kleiner als 5 % und $W_\gamma > 50$ MeV sein.
- Keine Spur aus dem V^0 -Zerfall durfte zum Primärvertex passen.
- Die invariante Masse für die Λ - bzw. die $\bar{\Lambda}$ -Hypothese mußte kleiner als 1120 MeV sein.

Die Datenreduktion für die Selektion der Λ -Kandidaten ist in Tab. 5.6 dargestellt. Die Verhältnisse in den experimentellen Daten und den *MC*-Daten sind sehr ähnlich. Nach der Reduktion beträgt der Untergrund etwa 16 %. Die Ineffizienz der Λ -Selektion ist wesentlich größer als für die K_S^0 -Selektion und bemißt sich zu 51 %. Etwa 10 % der rekonstruierten wahren Λ -Zerfälle in den *MC*-Ereignissen vor und nach dem Selektionsverfahren stammen aus Zerfällen von instabilen Baryonen.

Tab. 5.6: Die Reduktion nach den Schnitten a)-e) für die Λ -Kandidaten in den *FS*-Daten: in der 2. Spalte für die experimentellen Daten, in der 3. Spalte für die *MC*-Daten und in den folgenden Spalten aufgeschlüsselt nach wahren Λ , K_S^0 und konvertierten Photonen. Unter den Zahlenwerten befindet sich jeweils der Anteil, der durch den entsprechenden Schnitt herausfällt; in der letzten Spalte steht der Anteil des gesamten Untergrunds.

Schnitt	exp. Daten	<i>MC</i> -Daten	Λ	K_S^0	γ	Rest	Untergrund
rek. V^0	8827	9945	313	2284	1781	5567	97 %
a)	525 (94 %)	712 (93 %)	274 (12 %)	144 (94 %)	79 (96 %)	215 (96 %)	62 %
b)	279 (47 %)	382 (46 %)	206 (25 %)	26 (82 %)	64 (19 %)	86 (60 %)	46 %
c)	199 (29 %)	300 (21 %)	193 (6 %)	24 (8 %)	13 (80 %)	70 (19 %)	36 %
d)	152 (24 %)	229 (24 %)	178 (8 %)	22 (8 %)	10 (23 %)	19 (73 %)	22 %
e)	123 (19 %)	182 (21 %)	152 (15 %)	12 (45 %)	7 (30 %)	11 (42 %)	16 %

Die Datenreduktion für die $\bar{\Lambda}$ -Selektion ist derjenigen für die Λ -Selektion sehr ähnlich; nach dem Selektionsverfahren ist jedoch in der $\bar{\Lambda}$ -Kandidatenmenge der Anteil des Untergrunds nur etwa halb so groß. Der Grund dafür ist, daß Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen aus Sekundär-Wechselwirkungen zum Untergrund für die Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Selektion beitragen; in diesen Prozessen werden Λ -Hyperonen wesentlich zahlreicher als $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen erzeugt.

Abb. 5.10 zeigt die Verteilungen der für die Schnitte zur Auswahl der Λ -Kandidaten maßgeblichen Größen für die experimentellen Daten und die *MC*-Daten nach den Schnitten a), b) und $W_\gamma > 50$ MeV; Abb. 5.11 zeigt die Beiträge der wahren Λ -Zerfälle und des Untergrunds. Ebenso wie in Abb. 5.9 für die K_S^0 -Selektion wird deutlich, daß die gewählten Schnitte sehr viel vom Beitrag des Untergrunds und nur wenig vom Signal der seltsamen Teilchen ausschneiden. Die Verteilungen der *MC*-Daten stimmen sehr gut mit den Verteilungen der experimentellen Daten überein (s. Abb. 5.10).

In Abb. 5.12 sind die Verteilungen von $P(\chi^2, K_S^0)$ bzw. $P(\chi^2, \Lambda)$ nach allen K_S^0 - bzw. Λ -Selektionsschnitten für die experimentellen *FS*-Daten und die *FS-MC*-Daten einander gegenübergestellt. Die Verteilungen für die experimentellen Daten und die *MC*-Daten stimmen gut miteinander überein.

5.5. DIE AUSWAHL DER K_S^0 - UND Λ -KANDIDATEN IN DEN STREAMERKAMMER-DATEN

In der *SC*-Datenmenge sind 3 Typen von V^0 -Vertizes zu unterscheiden, je nachdem ob die Teilchenspuren in der Streamerkammer oder im Vorwärts-Spektrometer gemessen sind. Die verschiedenen Kategorien umfassen:

- A.) Kombinationen von *SC*- mit *SC*-Spuren,
- B.) Kombinationen von *FS*- mit *FS*-Spuren,
- C.) Kombinationen von *SC*- mit *FS*-Spuren.

Der Datensatz A.) besitzt in der *SC*-Datenmenge vor dem Selektionsverfahren den größten Umfang; hier ist aber auch der Untergrund am schwersten auszusondern. Dies hängt damit zusammen, daß das Auflösungsvermögen in der Streamerkammer wesentlich schlechter als im Vorwärts-Spektrometer ist und damit die Fehler der Spurparameter wesentlich größer sind. Weiterhin ist die Spurendichte viel größer, und der V^0 -Zerfall findet viel näher am Primärvertex statt. Aus diesen Gründen waren zusätzliche Schnitte im Datensatz A.) notwendig, die verglichen mit den *FS*-Daten auch das Signal der seltsamen Teilchen reduzierten und somit zu einer schlechteren Auswahleffizienz führten. Der Schnitt d) (keine der Zerfallsspuren darf zum Primärvertex passen) konnte im Datensatz A.) nicht angewandt werden, da dieser die Datenmenge zu sehr reduziert hätte.

Die Schnitte für die Datenmenge A.) werden in den Kapiteln 5.5.1. und 5.5.2. besprochen. Die Auswahlkriterien für die Datenmenge B.) sind die gleichen wie in Kap. 5.4.. Zur Auswahl der K_S^0 - und Λ -Kandidaten in Datenmenge C.) wurde eine Kombination aus den Schnitten für die Reduktion der Datenmengen A.) und B.) angewandt. Der Datensatz C.) besitzt nur einen kleinen Umfang (s. Tab. 5.9) und wurde verwendet, um die Statistik in der *SC*-Datenmenge im zentralen Bereich um $y^* \simeq 0$ zu erhöhen. Die K_S^0 -Statistik in den *SC*-Daten ist insgesamt wesentlich kleiner als in den *FS*-Daten (vgl. Tab. 5.9). Dies erklärt sich dadurch, daß aufgrund der kleinen *SC*-Trigger-Rate (vgl. Kap. 3.4.3.) nur ein Teil der *FS*-Daten zugehörige *SC*-Bilder besitzt. Daher war es auch in den *SC*-Daten nicht möglich, eine $\bar{\Lambda}$ -Kandidatenmenge mit einem akzeptablen Verhältnis von Signal und Untergrund auszuwählen.

Vor jedem Schnitt wurden für die *SC-MC*-Daten die Verteilungen der Größen, in denen die betreffenden Schnitte vorgenommen wurden, mit den experimentellen Verteilungen verglichen — in allen Datensätzen A.)–C.) ist die Übereinstimmung gut.

Nur ein Teil der V^0 -Zerfälle findet außerhalb des Targets statt und kann daher auf den *SC*-Bildern optisch vermessen werden; nach den Selektionskriterien zur Auswahl von K_S^0 - und Λ -Kandidaten macht der Umfang der optisch vermessenen V^0 -Zerfälle etwa 20 – 25 % aus.

Im folgenden sollen die Schnitte zur Auswahl der K_S^0 - und Λ -Kandidaten für die Datenmenge A.) kurz dargestellt werden.

5.5.1. DIE AUSWAHL DER K_S^0 -KANDIDATEN

Für die Auswahl der Kandidaten von K_S^0 -Zerfällen in der *SC*-Datenmenge A.) wurden folgende Schnitte angewandt:

- a) Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, K_S^0)$ für den K_S^0 -Fit 1.) mußte größer als 1 % sein.
- b) Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, K_S^0)$ für den K_S^0 -Fit mußte um den Faktor 1.25 mal größer als die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \Lambda)$ für den Λ -Fit sein (vgl. Abb. 5.13). Der Faktor 1.25 wurde gewählt, um ein Optimum zwischen der Reduktion des Untergrunds für die K_S^0 -Selektion und dem Verlust des K_S^0 -Signals zu erreichen. Im *SC*-Datensatz A.) ist es im Unterschied zu den *FS*-Daten bei der K_S^0 -Selektion schwieriger als bei der Λ -Selektion, ein akzeptables Verhältnis zwischen Signal und Untergrund zu erhalten. Daher wurde für die K_S^0 -Selektion im *SC*-Datensatz A.) eine stärkere Bedingung (Faktor 1.25) gestellt als in den *FS*-Daten, wo ein Faktor von 0.8 gewählt wurde (vgl. Kap. 5.4.1.).
- c) Es durfte kein γ -Fit vorliegen und die invariante Masse für die γ -Hypothese mußte größer als 200 MeV sein.
- d) Die Größe v mußte kleiner als 2 cm und das Verhältnis v/l kleiner als 0.1 sein (vgl. Abb. 5.2).
- e) Der Abstand d der beiden Zerfallsspuren am Ort des V^0 -Zerfalls mußte kleiner als 3 cm sein (vgl. Abb. 5.14).
- f) Von den beiden Zerfallsspuren mußte diejenige, die bei der Spurextrapolation näher am Primärvertex verläuft, mindestens 6 mm von diesem entfernt sein. Die andere Spur mußte einen Mindestabstand von 23 mm zum Primärvertex besitzen (vgl. Abb. 5.14).
- g) Die invariante Masse $W_{K_S^0}$ für die K_S^0 -Hypothese mußte zwischen 460 und 550 MeV liegen.
- h) Es durfte kein $\bar{\Lambda}$ -Fit vorliegen.

Die Schnitte d)–f) sind ' V^0 -Qualitätsschnitte': Die Richtung des aus den Zerfallsspuren rekonstruierten neutralen Teilchens zeigt für wahre K_S^0 - oder Λ -Zerfälle im Mittel näher zum Primärvertex als für die Untergrund- V^0 -Zerfälle (Schnitt d)). Ferner besitzen die Spuren aus wahren K_S^0 - oder Λ -Zerfällen voneinander meist einen geringeren minimalen Abstand (Schnitt e)) und verlaufen weiter entfernt vom Primärvertex (Schnitt f)).

Die Datenreduktion für die Selektion der K_S^0 -Kandidaten ist in Tab. 5.7 dargestellt. Die Reduktionsverhältnisse in den experimentellen Daten und den *MC*-Daten sind in sehr guter

Übereinstimmung. Nach den Schnitten beträgt der Untergrund etwa 37 %, und die Ineffizienz des Auswahlverfahrens bemißt sich zu etwa 55 %.

Tab. 5.7: Die Datenreduktion nach den Schnitten a)-h) für die K_S^0 -Kandidaten in der SC-Datenmenge A.): in der 2. Spalte für die experimentellen Daten, in der 3. Spalte für die MC-Daten und in den folgenden Spalten aufgeschlüsselt nach wahren K_S^0 , $\Lambda + \bar{\Lambda}$ und konvertierten Photonen. In der letzten Spalte steht der Beitrag des Untergrunds. In der 2. und 3. Spalte ist ebenfalls in Klammern der Anteil eingetragen, der durch die Schnitte jeweils herausfällt.

Schnitt	exp. Daten	MC-Daten	K_S^0	$\Lambda + \bar{\Lambda}$	γ	Rest	Untergrund
rek. V^0	3432	6533	337	240	1344	4612	95 %
a)	1167 (66 %)	2495 (62 %)	318	136	366	1675	87 %
b)	990 (15 %)	2075 (17 %)	299	47	298	1431	86 %
c)	830 (16 %)	1631 (21 %)	290	38	21	1282	82 %
d)	335 (60 %)	706 (57 %)	236	30	13	427	67 %
e)	293 (13 %)	602 (15 %)	227	28	13	334	62 %
f)	226 (23 %)	468 (22 %)	200	21	10	237	57 %
g)	149 (34 %)	311 (34 %)	172	10	5	124	45 %
h)	116 (22 %)	243 (22 %)	153	4	2	84	37 %

5.5.2. DIE AUSWAHL DER Λ -KANDIDATEN

Für die Auswahl der Kandidaten von Λ -Zerfällen in der SC-Datenmenge A.) wurden folgende Schnitte angewandt:

- a) Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \Lambda)$ für den Λ -Fit 2.) mußte größer als 1 % sein.
- b) Die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \Lambda)$ für den Λ -Fit mußte um den Faktor 0.8 mal größer als die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, K_S^0)$ für den K_S^0 -Fit sein (vgl. Abb. 5.13 und Schnitt b) in Kap. 5.5.1.).
- c) Es durfte kein γ -Fit vorliegen und die invariante Masse für die γ -Hypothese mußte größer als 50 MeV sein.
- d) Die Größe v mußte kleiner als 2 cm und das Verhältnis v/l kleiner als 0.1 sein (vgl. Abb. 5.2 und Schnitt d) in Kap. 5.5.1.).
- e) Der Abstand der beiden Zerfallsspuren am Ort des V^0 -Zerfalls mußte kleiner als 3 cm sein (vgl. Abb. 5.14 und Schnitt e) in Kap. 5.5.1.).
- f) Der Öffnungswinkel θ_{V^0} mußte größer als 100 mrad sein.
- g) Von den beiden Zerfallsspuren mußte diejenige, die bei der Spurextrapolation näher am Primärvertex verläuft, mindestens 6 mm von diesem entfernt sein. Die andere Spur mußte einen Mindestabstand von 21 mm zum Primärvertex besitzen (vgl. Abb. 5.14 und Schnitt f) in Kap. 5.5.1.).
- h) Die invariante Masse W_Λ für die Λ -Hypothese mußte zwischen 1100 und 1140 MeV liegen.

Die Datenreduktion für die Selektion der Λ -Kandidaten ist in Tab. 5.8 dargestellt. Auch hier sind die Verhältnisse in den experimentellen und den MC -Ereignissen sehr ähnlich. Der Untergrund beträgt etwa 31 % und die Ineffizienz der Selektion 50 %. Wie für die FS -Daten stammen etwa 10 % der wahren rekonstruierten Λ -Zerfälle in den MC -Ereignissen nach dem Selektionsverfahren aus Zerfällen von instabilen Baryonen.

Tab. 5.8: Die Datenreduktion nach den Schnitten a)–h) für die Λ -Kandidaten in der SC -Datenmenge A.): in der 2. Spalte für die experimentellen Daten, in der 3. Spalte für die MC -Daten und in den folgenden Spalten aufgeschlüsselt nach wahren Λ , K_S^0 und konvertierten Photonen. In der letzten Spalte steht der Beitrag des Untergrunds. In der 2. und 3. Spalte ist ebenfalls in Klammern der Anteil eingetragen, der durch die Schnitte jeweils herausfällt.

Schnitt	exp. Daten	MC -Daten	Λ	K_S^0	γ	Rest	Untg.
rek. V^0	3432	6533	208	337	1344	4644	97 %
a)	422 (88 %)	932 (86 %)	192	38	218	484	79 %
b)	348 (18 %)	781 (16 %)	177	20	176	408	77 %
c)	268 (23 %)	601 (23 %)	173	15	45	368	71 %
d)	133 (50 %)	320 (47 %)	127	5	32	156	60 %
e)	116 (13 %)	274 (14 %)	122	5	27	120	55 %
f)	95 (18 %)	227 (17 %)	113	4	7	103	50 %
g)	71 (25 %)	177 (22 %)	105	3	6	63	41 %
h)	58 (18 %)	151 (15 %)	104	2	2	43	31 %

Tab. 5.9 zeigt den Umfang der einzelnen K_S^0 - und Λ -Kandidatenmengen nach allen Selektionsschnitten aufgeschlüsselt nach den Datensätzen A.)–C.) in den experimentellen SC -Daten und verglichen mit den experimentellen FS -Daten zusammen mit dem abgeschätzten Untergrund.

Tab. 5.9: Umfang der K_S^0 - und Λ -Kandidatenmengen in den Datensätzen A.)–C.) für die experimentellen SC -Daten zusammen mit dem in den MC -Ereignissen abgeschätzten Untergrund. In der letzten Zeile befindet sich die Gesamtstatistik der SC -Daten verglichen mit der Statistik der FS -Daten.

Datensatz	K_S^0 -Kandidaten		Λ -Kandidaten	
	Anzahl	Untergrund	Anzahl	Untergrund
A.)	116	(37 %)	58	(31 %)
B.)	161	(10 %)	14	(16 %)
C.)	31	(33 %)	16	(15 %)
SC gesamt	308	(22 %)	88	(25 %)
FS gesamt	1266	(10 %)	123	(16 %)

Abb. 5.15 zeigt die Verteilungen von $P(\chi^2, K_S^0)$ bzw. $P(\chi^2, \Lambda)$ nach allen K_S^0 - bzw. Λ -Selektionsschnitten für den Datensatz A.) in den experimentellen SC -Daten und den SC - MC -Daten. Die experimentellen Verteilungen sind flach, wogegen in den MC -Daten ein leichter Überschuß von rekonstruierten V^0 -Zerfällen bei großen Wahrscheinlichkeiten $P(\chi^2) \gtrsim 0.5$ erkennbar ist — die Mittelwerte der Verteilungen von $P(\chi^2)$ in den SC - MC -Daten sind daher größer als 0.5.

Abb. 5.16 zeigt die unkorrigierten Verteilungen von x_F für die K_S^0 - bzw. Λ -Kandidaten nach allen Selektionsschnitten und die Verteilungen von W^2 im Bereich $x_F > 0$ für die Ereignisse mit selektierten K_S^0 - bzw. Λ -Kandidaten in den FS -Daten. Abb. 5.17 zeigt die x_F -Verteilungen im gesamten Produktionsbereich und die Verteilungen von W^2 im Bereich $x_F < 0$ für die SC -Daten. Die einzelnen Klassen der V^0 -Kombinationen liegen in unterschiedlichen kinematischen Bereichen: die SC - SC - V^0 s A.) decken die Rückwärts- und die FS - FS - V^0 s B.) die Vorwärtshemisphäre ab, während die SC - FS - V^0 s C.) im zentralen Bereich liegen. Der Mittelwert von W^2 für Ereignisse mit selektierten V^0 -Zerfällen ist im Bereich $x_F > 0$ größer als im Bereich $x_F < 0$. Dies ist eine Folge der geometrischen Akzeptanz und der Effizienz der Rekonstruktion (vgl. Kap. 6.5.), die in den FS -Daten mit zunehmenden Werten von W^2 ansteigt (vgl. Abb. 6.3) und im Unterschied dazu in den SC -Daten annähernd unabhängig von W^2 ist.

$W_{K_S^0}$ und W_Λ für alle V^0 s

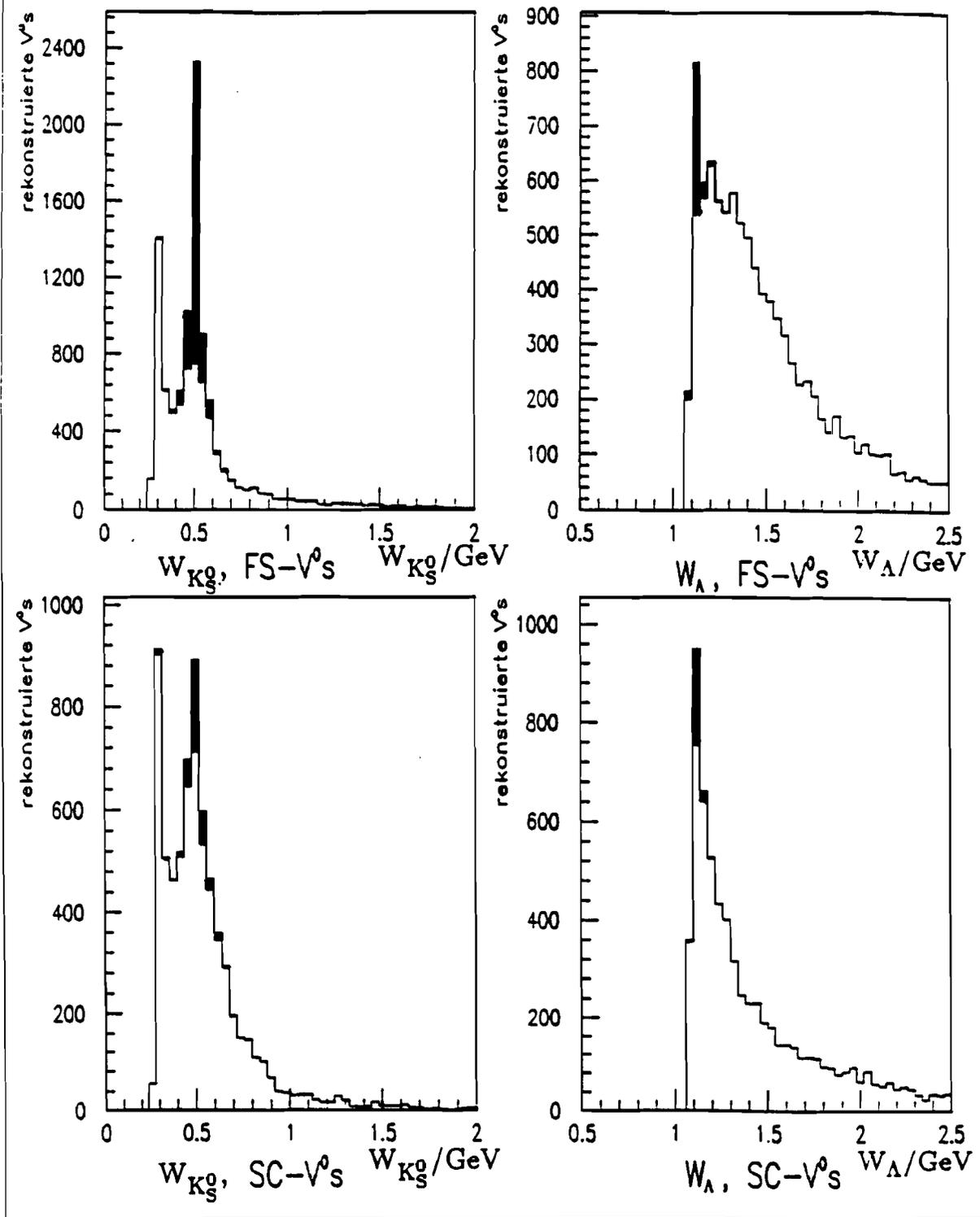


Abb. 5.1: Die Verteilungen der invarianten Massen $W_{K_S^0}$ bzw. W_Λ für die $(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ - bzw. $(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ -Hypothese in den MC-Ereignissen für die rekonstruierten V^0 -Zerfälle in den FS-Daten (oben) und aus den in der Streamerkammer rekonstruierten Spuren (unten, Datensatz A.) in Kap. 5.5.). Schwarz eingezeichnet ist der Beitrag von wahren K_S^0 -Zerfällen für die K_S^0 - und der Beitrag von wahren Λ -Zerfällen für die Λ -Hypothese.

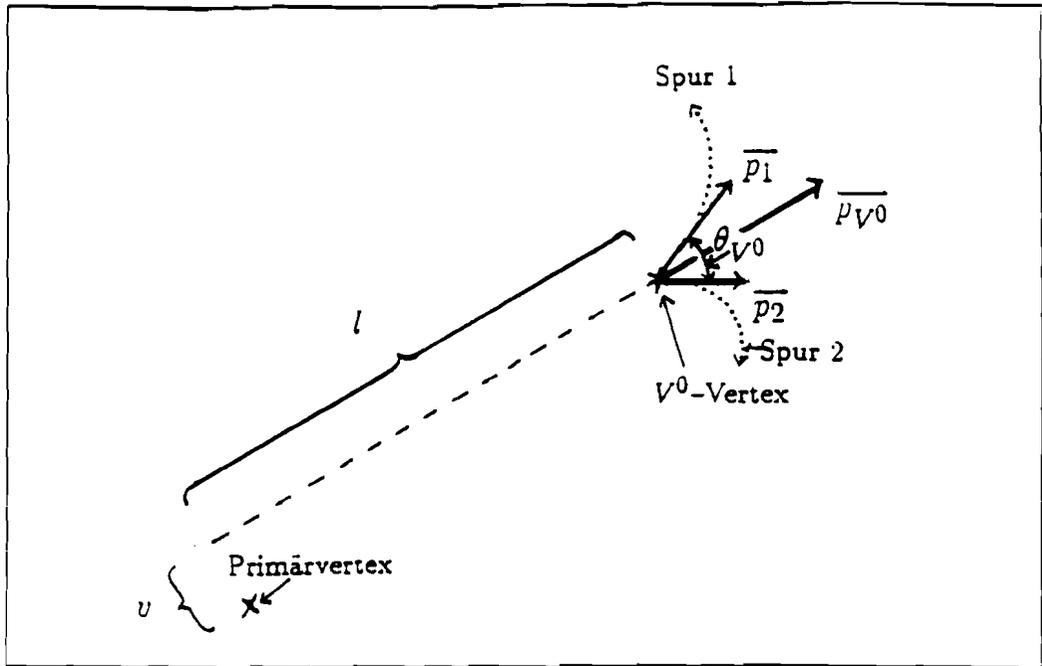


Abb. 5.2: Schematische Darstellung einiger Variablen in V^0 -Zerfällen.

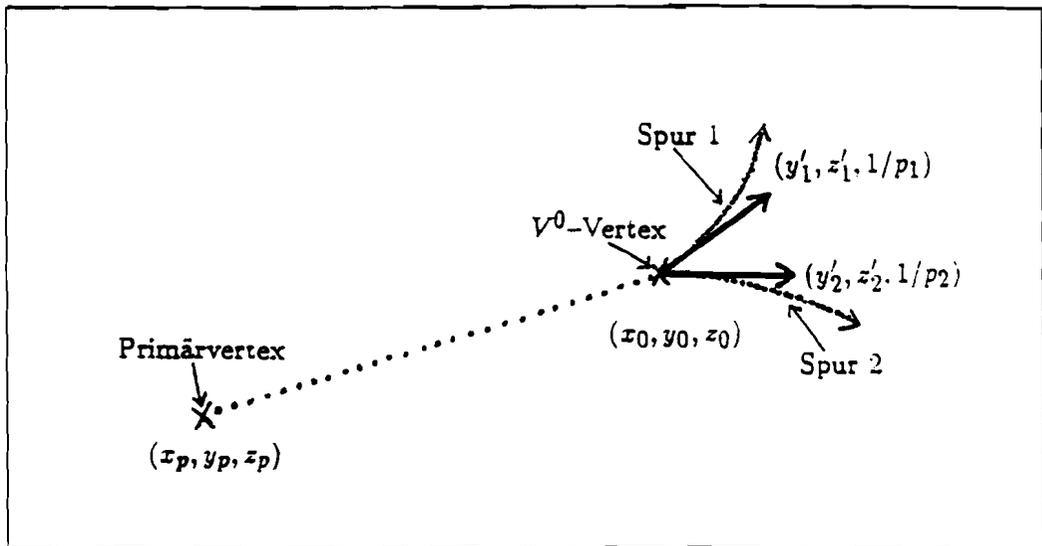


Abb. 5.3: Schematische Darstellung der in die kinematischen Fits eingehenden Variablen.

$P(\chi^2)$ -Verteilungen für K_S^0 - und Λ -Fits, FS-MC-Daten

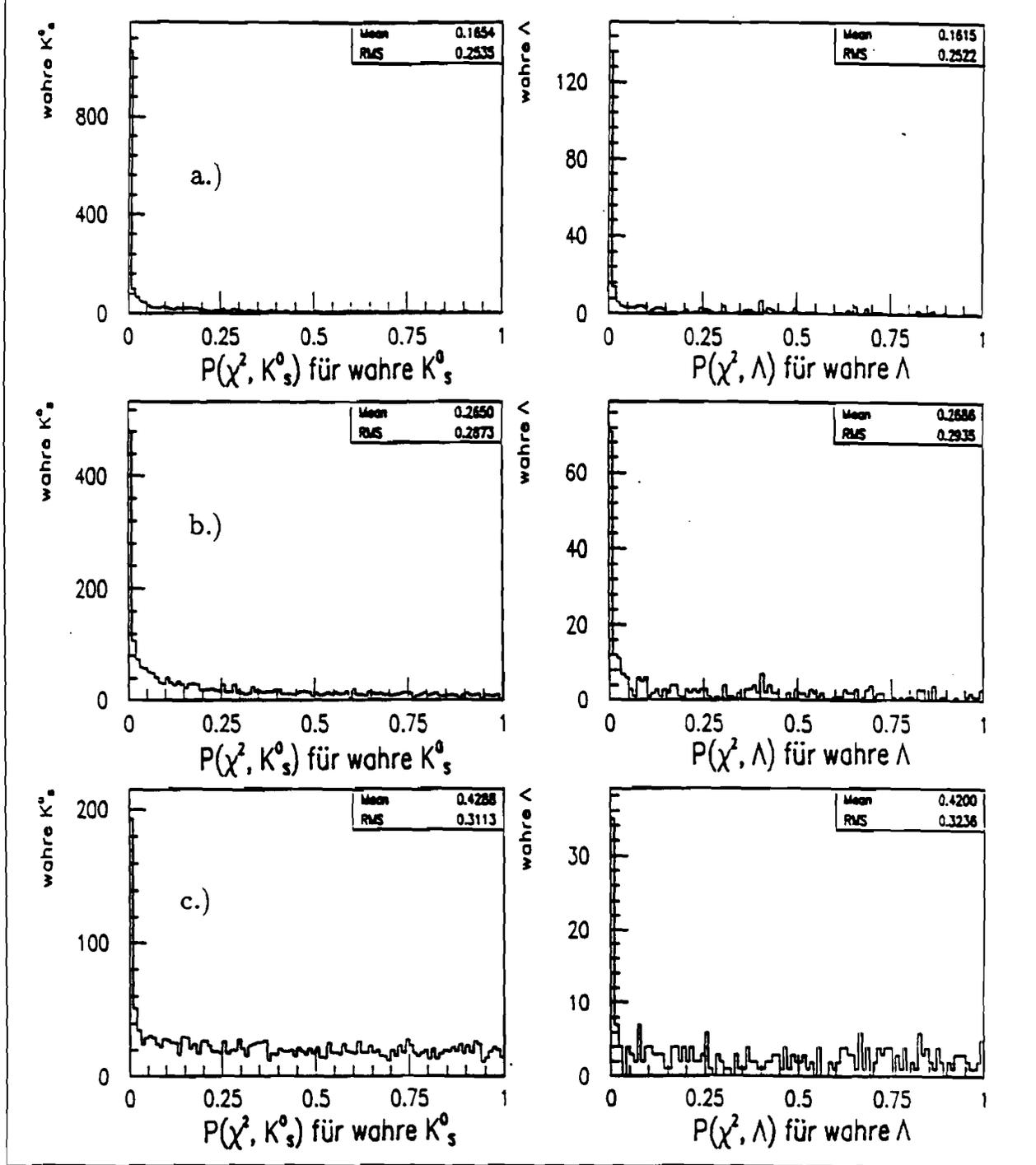


Abb. 5.4: Die Verteilungen der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, K_S^0)$ für K_S^0 -Fits von wahren K_S^0 - und der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, \Lambda)$ für Λ -Fits von wahren Λ -Teilchen vom Primärvertex in den FS-MC-Ereignissen. Abb. 5.4a.) zeigt die Ergebnisse ohne Modifikationen. 5.4b.) nach der Modifikation der Fehlermatrizen nach (5.4) und 5.4c.) nach allen im Text erwähnten Modifikationen.

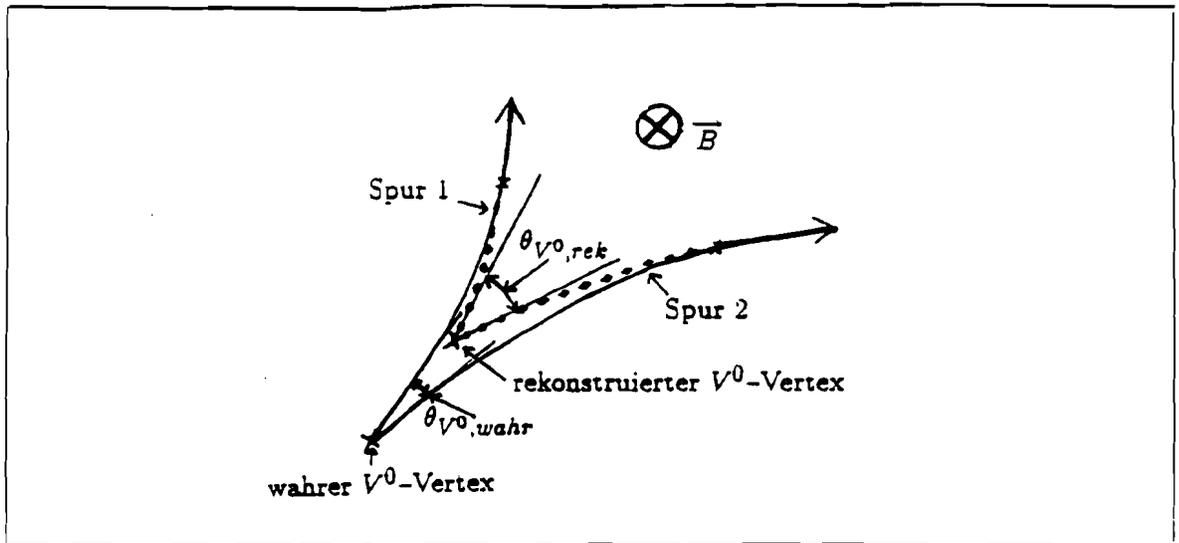


Abb. 5.5: Schematische Darstellung der Magnetfeldabhängigkeit für die Rekonstruktion der V^0 -Zerfallsspuren.

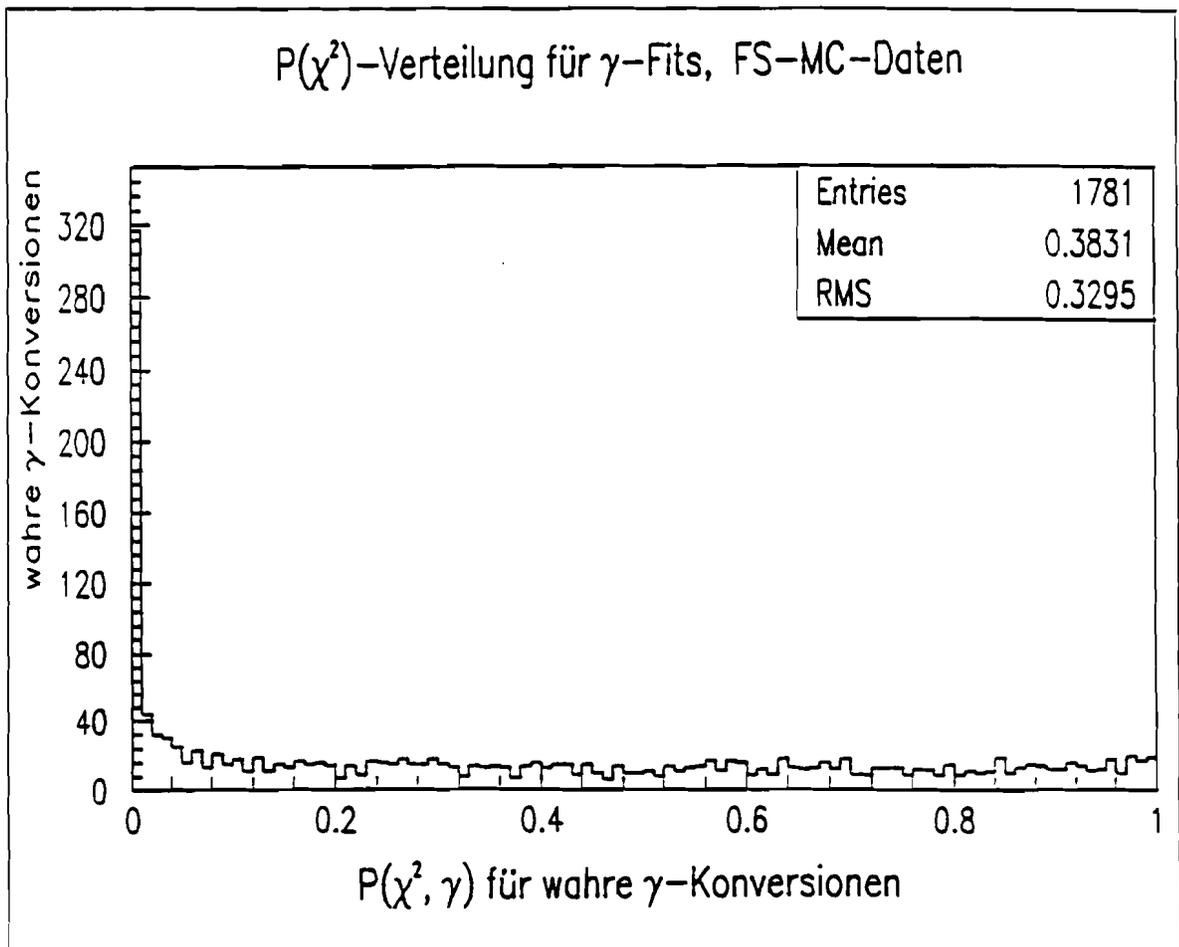


Abb. 5.6: Die Verteilung von $P(\chi^2, \gamma)$ für γ -Fits von rekonstruierten wahren γ -Konversionen in FS-MC-Ereignissen.

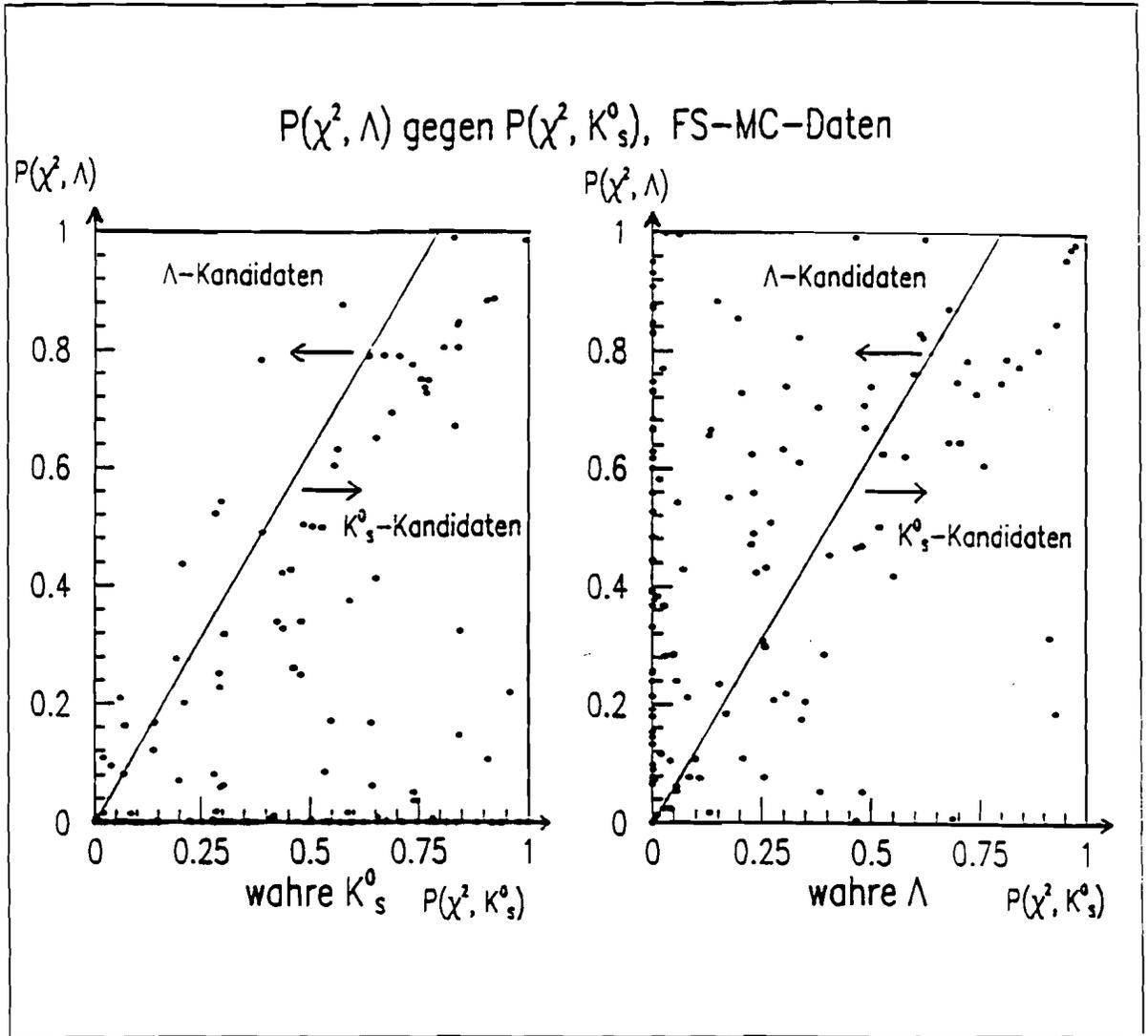


Abb. 5.7: $P(\chi^2, \Lambda)$ aufgetragen gegen $P(\chi^2, K_s^0)$ für wahre K_s^0 - und wahre Λ -Teilchen vom Primärvertex in FS-MC-Ereignissen. Dargestellt sind die Werte für K_s^0 - und Λ -Teilchen, die sowohl K_s^0 - als auch Λ -Fits ergeben.

K_S^0 -Selektionsschnitte, FS-Daten

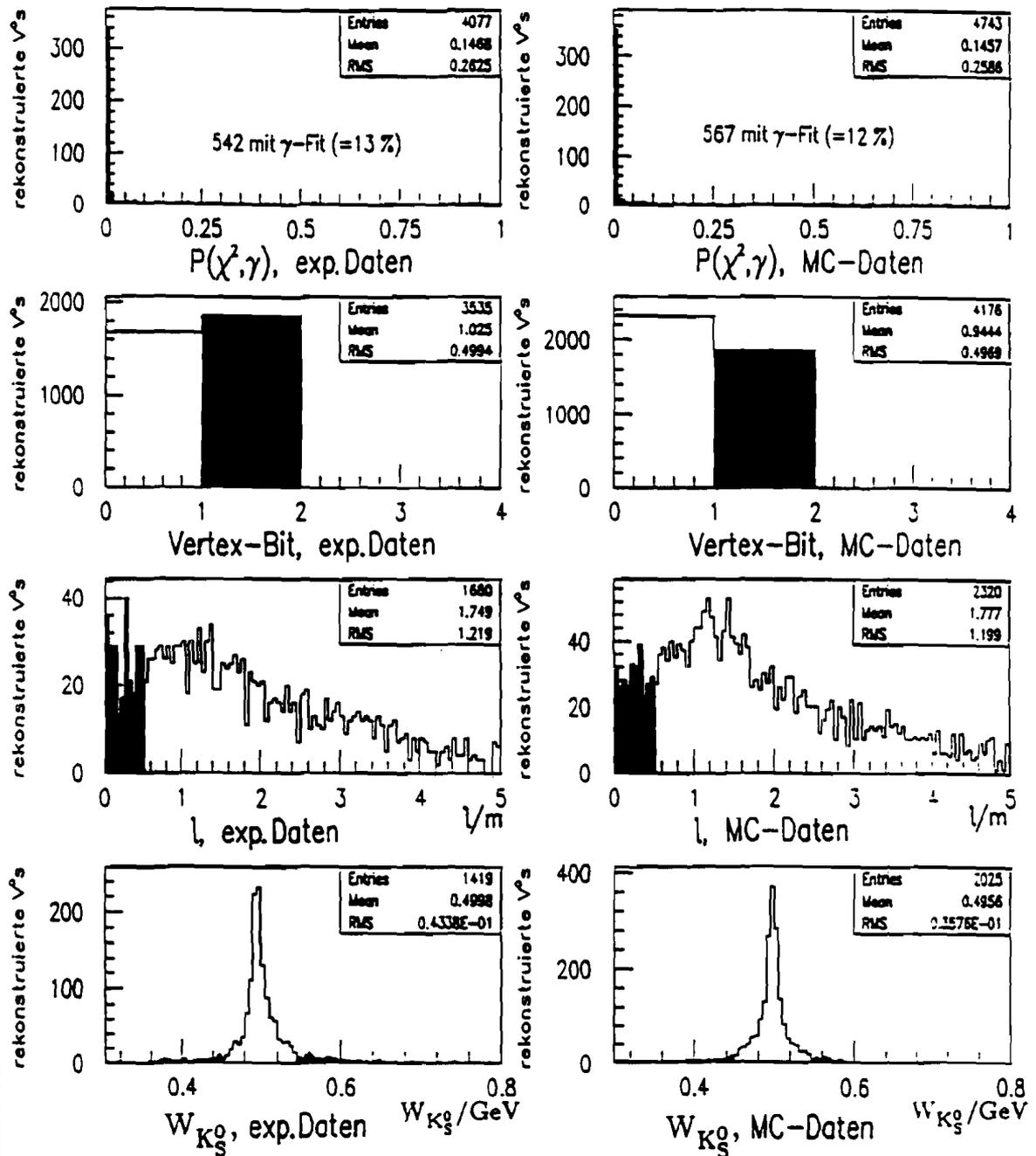


Abb. 5.8: Die Verteilungen von $P(\chi^2, \gamma)$ nach den Schnitten a), b) und $W_\gamma > 50$ MeV (1. Zeile), des Vertex-Bits nach den Schnitten a)-c) (2. Zeile), der Zerfallslänge l nach den Schnitten a)-d) (3. Zeile) und der invarianten Masse $W_{K_S^0}$ nach den Schnitten a)-e) (4. Zeile) zur Auswahl von K_S^0 -Kandidaten. Dargestellt sind die Verteilungen für die experimentellen FS-Ereignisse (links) und die FS-MC-Ereignisse (rechts). Schwarz eingezeichnet in den Verteilungen ist jeweils der Teil, der durch die im Text erwähnten Schnitte herausfällt.

K_S^0 -Selektionsschnitte, FS-Daten

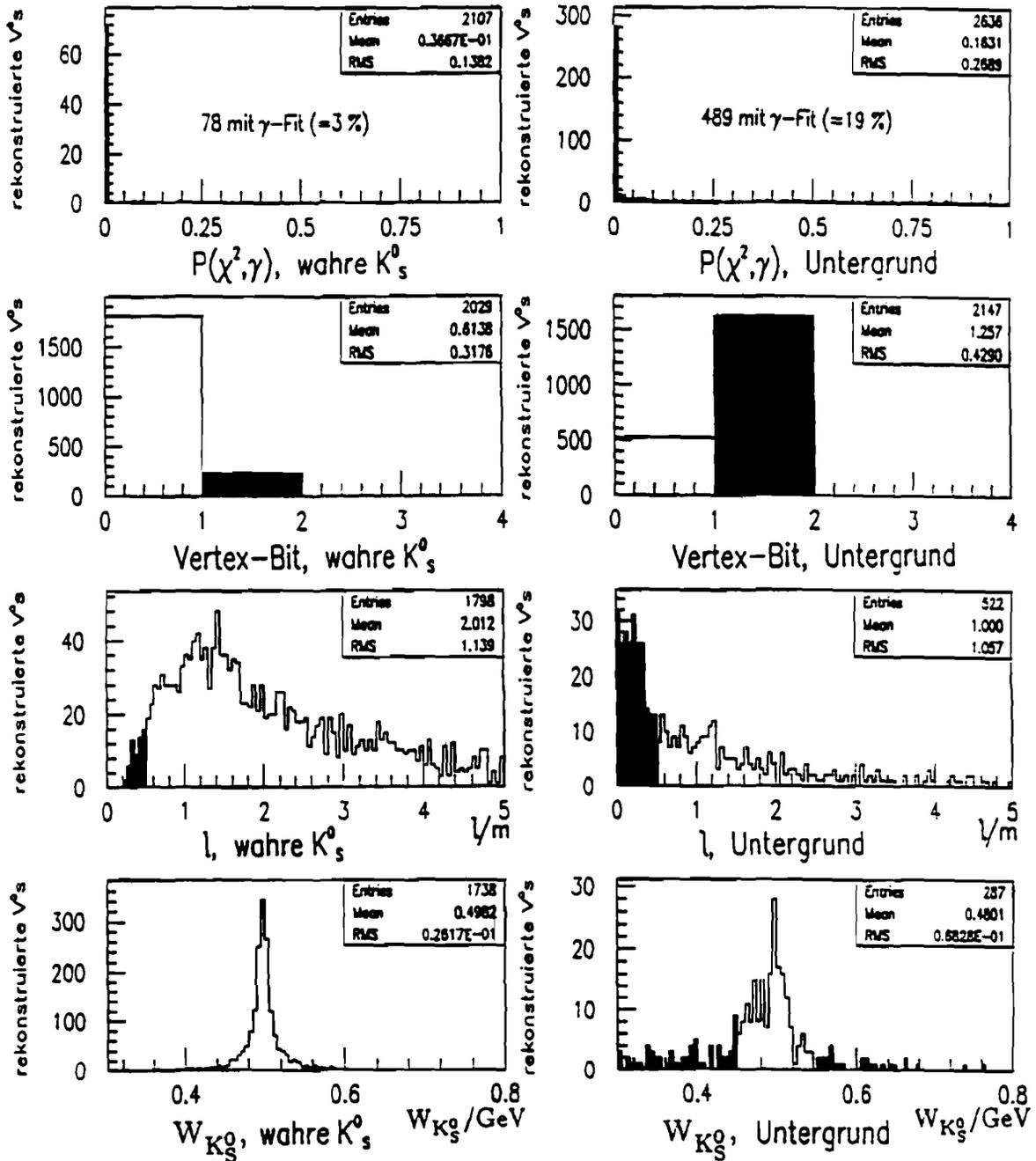


Abb. 5.9: Die Verteilungen von $P(\chi^2, \gamma)$ nach den Schnitten a), b) und $W_\gamma > 50$ MeV (1. Zeile), des Vertex-Bits nach den Schnitten a)-c) (2. Zeile), der Zerfallslänge l nach den Schnitten a)-d) (3. Zeile) und der invarianten Masse $W_{K_S^0}$ nach den Schnitten a)-e) (4. Zeile) zur Auswahl von K_S^0 -Kandidaten. Dargestellt sind die Verteilungen für wahre K_S^0 (links) und den Untergrund (rechts) in den FS-MC-Ereignissen. Schwarz eingezeichnet in den Verteilungen ist jeweils der Teil, der durch die im Text erwähnten Schnitte herausfällt.

Λ -Selektionschnitte, FS-Daten

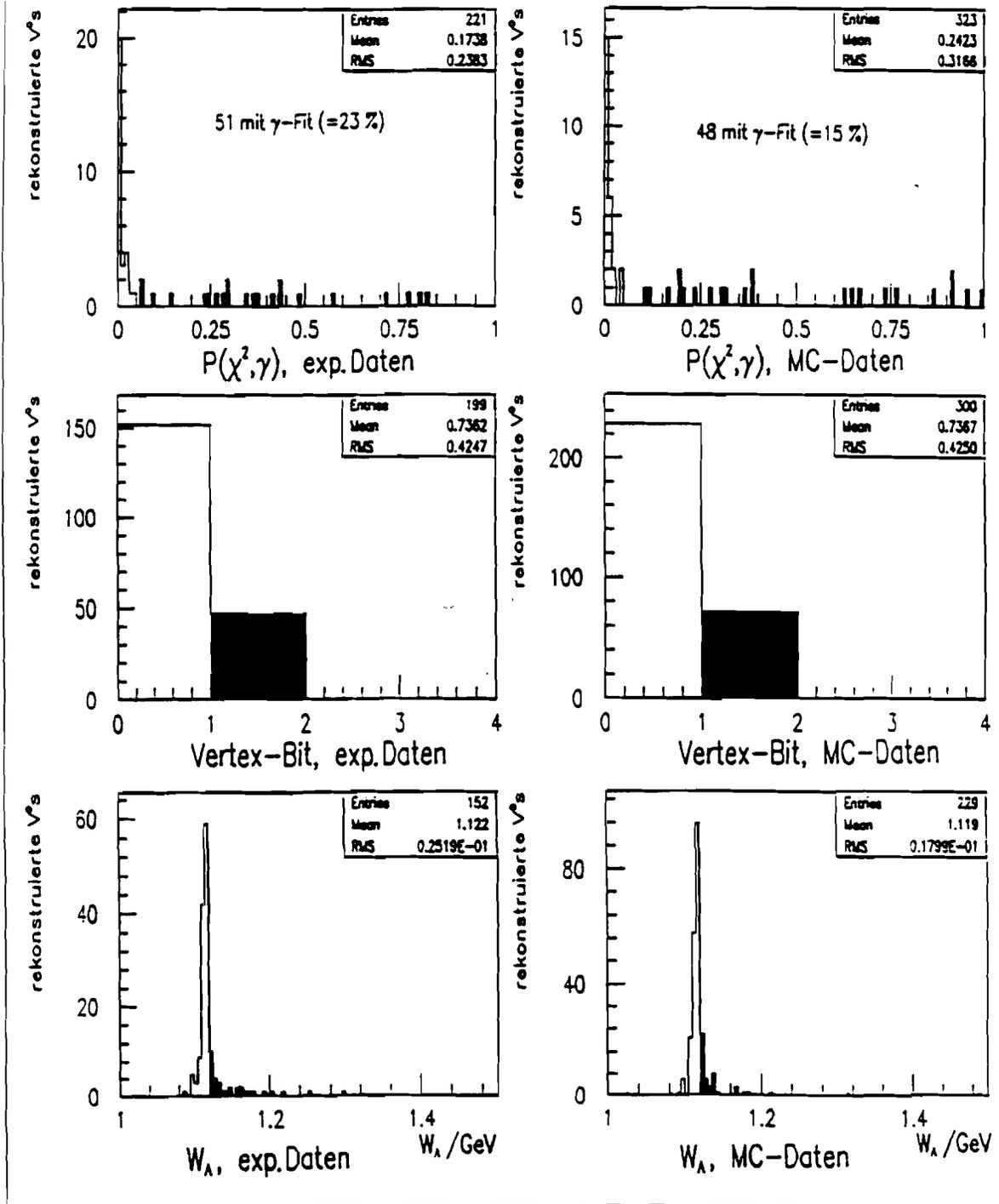


Abb. 5.10: Die Verteilungen von $P(\chi^2, \gamma)$ nach den Schnitten a), b) und $W_\gamma > 50$ MeV (1. Zeile), des Vertex-Bits nach den Schnitten a)-c) (2. Zeile) und der invarianten Masse W_Λ nach den Schnitten a)-d) (3. Zeile) zur Auswahl von Λ -Kandidaten. Dargestellt sind die Verteilungen für die experimentellen FS-Ereignisse (links) und die FS-MC-Ereignisse (rechts). Schwarz eingezeichnet in den Verteilungen ist jeweils der Teil, der durch die im Text erwähnten Schnitte herausfällt.

Λ -Selektionsschnitte, FS-Daten

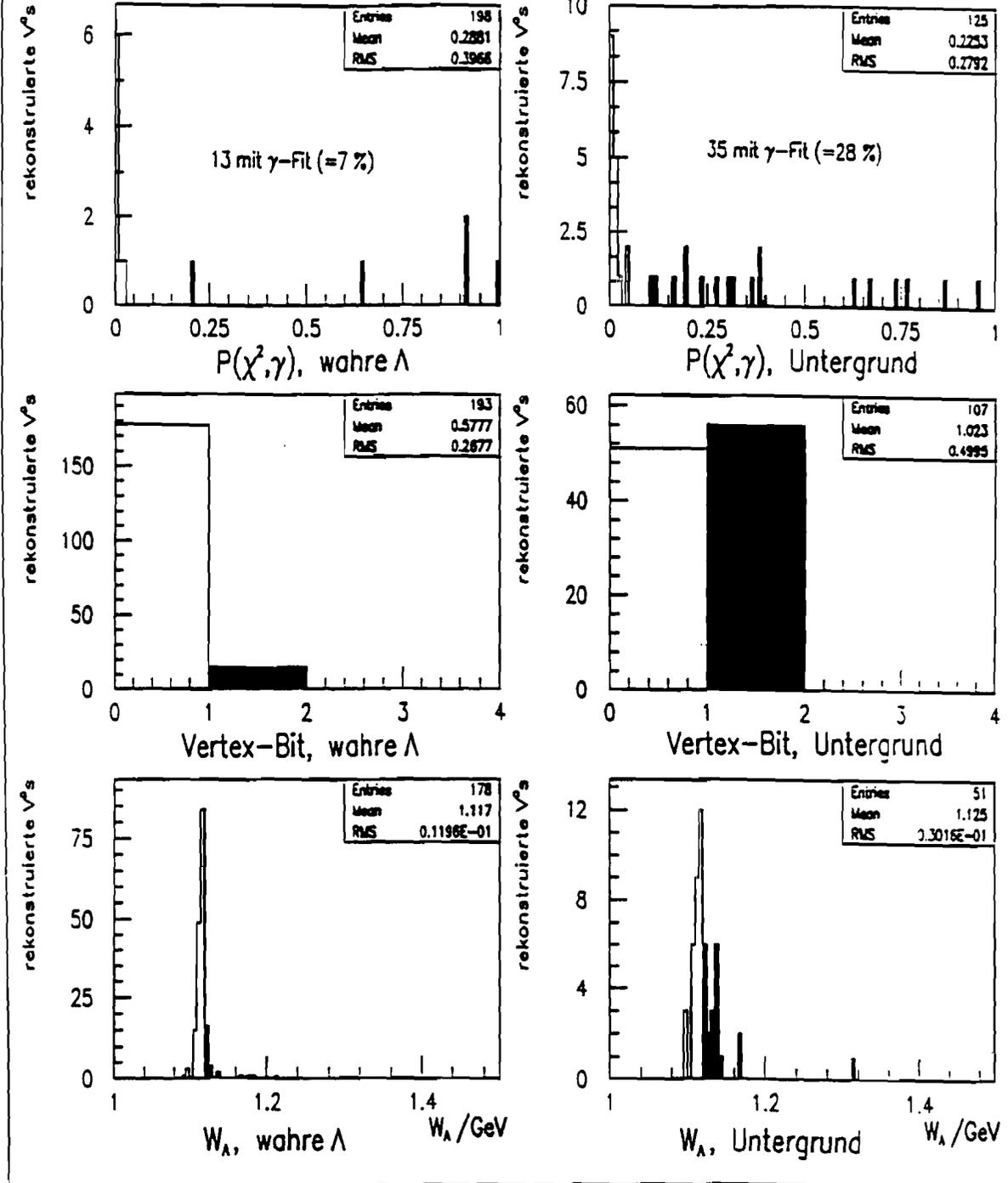


Abb. 5.11: Die Verteilungen von $P(\chi^2, \gamma)$ nach den Schnitten a), b) und $W_\gamma > 50$ MeV (1. Zeile), des Vertex-Bits nach den Schnitten a)-c) (2. Zeile) und der invarianten Masse W_Λ nach den Schnitten a)-d) (3. Zeile) zur Auswahl von Λ -Kandidaten. Dargestellt sind die Verteilungen für wahre Λ (links) und den Untergrund (rechts) in den FS-MC-Ereignissen. Schwarz eingezeichnet in den Verteilungen ist jeweils der Teil, der durch die im Text erwähnten Schnitte herausfällt.

$P(\chi^2)$ -Verteilungen für K_s^0 - und Λ -Fits, FS-Daten

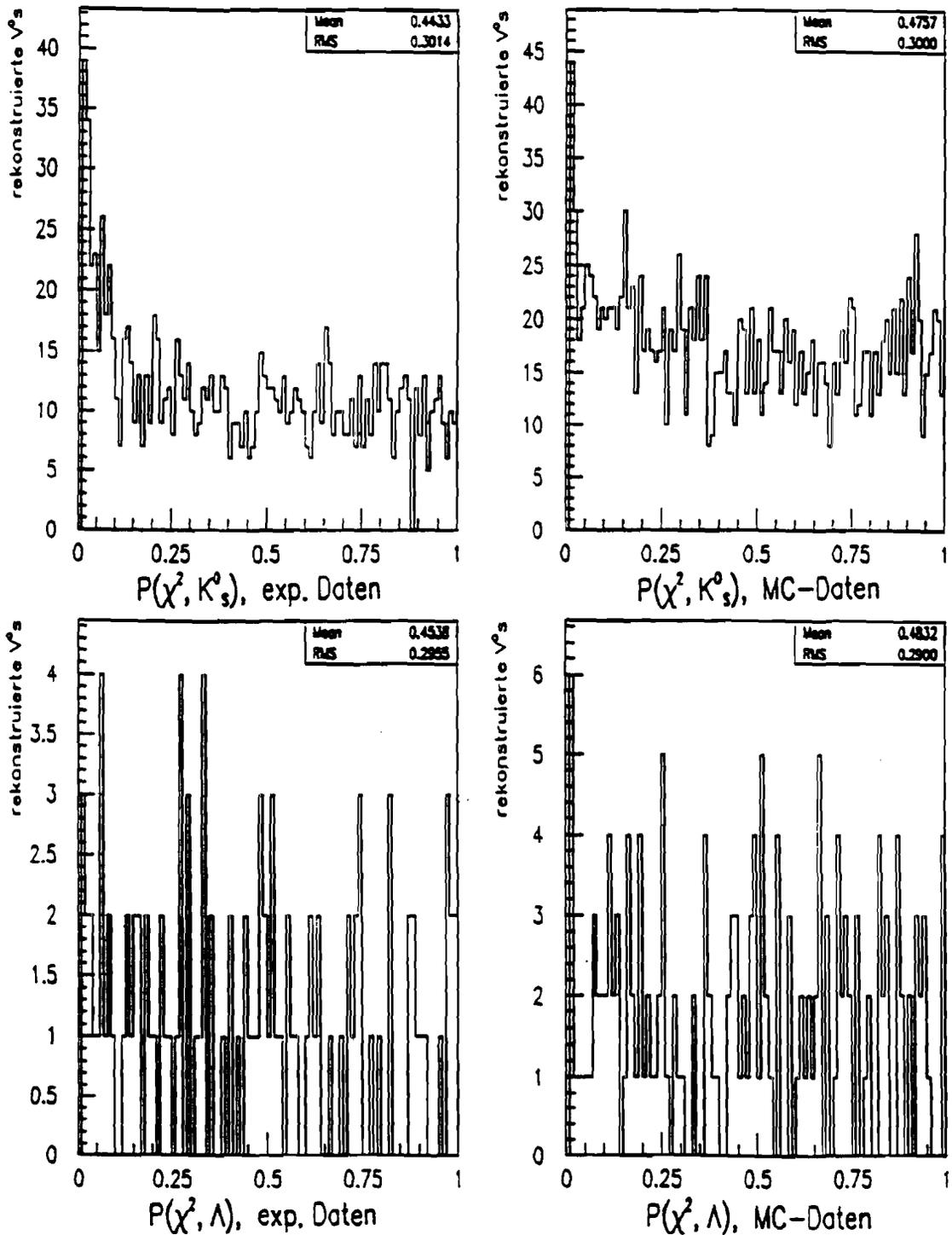


Abb. 5.12: Die Verteilungen von $P(\chi^2, K_s^0)$ (oben) bzw. $P(\chi^2, \Lambda)$ (unten) nach allen K_s^0 - bzw. Λ -Selektionsschnitten für die experimentellen FS-Daten (links) und die FS-MC-Daten (rechts).

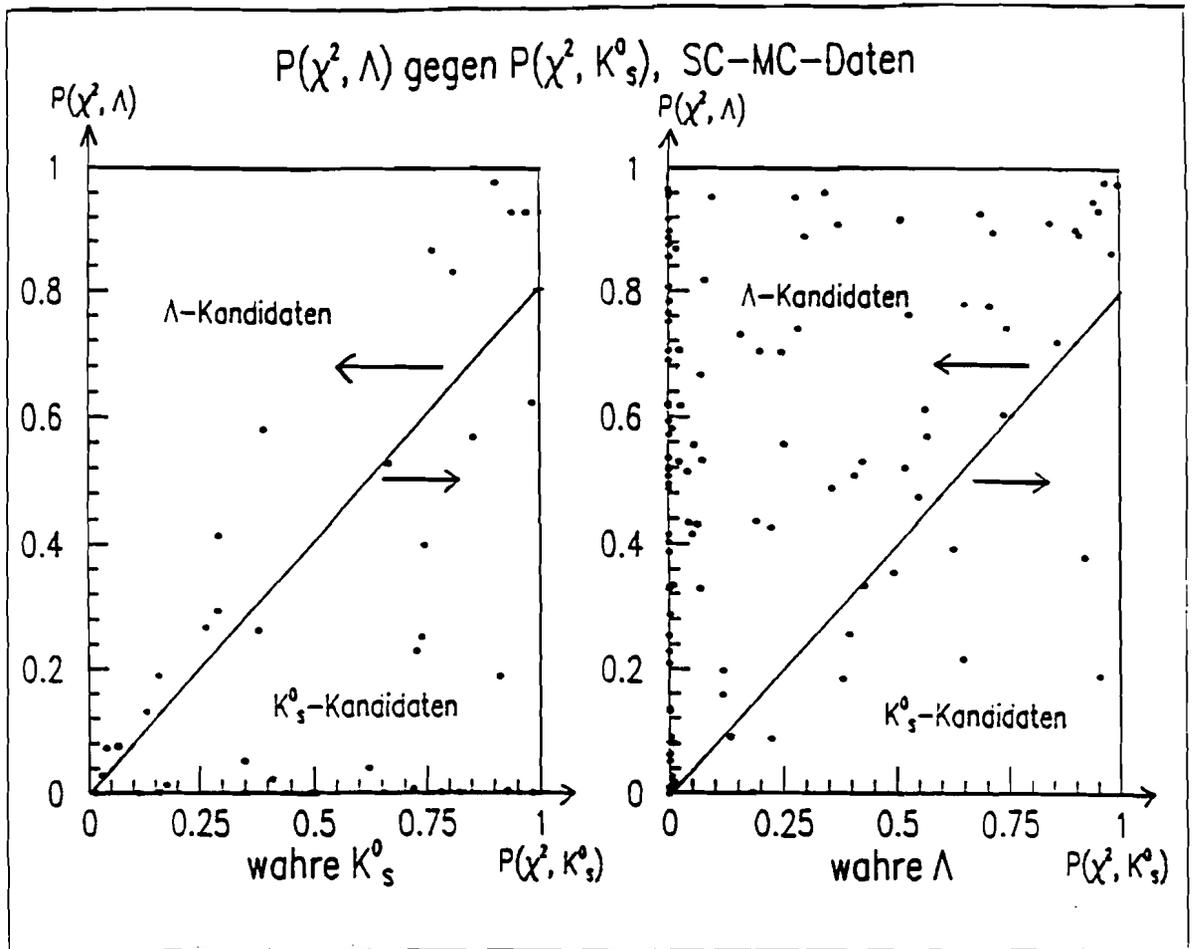


Abb. 5.13: $P(\chi^2, \Lambda)$ aufgetragen gegen $P(\chi^2, K_S^0)$ für wahre K_S^0 - und wahre Λ -Teilchen vom Primärvertex in SC-MC-Ereignissen. Dargestellt sind die Werte für K_S^0 - und Λ -Teilchen, die sowohl K_S^0 - als auch Λ -Fits ergeben.

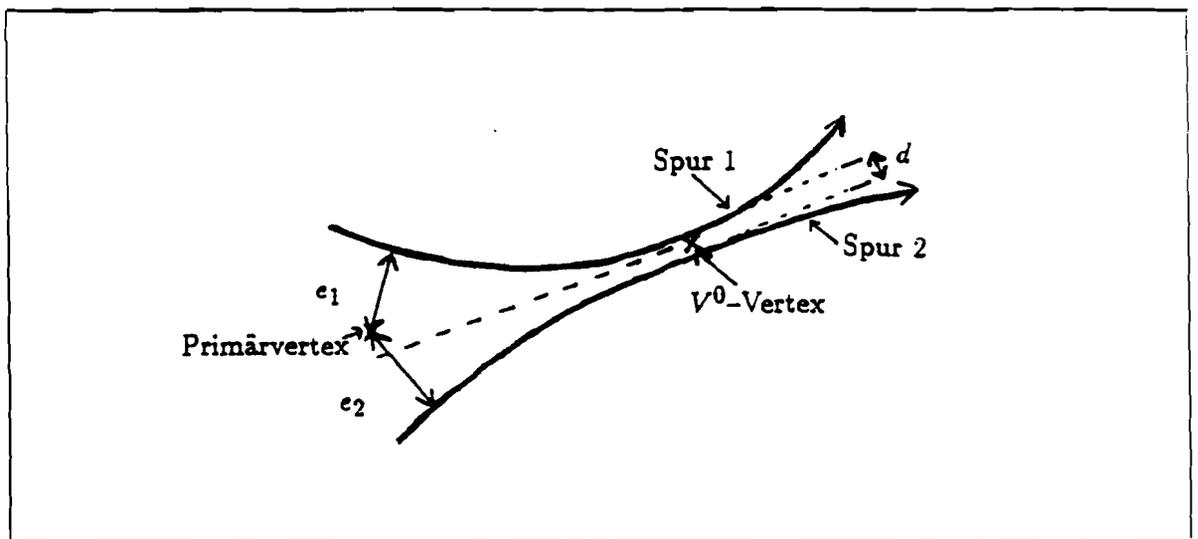


Abb. 5.14: Schematische Darstellung der Größen d und e_1, e_2 . d bezeichnet den kleinsten Abstand der beiden Zerfallsspuren, e_1 bzw. e_2 die Abstände der beiden Zerfallsspuren zum Primärvertex.

$P(\chi^2)$ -Verteilungen für K_s^0 - und Λ -Fits, SC-Daten

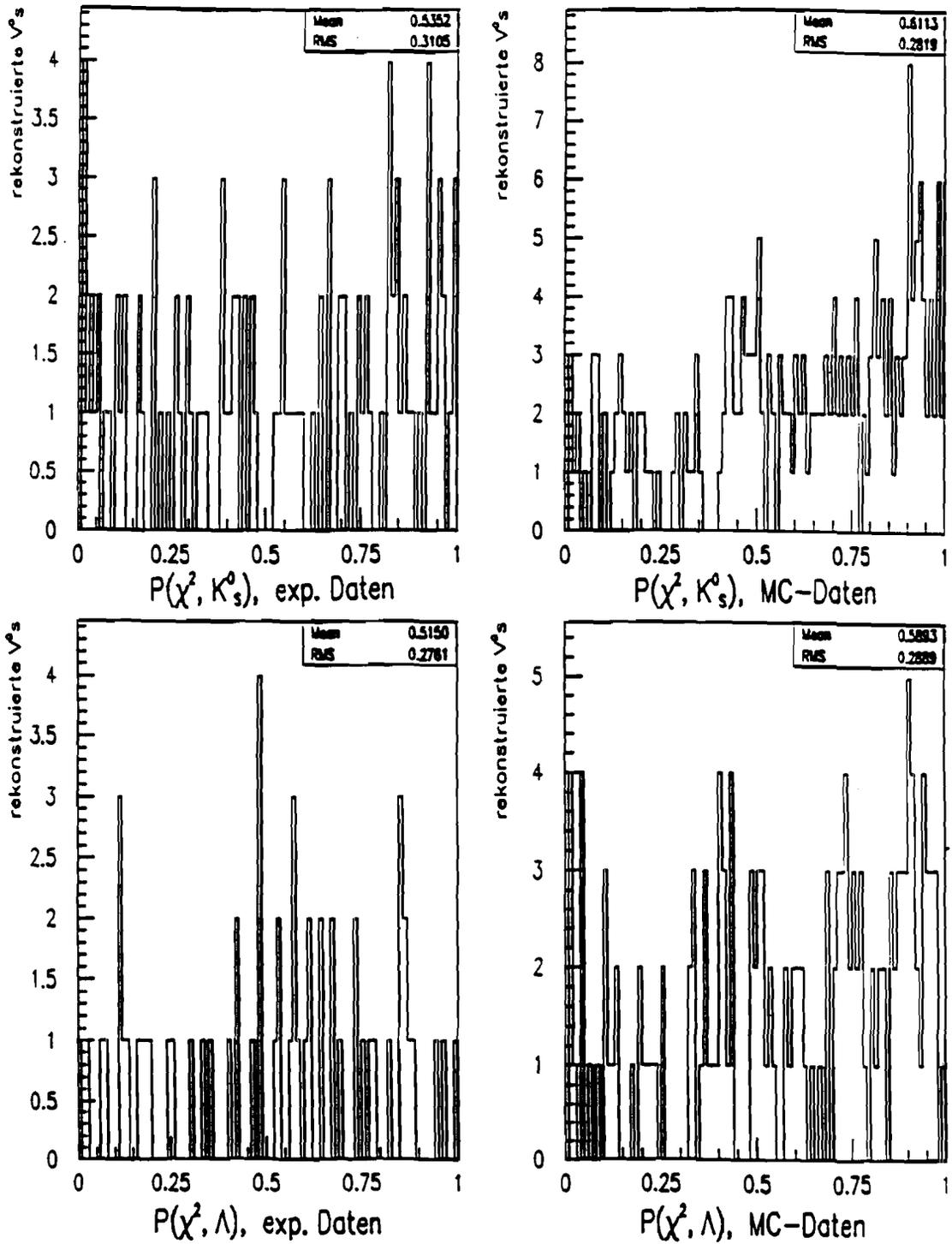


Abb. 5.15: Die Verteilungen von $P(\chi^2, K_s^0)$ (oben) bzw. $P(\chi^2, \Lambda)$ (unten) nach allen K_s^0 - bzw. Λ -Selektionsschnitten für den Datensatz A.) in den experimentellen SC-Daten (links) und den SC-MC-Daten (rechts).

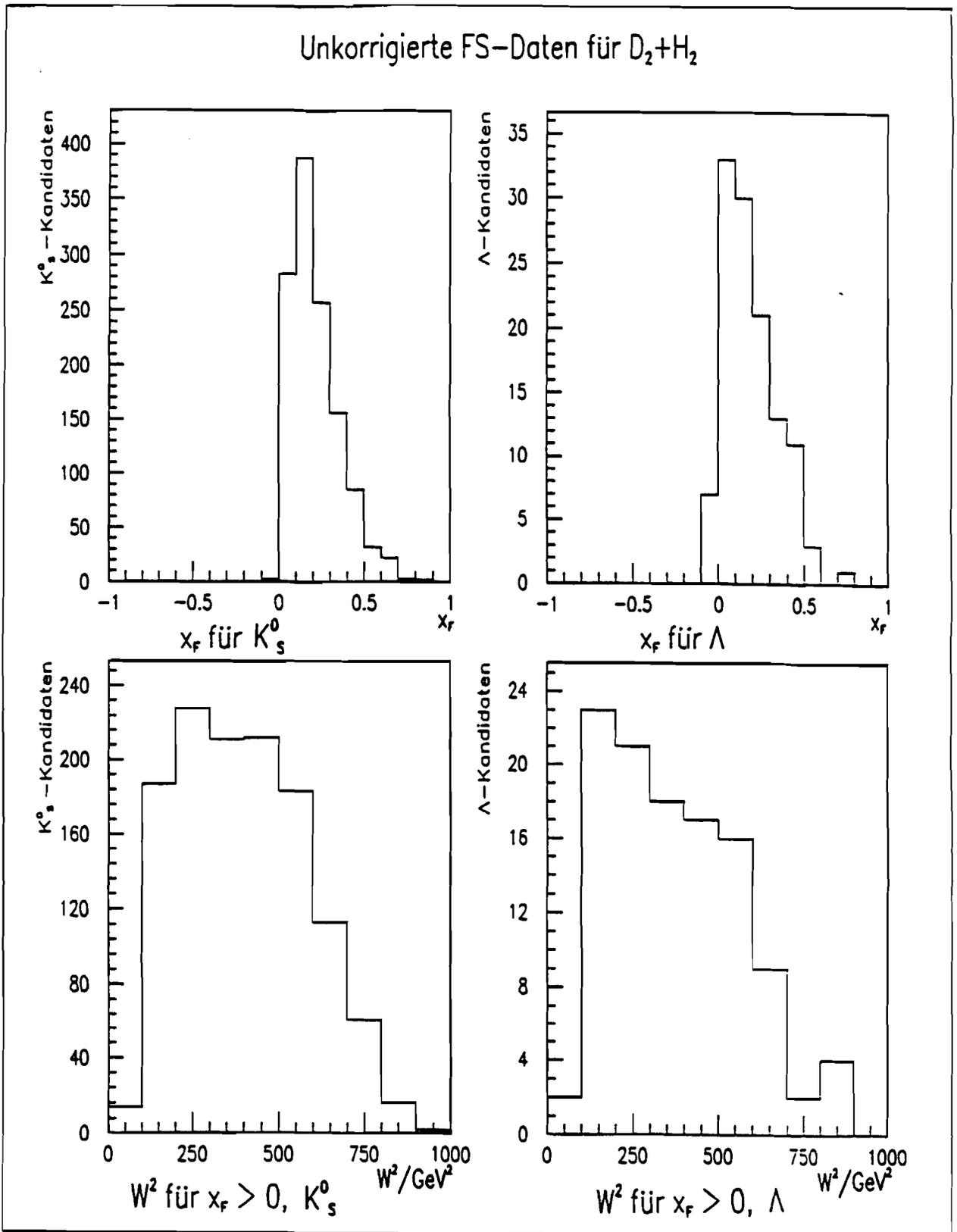


Abb. 5.16: Die unkorrigierten Verteilungen von x_F für Kandidaten von K_S^0 - und Λ -Zerfällen und die Verteilungen von W^2 für Ereignisse mit Kandidaten von K_S^0 - und Λ -Zerfällen in den FS-Daten nach allen Selektionsschritten.

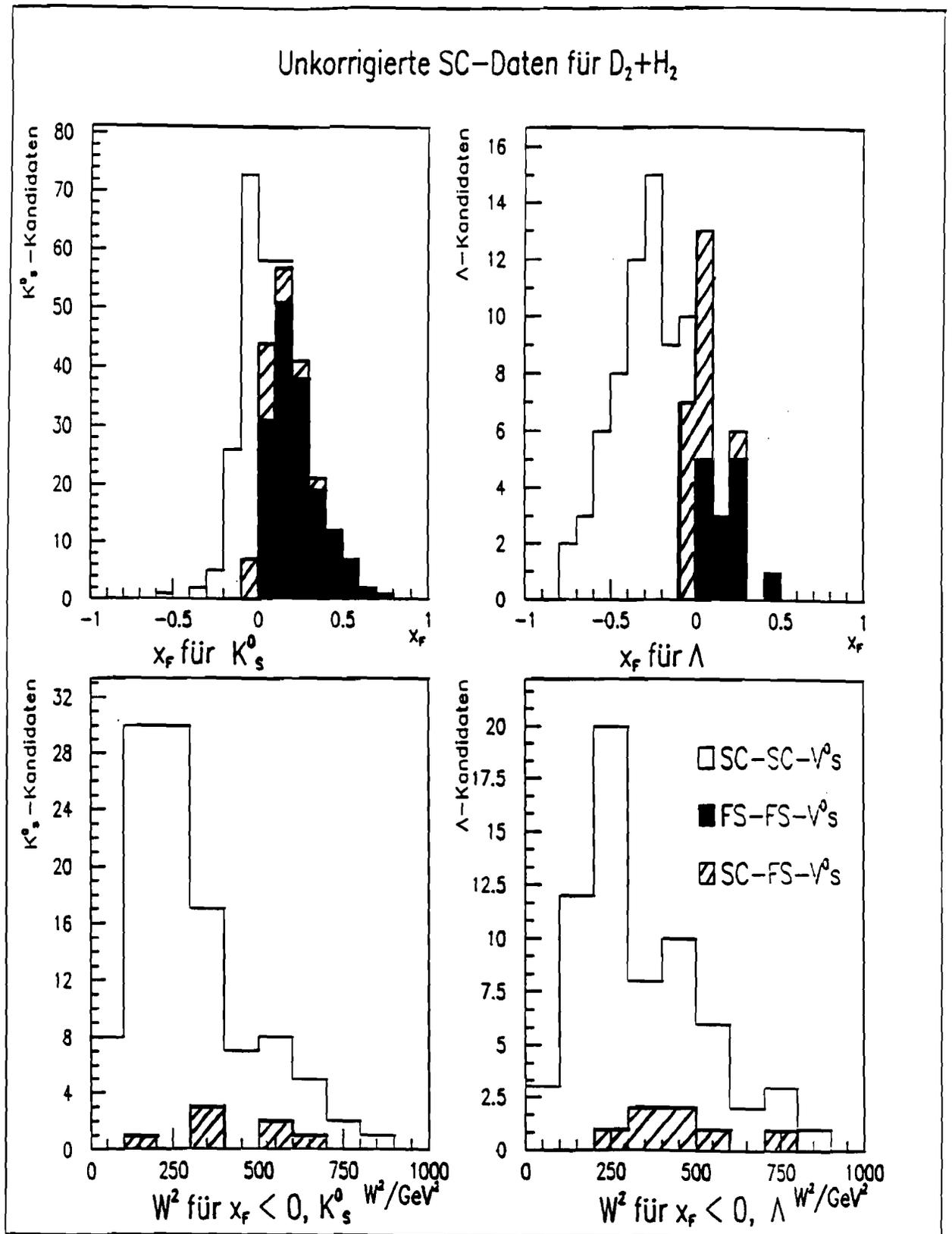


Abb. 5.17: Die unkorrigierten Verteilungen von x_F für Kandidaten von K_S^0 - und Λ -Zerfällen und die Verteilungen von W^2 für Ereignisse mit Kandidaten von K_S^0 - und Λ -Zerfällen in den SC-Daten nach allen Selektionsschnitten, aufgeschlüsselt nach den einzelnen V^0 -Klassen (s. Kap. 5.5.).

6. Die Korrektur der Daten

6.1. DIE AKZEPTANZSCHNITTE

Für die Analyse der Produktion von neutralen seltsamen Teilchen wurden folgende Akzeptanzschnitte angewandt:

- 1.) Der kinematische Bereich wurde wie folgt definiert:

$$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2, \quad 0.1 < y_{Bj} < 0.85, \quad x_{Bj} > 0.003, \quad \theta_{sc} > 3.5 \text{ mrad} \quad . \quad (6.1)$$

Der durch die Schnitte in Q^2 und θ_{sc} begrenzte Bereich deckt sich ungefähr mit dem Akzeptanzbereich des *LAT*-Triggers (s. Kap. 3.4.1. und Abb. 3.4). Der Schnitt in x_{Bj} und die Bedingung $y_{Bj} < 0.85$ gewährleisten, daß der Anteil der Strahlungsereignisse nicht zu groß wird (s. Kap. 2.1.5. und Abb. 2.7). Außerdem werden durch den x_{Bj} -Schnitt sämtliche Myon-Elektron-Streuereignisse, die sich in einer Anhäufung der Ereigniszahl um $x_{Bj} = 5.4 \cdot 10^{-4}$ zeigen, aus der Datenmenge entfernt. Die Bedingung $y_{Bj} > 0.1$ wurde eingeführt, um Ereignisse mit großen Fehlern in der Bestimmung des Energieübertrags ν auszusondern.

- 2.) Um verbleibende quasielastische und kohärente Strahlungsereignisse zu eliminieren, wurde auf die Kalorimeter-Information zurückgegriffen. In den akzeptierten Ereignissen mußte für die im Kalorimeter deponierte Energie E_{dep} die Bedingung

$$E_{dep} < 0.6 \cdot \nu - 0.356 \cdot 10^{-3} \cdot \text{GeV}^{-1} \cdot \nu^2 - 0.706 \cdot 10^{-6} \cdot \text{GeV}^{-2} \cdot \nu^3 + 0.16 \cdot 10^{-8} \cdot \text{GeV}^{-3} \cdot \nu^4 \quad (6.2)$$

erfüllt sein und außerdem die Anzahl der Cluster im Kalorimeter kleiner oder gleich 2 sein^{[68],[81]}. Durch diesen Schnitt werden Ereignisse, in denen E_{dep} einen großen Teil des Energieübertrags ν ausmacht, aus dem Datensatz entfernt. Die durch den Schnitt (6.2) verworfenen Ereignisse sind zu mehr als 90 % kohärente oder quasielastische Strahlungsereignisse (vgl. Kap. 2.1.5. und Abb. 2.7). Der Kalorimeterschnitt wurde in den *MC*-Ereignissen in der vorliegenden Arbeit dadurch simuliert, daß quasielastische und kohärente Strahlungsereignisse aus dem Datensatz entfernt wurden.

- 3.) In den experimentellen Daten und *MC*-Ereignissen wurden nur Ereignisse mit *LAT*-Triggern verwendet. Für die *SC*-Ereignisse wurde zusätzlich eine *PC*-Triggerbedingung verlangt (s. Kap. 3.4.3.).
- 4.) Um Ereignisse mit einer Wechselwirkung der Myonen im Target zu selektieren, mußte die x -Koordinate x_p des rekonstruierten Primärvertex im Bereich

$$-11.7 \text{ m} < x_p < -10.5 \text{ m} \quad (6.3)$$

liegen. Um Ereignisse mit einer Wechselwirkung der Myonen im Mantel des Targetbehälters auszuschließen, wurde für die Xenon-Ereignisse weiterhin verlangt, daß der Abstand des Primärvertex von der Targetachse kleiner als 33 mm ist. Da der Durchmesser des Targetbehälters für D_2 und H_2 größer als die Breite des Myonstrahls ist, ist ein solcher Schnitt überflüssig für die Ereignisse in D_2 und H_2 . Zusätzlich wurde für die Xenon-Ereignisse verlangt, daß der V^0 -Zerfall außerhalb des Targets ($x_0 > -10.4 \text{ m}$) stattgefunden hat, um γ -Konversionen im Target zu eliminieren, die im *MC*-Programm für die Xenon-Ereignisse unzureichend simuliert wurden.

Nach den Schnitten 1.)–4.) sind die Verteilungen der Ereignisvariablen in den experimentellen Daten und den *MC*-Ereignissen in sehr guter Übereinstimmung (s. Abb. 6.1).

Die in der vorliegenden Analyse dargestellten Ergebnisse gelten für den kinematischen Bereich (6.1). Da sich keine systematischen Unterschiede in den Datensätzen aus D_2 und H_2 ergaben, wurden beide Datensätze kombiniert. Abb. 6.1 zeigt die auf alle rekonstruierten Ereignisse normierten Verteilungen des Quadrats W^2 der invarianten hadronischen Masse W , des Energieübertrags ν und von Q^2 und x_{Bj} . Dargestellt sind die Ergebnisse für den kombinierten Datensatz von $D_2 + H_2$ in den experimentellen *FS*-Ereignissen und den *FS-MC*-Ereignissen. Tab. 6.1 zeigt die Mittelwerte der Ereignisvariablen W , ν , Q^2 und x_{Bj} für die experimentellen *FS*-Ereignisse und die rekonstruierten *FS-MC*-Ereignisse in $D_2 + H_2$ für den Bereich (6.1). Die Resultate für die experimentellen und die *MC*-Ereignisse sind nahezu identisch.

Tab. 6.1: Mittelwerte von W , ν , Q^2 und x_{Bj} für die experimentellen *FS*-Ereignisse und die rekonstruierten *FS-MC*-Ereignisse in $D_2 + H_2$ für den Bereich (6.1).

	$\langle W \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle x_{Bj} \rangle$
exp. Daten	17.1 GeV	185 GeV	8.6 GeV ²	0.036
<i>MC</i> -Ereignisse	16.9 GeV	181 GeV	8.6 GeV ²	0.037

Alle im folgenden dargestellten Ergebnisse sind für die $(D_2 + H_2)$ -Datenmenge.

6.2. DIE BESTIMMUNG DER KORREKTURFAKTOREN

Die mit Hilfe der Selektionskriterien (s. Kap. 5.4., 5.5.) ausgewählten Datenmengen machen nur einen kleinen Teil aller in den Ereignissen erzeugten K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Teilchen aus. Für die Datenanalyse mußten diese Datenmengen daher mit z.T. beträchtlichen Korrekturfaktoren versehen werden.

Diese in *MC*-Ereignissen bestimmten Korrekturfaktoren berücksichtigen den Einfluß der geometrischen Akzeptanz im Nachweisdetektor, der Spurrekonstruktion, der V^0 -Rekonstruktion und der Selektionskriterien. Die Verzweungsverhältnisse (vgl. Kap. 2.2.) beim Zerfall der neutralen seltsamen Teilchen sind in den hier diskutierten Korrekturfaktoren nicht enthalten. Die einzelnen Beiträge zur Gesamtkorrektur werden in Kap. 6.5. besprochen. In den Korrekturfaktoren werden weiterhin die Triggerakzeptanz und die Verschmierung der kinematischen Größen durch Unzulänglichkeiten im Detektor und der Einfluß von Strahlungsereignissen berücksichtigt.

Die experimentellen Verteilungen wurden für jedes Intervall i mit Korrekturfaktoren α_i versehen (s. Kap. 6.3. und (6.6a–b)), die durch

$$\alpha_i = \frac{m_{gen,i}}{m_{rek,i}} \quad (6.4a)$$

gegeben sind. $m_{gen,i}$ bezeichnet die Anzahl der im Intervall i der generierten Verteilung vorhandenen wahren K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchen und $m_{rek,i}$ die Anzahl der nach dem Selektionsverfahren im Intervall i der rekonstruierten Verteilung enthaltenen rekonstruierten wahren K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchen.

Alle physikalischen Größen wurden dabei für die generierten Verteilungen im Bereich (6.1) aus den wahren generierten Teilchenspuren und für die rekonstruierten Verteilungen nach allen Schnitten aus den rekonstruierten Teilchenspuren bestimmt.

Die Fehler der Korrekturen $\Delta\alpha_i$ wurden nach

$$\Delta\alpha_i = 1/m_{rek,i} \sqrt{m_{nrek,i} + m_{frek,i} + \frac{(m_{gen,i} - m_{rek,i})^2}{m_{rek,i}}} \quad (6.4b)$$

ermittelt. $m_{nrek,i}$ bezeichnet dabei die Anzahl der wahren K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchen, die im Intervall i der generierten Verteilung, aber nicht im Intervall i der rekonstruierten Verteilung enthalten sind. $m_{frek,i}$ bezeichnet die Anzahl der wahren K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchen, die nicht im Intervall i der generierten Verteilung, aber im Intervall i der rekonstruierten Verteilung enthalten sind*). Bei dieser Art der Fehlerberechnung wird der Einfluß von Migrationen in andere Intervalle in den Verteilungen durch fehlerhafte Spurrekonstruktion berücksichtigt. Bei der Ableitung von (6.4b) wurden die Variablen $m_{nrek,i}$, $m_{frek,i}$ und $m_{rek,i}$ als voneinander statistisch unabhängig angenommen; auf diese Weise wird den Korrelationen zwischen den generierten und den rekonstruierten Daten Rechnung getragen.

Zur Berechnung der Korrekturen nach (6.4a-b) in den *FS*-Daten wurden die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Datenmengen kombiniert, um eine höhere statistische Signifikanz zu erzielen. Im *LEPTO-JETSET*-Programm (vgl. Kap. 2.3.3. und Kap. 2.3.4.) werden Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in der Vorwärtshemisphäre mit gleichen Häufigkeiten produziert.

Die Korrekturen (6.4a-b) für wahre K_S^0 - und $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ -Teilchen im *FS*-Datensatz für $x_F > 0$ sind als Funktion von x_F und p_T^2 in Abb. 6.2 und als Funktion von W^2 , ν , Q^2 und x_{Bj} in Abb. 6.3 dargestellt. Nur als Funktion von x_{Bj} für wahre K_S^0 -Mesonen sind die Korrekturfaktoren flach; mit dieser Ausnahme nehmen sie mit zunehmenden Werten aller dargestellten Variablen mehr oder weniger stark ab. Die Korrekturfaktoren im *SC*-Datensatz A.) (nicht dargestellt, vgl. Kap. 5.5.) sind relativ unabhängig von den kinematischen Variablen und in der Größenordnung von 20.

Ähnlich wie in (6.4a-b) wurde für die Verteilungen der Ereignisvariablen die Anzahl der experimentell rekonstruierten Ereignisse in einem Intervall i mit Korrekturfaktoren ϵ_i multipliziert, die den Einfluß von Triggerakzeptanz und Ereignisrekonstruktion berücksichtigen. Die Faktoren ϵ_i sind gegeben durch

$$\epsilon_i = \frac{M_{gen,i}}{M_{rek,i}} \quad (6.5a)$$

$M_{gen,i}$ bezeichnet die Anzahl der im Intervall i der generierten Verteilung und $M_{rek,i}$ die Anzahl der im Intervall i der rekonstruierten Verteilung enthaltenen Ereignisse.

Die Fehler der Korrekturen $\Delta\epsilon_i$ wurden nach

$$\Delta\epsilon_i = 1/M_{rek,i} \sqrt{M_{nrek,i} + M_{frek,i} + \frac{(M_{gen,i} - M_{rek,i})^2}{M_{rek,i}}} \quad (6.5b)$$

bestimmt. $M_{nrek,i}$ bezeichnet dabei die Anzahl der Ereignisse, die im Intervall i der generierten Verteilung, aber nicht im Intervall i der rekonstruierten Verteilung vorhanden sind.

*) Die Indizes 'nrek' bzw. 'frek' stehen für 'nicht rekonstruiert' bzw. 'falsch rekonstruiert'.

$M_{\text{rek},i}$ bezeichnet die Anzahl der Ereignisse, die nicht im Intervall i der generierten Verteilung, aber im Intervall i der rekonstruierten Verteilung enthalten sind.

Abb. 6.4 zeigt die Korrekturfaktoren (6.5a-b) für die rekonstruierten Ereignisse im Bereich (6.1) als Funktion von W^2, ν, Q^2 und x_{Bj} für die *FS*-Daten. Die Korrekturen nehmen mit zunehmenden Werten der Ereignisvariablen ab.

Der globale Korrekturfaktor für den Bereich (6.1) bemißt sich zu 1.38 ± 0.005 .

6.3. DIE SUBTRAKTION DES UNTERGRUNDS

In *MC*-Studien zeigte sich, daß der Untergrund in den Kandidatenmengen hauptsächlich von Spuren vom Primärvertex und Spuren aus Sekundär-Wechselwirkungen, die jeweils zu V^0 -Vertizes zusammengeführt wurden, stammt. Es wurde daher angenommen, daß dieser Untergrund nicht mit in der Primär-Wechselwirkung erzeugten K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Teilchen korreliert ist. Der Untergrund wurde deshalb auf die Anzahl der *rekonstruierten Ereignisse* bezogen. Diese Methode hat den Vorteil, daß die Bestimmung des Untergrunds weitgehend unabhängig von der Produktion von seltsamen Teilchen ist, die es zu untersuchen gilt.

Um eine höhere statistische Signifikanz für die Korrektur der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Verteilungen in den *FS*-Daten zu erzielen, wurde der aus den *MC*-Ereignissen bestimmte Untergrund für die Λ -Kandidaten mit dem Untergrund für die $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten kombiniert. Es wurde dann angenommen, daß der Untergrund für die Λ -Kandidaten doppelt so groß wie für die $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten ist (s. Kap. 5.4.2.).

In jedem Intervall i der experimentellen Verteilungen für die K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten wurde die Anzahl N_i der wahren K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Teilchen nach

$$N_i = \alpha_i(N_{\text{kand},i} - N_{\text{ev}}b_i) \quad (6.6a)$$

und der Fehler ΔN_i nach

$$\Delta N_i = \sqrt{(N_{\text{kand},i} - N_{\text{ev}}b_i)^2(\Delta\alpha_i)^2 + \alpha_i^2(N_{\text{kand},i} + (N_{\text{ev}}\Delta b_i)^2)} \quad (6.6b)$$

bestimmt.

$N_{\text{kand},i}$ ist die Anzahl der K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten nach allen Selektionsschnitten in den experimentellen Daten und N_{ev} die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in den experimentellen Daten. b_i bezeichnet den in *MC*-Ereignissen bestimmten Untergrund pro rekonstruiertem Ereignis, α_i die Korrekturfaktoren nach (6.4a) für die wahren V^0 -Zerfälle und Δb_i bzw. $\Delta\alpha_i$ den statistischen Fehler des Untergrunds pro rekonstruiertem Ereignis bzw. den statistischen Fehler (6.4b) der Korrekturfaktoren.

Das in den Kap. 6.2.-6.3. beschriebene Verfahren zur Korrektur der Daten wurde für die experimentellen Verteilungen und die mittleren Multiplizitäten der neutralen seltsamen Teilchen angewandt. Im Unterschied dazu wurde das mittlere Quadrat (p_T^2) des Transversalimpulses direkt aus den experimentellen Daten nach den Selektionsschnitten ohne Korrekturen und ohne Subtraktion des Untergrunds ermittelt. Da der Anteil der in Strahlungsereignissen erzeugten neutralen seltsamen Teilchen klein ist ($< 10\%$), sind für die Berechnung der Mittelwerte (p_T^2) aus den folgenden Gründen keine Korrekturen notwendig:

- In *MC*-Studien zeigte sich, daß die in Strahlungsereignissen erzeugten neutralen seltsamen Teilchen im Mittel höhere Werte von p_T^2 besitzen. Diese Erhöhung wird jedoch teilweise dadurch kompensiert, daß der Untergrund im Mittel niedrigere Werte von p_T^2

besitzt und die Korrekturfaktoren für die Zahl der neutralen seltsamen Teilchen als Funktion von p_T^2 mit zunehmenden Werten von p_T^2 abnehmen (s. Abb. 6.2).

- Es existieren für die wahren K_S^0 - und Λ -Zerfälle in MC -Ereignissen keine systematischen Verschiebungen der im kinematischen Fit angepaßten von den wahren Werten von p_T^2 (s. Tab. 6.2).
- Die rekonstruierten Werte von $\langle p_T^2 \rangle$ für wahre V^0 -Zerfälle in MC -Ereignissen weichen in allen kinematischen Bereichen nicht signifikant von den wahren Werten nach dem Selektionsverfahren ab.

6.4. DIE QUALITÄT DER REKONSTRUKTION DER KINEMATISCHEN VARIABLEN

Nach den kinematischen Fits wurden im *SQUAW*-Fit-Programm die Teilchenvariablen aus den angepaßten Spurparametern der Zerfallsspuren neu berechnet. Tab. 6.2 zeigt die Mittelwerte und Standardabweichungen σ vom Mittelwert für die Differenzen der im Fit angepaßten von den wahren Größen für wahre K_S^0 -Mesonen in $FS-MC$ -Ereignissen. Dargestellt sind die Werte für die Größen x_F, y^*, p_T^2 für verschiedene Bereiche dieser Variablen in $FS-MC$ -Ereignissen nach allen Selektionsschnitten.

Tab. 6.2: Mittelwerte and Standardabweichungen σ vom Mittelwert für die Differenzen zwischen den wahren und den im kinematischen Fit angepaßten Größen. Dargestellt sind die Resultate für die Größen x_F, y^* und p_T^2 (in $(\text{GeV}/c)^2$) von wahren K_S^0 -Mesonen in $FS-MC$ -Ereignissen nach allen Selektionsschnitten.

x_F -Intervall	0 – 0.1	0.1 – 0.2	0.2 – 0.3	0.3 – 0.4	0.4 – 0.6	0.6 – 1.0
Mittelwert	0.007	0.002	0.004	-0.015	0.002	-0.036
σ	0.061	0.033	0.076	0.041	0.078	0.250
y^* -Intervall	0 – 0.5	0.5 – 1.0	1.0 – 1.5	1.5 – 2.0	2.0 – 2.5	2.5 – 3.0
Mittelwert	0.120	0.019	-0.004	0.005	-0.035	-0.039
σ	0.260	0.190	0.130	0.220	0.100	0.260
p_T^2 -Intervall	0 – 0.2	0.2 – 0.4	0.4 – 0.8	0.8 – 2.0		
Mittelwert	0.001	-0.009	-0.038	-0.150		
σ	0.033	0.056	0.120	0.440		

Es treten keine systematischen Verschiebungen zwischen den wahren und den im kinematischen Fit angepaßten Teilchenvariablen auf; weiterhin sind die durch experimentelle Unzulänglichkeiten und den Einfluß von Strahlungsereignissen bedingten endlichen Breiten σ kleiner als die Hälften der gewählten Intervallbreiten oder vergleichbar mit diesen. In den SC -Daten sind die Breiten σ etwas größer; auch dort tritt jedoch keine systematische Verschiebung der Größen auf.

Tab. 6.3 zeigt die Mittelwerte und die Standardabweichungen σ vom Mittelwert für die Differenzen zwischen den wahren und im Programm *PTMV* rekonstruierten Werten für das Quadrat W^2 der invarianten Masse W . Aufgeführt sind die Ergebnisse für $FS-MC$ -Ereignisse

mit rekonstruierten wahren K_S^0 -Zerfällen in geladene Spuren nach allen Selektionsschnitten für verschiedene Bereiche von W^2 .

Tab. 6.3: Mittelwerte and Standardabweichungen σ vom Mittelwert für die Differenzen zwischen den wahren und den rekonstruierten Werten für das Quadrat W^2 (in GeV^2) der invariante Masse W . Dargestellt sind die Ergebnisse für FS-MC-Ereignisse mit wahren K_S^0 -Zerfällen in geladene Spuren nach allen Selektionsschnitten.

W^2 -Intervall	100 – 200	200 – 300	300 – 400	400 – 500	500 – 600	600 – 900
Mittelwert	8.5	-0.3	-6.9	-1.6	-6.7	-5.3
σ	24.3	15.1	22.8	13.1	15.6	17.7

Die Standardabweichungen vom Mittelwert sind hier klein gegen die gewählten Intervallbreiten.

Die Ergebnisse für Λ -Hyperonen sind im wesentlichen die gleichen wie für die K_S^0 -Mesonen. Die aufgeführten Intervallbreiten wurden in der Darstellung der Ergebnisse für die neutralen K -Mesonen in Kap. 7. verwendet; diese Wahl gewährleistet, daß Migrationen in andere Intervalle klein sind.

6.5. DIE EFFIZIENZ DER REKONSTRUKTION VON NEUTRALEN SELTSAMEN TEILCHEN

Die Korrekturen nach (6.4a-b) umfassen sämtliche Ineffizienzen im Detektor und Verluste bei der Rekonstruktion und Selektion der Daten. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Einzelbeiträge zu den Korrekturen anhand von MC-Ereignissen studiert.

6.5.1. DIE EFFIZIENZ DER REKONSTRUKTION IN DEN FS-DATEN

Für die FS-Daten wurde schrittweise unterschieden nach

- 1.) geometrischer Akzeptanz. Hier wurde verlangt, daß ausgehend von den wahren K_S^0 - und Λ -Zerfällen in geladene Teilchen, beide Zerfallsspuren im Akzeptanzbereich mindestens einer PCF-Ebene liegen.
- 2.) Spurrekonstruktion im TF-Programm. Beide Zerfallsspuren mußten rekonstruiert worden sein*).
- 3.) V^0 -Rekonstruktion. Beide Zerfallsspuren mußten im Vertex-Programm zu einem V^0 -Vertex verbunden worden sein.
- 4.) K_S^0 -, Λ -, oder $\bar{\Lambda}$ -Selektion. Die Selektionskriterien (s. Kap. 5.4.) zur Auswahl von K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen mußten erfüllt sein.

*)Die Effizienz der Spurrekonstruktion schließt hier u.a. auch die Akzeptanz und Effizienz des Triggers, die Effizienz der Myonrekonstruktion und die Effizienz der Rekonstruktion des Primärvertex mit ein.

Tab. 6.4 zeigt den Anteil der wahren K_S^0 - und Tab. 6.5 den Anteil der wahren $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ -Zerfälle, die die oben aufgeführten Einzelkriterien erfüllten, als Funktion von x_F . Die Zahlen beziehen sich jeweils auf die Datenmenge, für die alle vorausgehenden Einzelkriterien erfüllt wurden.

Mit Ausnahme der geometrischen Akzeptanz, die stark mit x_F zunimmt, sind die Einzelbeiträge zu den Korrekturen relativ unabhängig von x_F . Die Effizienz der Spurrekonstruktion und die Selektions-Effizienz (s. Kap. 5.4.) sind für die K_S^0 -Zerfälle größer als für die $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ -Zerfälle. Die Kehrwerte der Gesamt-Akzeptanz (s. die letzte Zeile in Tab. 6.4–6.5) ergeben jeweils die Korrekturen nach (6.4a–b) (vgl. Abb. 6.2) — diese sind insgesamt gesehen in den FS -Daten größer für die $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ -Zerfälle als für die K_S^0 -Zerfälle.

Tab. 6.4: Die Akzeptanz von wahren K_S^0 in FS - MC -Ereignissen als Funktion von x_F , aufgeschlüsselt nach einzelnen Beiträgen, ausgehend vom Zerfall in geladene Teilchen: Geometrische (PCF-)Akzeptanz, Effizienz der Spurrekonstruktion (TF), der V^0 -Rekonstruktion und der Selektionskriterien.

x_F -Intervall	0 – 0.2	0.2 – 0.4	> 0.4	gesamt
PCF-Akzeptanz	23 %	62 %	71 %	36 %
TF-Effizienz	61 %	56 %	54 %	59 %
V^0 -Effizienz	70 %	69 %	68 %	69 %
Selektions-Effizienz	72 %	68 %	67 %	71 %
Gesamt-Akzeptanz	7 %	16 %	17 %	10 %

Tab. 6.5: Die Akzeptanz von wahren $\Lambda + \bar{\Lambda}$ in FS - MC -Ereignissen als Funktion von x_F , aufgeschlüsselt nach einzelnen Beiträgen, ausgehend vom Zerfall in geladene Teilchen: Geometrische (PCF-)Akzeptanz, Effizienz der Spurrekonstruktion (TF), der V^0 -Rekonstruktion und der Selektionskriterien.

x_F -Intervall	0 – 0.2	0.2 – 0.4	> 0.4	gesamt
PCF-Akzeptanz	34 %	56 %	55 %	41 %
TF-Effizienz	39 %	46 %	48 %	43 %
V^0 -Effizienz	73 %	66 %	80 %	73 %
Selektions-Effizienz	56 %	46 %	38 %	49 %
Gesamt-Akzeptanz	5 %	8 %	8 %	6 %

Die Effizienz der V^0 -Rekonstruktion hängt von der Zerfallslänge l (s. Kap. 5.2.) ab. Tab. 6.6 zeigt die Effizienz der V^0 -Rekonstruktion als Funktion von l . Bei kleinen Werten von $l \lesssim 0.3$ m werden nur etwa 16 – 17 % der rekonstruierbaren wahren V^0 -Zerfälle gefunden. Die Ergebnisse für die wahren K_S^0 -Zerfälle stimmen mit den Resultaten für die wahren Λ -Zerfälle überein. Die V^0 -Rekonstruktions-Effizienz nimmt mit zunehmenden Werten von l zu und beträgt insgesamt um 70 %.

Tab. 6.7 zeigt den Anteil der wahren V^0 -Zerfälle, für die beide Zerfallsspuren zum Primärvertex zugeordnet wurden. Für mehr als die Hälfte der wahren K_S^0 - und Λ -Zerfälle bei $l \lesssim 0.3$ m wurden beide Zerfallsspuren zum Primärvertex assoziiert. Für größere Zerfallslängen $l \gtrsim 0.3$ m beträgt dieser Anteil nur etwa 10 %.

Tab. 6.6: V^0 -Rekonstruktions-Effizienz als Funktion der wahren Zerfallslänge l_{wahr} (in m), bezogen auf wahre K_S^0 und $\Lambda + \bar{\Lambda}$ mit Spurfits für beide Zerfallsspuren im FS-Datensatz.

l_{wahr} (in m)	0 – 0.3	0.3 – 1	1 – 2	2 – 3	> 3	gesamt
K_S^0 mit Spurfit	381	866	1016	477	580	3320
K_S^0 mit rek. V^0	63	530	794	411	486	2284
Effizienz	17 %	61 %	78 %	86 %	84 %	69 %
$\Lambda + \bar{\Lambda}$ mit Spurfit	38	123	256	137	219	773
$\Lambda + \bar{\Lambda}$ mit rek. V^0	6	71	201	112	178	568
Effizienz	16 %	58 %	79 %	82 %	81 %	73 %

Tab. 6.7: Anteil der wahren K_S^0 und $\Lambda + \bar{\Lambda}$ mit Spurfits, für die beide Zerfallsspuren zum Primärvertex assoziiert wurden, als Funktion der wahren Zerfallslänge l_{wahr} (in m) im FS-Datensatz.

l_{wahr} (in m)	0 – 0.3	0.3 – 1	gesamt
K_S^0 mit Spurfit	381	866	3320
K_S^0 am Primärvertex	207	88	303
Anteil	54 %	10 %	9 %
$\Lambda + \bar{\Lambda}$ mit Spurfit	38	123	773
$\Lambda + \bar{\Lambda}$ am Primärvertex	27	14	51
Anteil	71 %	11 %	7 %

6.5.2. DIE EFFIZIENZ DER REKONSTRUKTION IN DEN SC-DATEN

Die Hauptbeiträge zu den Korrekturen (6.4a–b) in den SC-Daten sind die Effizienz der V^0 -Rekonstruktion und der K_S^0 - bzw. Λ -Selektion (s. Kap. 5.5.). Die geometrische Akzeptanz in der Streamerkammer und die Effizienz der Spurrekonstruktion im *Geometrie*-Programm sind generell sehr hoch und sollen hier nicht weiter untersucht werden. Die Effizienz der Λ -Selektion für den SC-Datensatz A.) aus Kap. 5.5. bemißt sich zu 50 % und die Effizienz der K_S^0 -Selektion zu etwa 45 %.

Die Korrekturfaktoren für die SC-Daten sind deswegen so hoch (in der Größenordnung von 20, s. Kap. 6.2.), da die Effizienz der V^0 -Rekonstruktion klein ist. Dies hängt damit zusammen, daß im Mittel die Zerfallslänge l aufgrund des wesentlich geringeren Impulses der Zerfallsspuren (s. Kap. 5.2. und Tab. 5.1–5.2) in den SC-Daten wesentlich kleiner als in den FS-Daten ist (s. Tab. 6.8) und daher ein wesentlicher Teil der Zerfallsspuren zum

Primärvertex assoziiert wird (s. Tab. 6.9). Wie in den FS-Daten nimmt die Effizienz der V^0 -Rekonstruktion mit zunehmender Zerfallslänge l zu.

Tab. 6.8: V^0 -Rekonstruktions-Effizienz als Funktion der wahren Zerfallslänge l_{wahr} (in m), bezogen auf wahre K_S^0 und Λ mit Spurfits im Geometrie-Programm für beide Zerfallsspuren im SC-Datensatz A.) aus Kap. 5.5.. Die Ergebnisse gelten für den Bereich $x_F < 0$.

l_{wahr} (in m)	0 – 0.1	0.1 – 0.2	0.2 – 0.5	> 0.5	gesamt
K_S^0 mit Spurfite	607	260	246	87	1200
K_S^0 mit rek. V^0	34	63	97	37	231
Effizienz	6 %	24 %	39 %	43 %	19 %
Λ mit Spurfite	291	144	152	74	661
Λ mit rek. V^0	17	49	68	42	176
Effizienz	6 %	34 %	45 %	57 %	27 %

Tab. 6.9: Anteil der wahren K_S^0 und Λ mit Spurfits im Geometrie-Programm, für die beide Zerfallsspuren zum Primärvertex assoziiert wurden, als Funktion der wahren Zerfallslänge l_{wahr} (in m) im SC-Datensatz A.) aus Kap. 5.5.. Die Ergebnisse gelten für den Bereich $x_F < 0$.

l_{wahr} (in m)	0 – 0.1	0.1 – 0.2	0.2 – 0.5	> 0.5	gesamt
K_S^0 mit Spurfite	607	260	246	87	1200
K_S^0 am Primärvertex	383	95	31	8	517
Anteil	63 %	37 %	13 %	9 %	43 %
Λ mit Spurfite	291	144	152	74	661
Λ am Primärvertex	179	41	32	2	254
Anteil	62 %	28 %	21 %	3 %	38 %

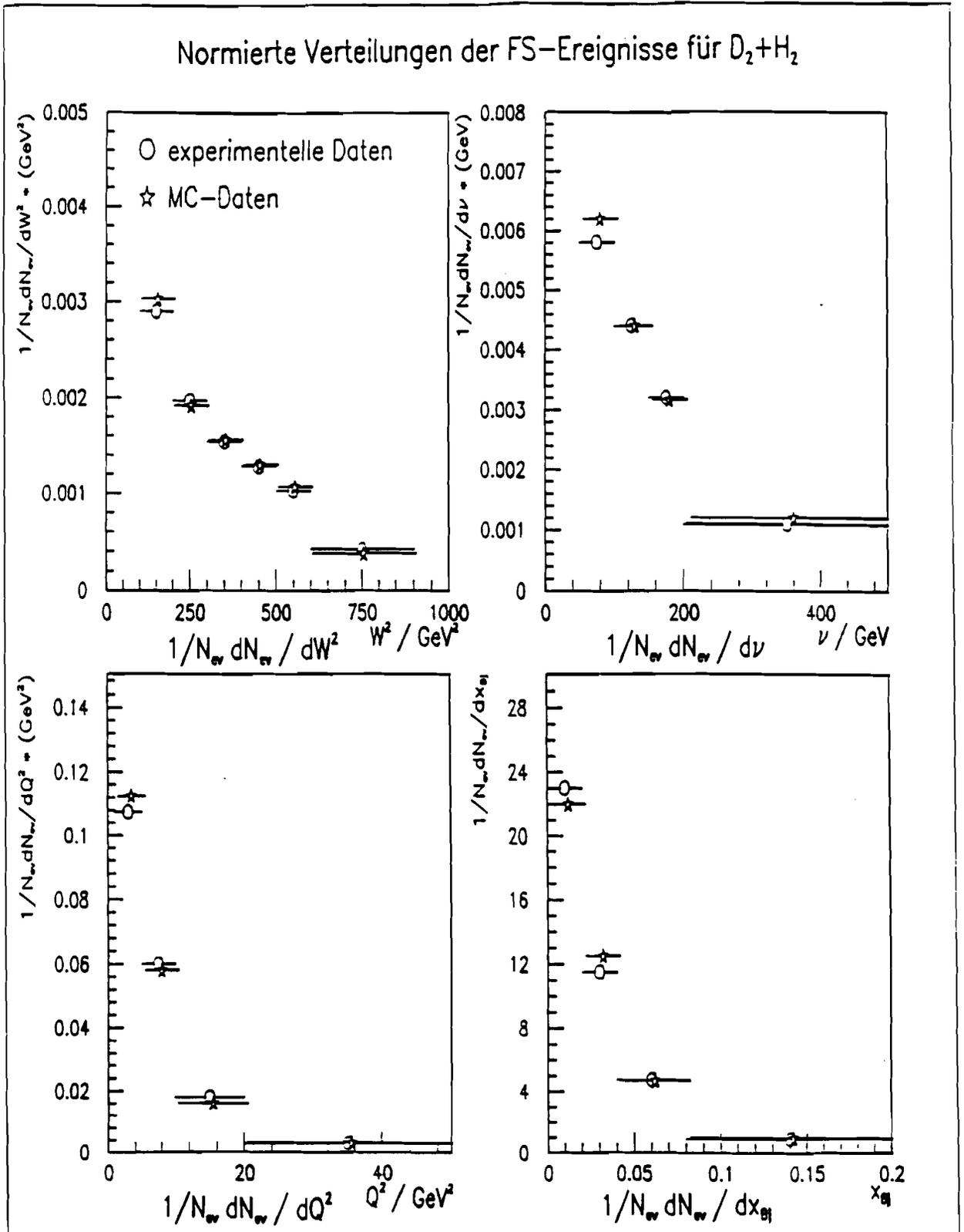


Abb. 6.1: Die auf die rekonstruierten Ereignisse normierten Verteilungen von W^2 , ν , Q^2 und x_{Bj} für den kombinierten Datensatz von $D_2 + H_2$ nach den Schnitten 1.)-4.) in den experimentellen FS-Ereignissen und den FS-MC-Ereignissen.

Korrekturfaktoren für K_S^0 und $\Lambda + \bar{\Lambda}$, FS-Daten

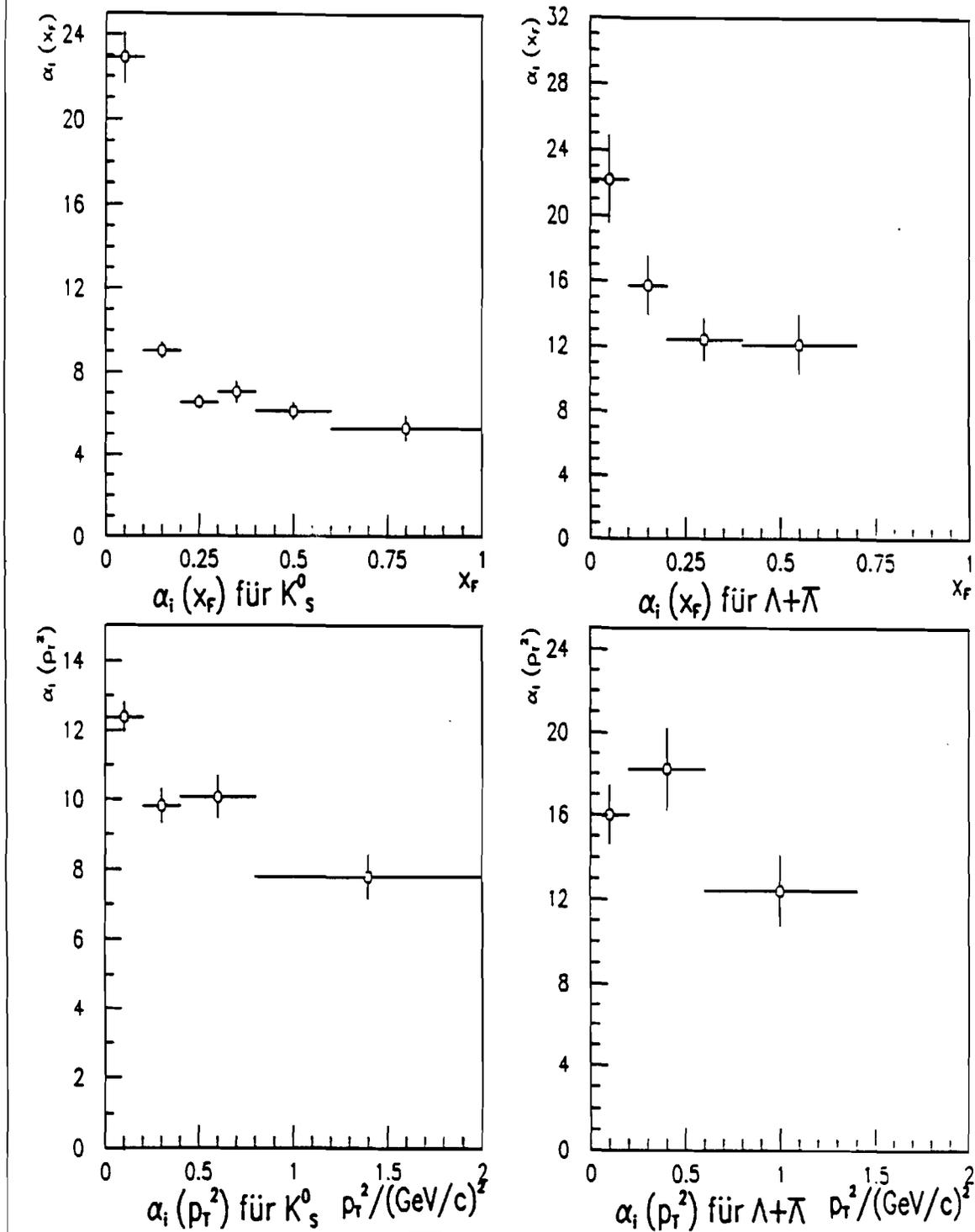


Abb. 6.2: Die Korrekturen (6.4a-b) für die Zahl der wahren K_S^0 - und $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ -Zerfälle als Funktion von x_F und p_T^2 für die FS-Ereignisse im Bereich $x_F > 0$.

Korrekturfaktoren für K_S^0 und $\Lambda + \bar{\Lambda}$, FS-Daten

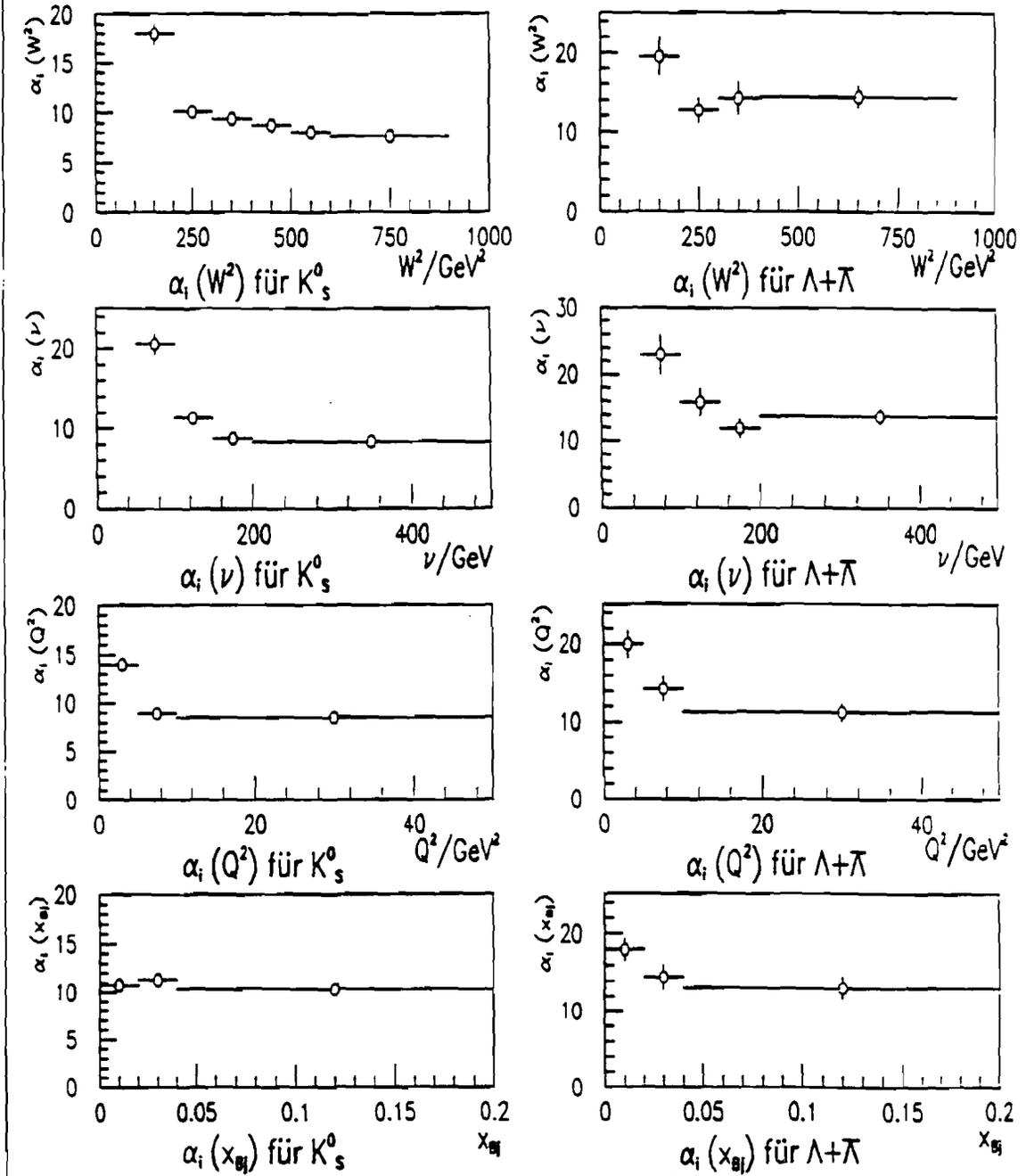


Abb. 6.3: Die Korrekturen (6.4a-b) für die Zahl der wahren K_S^0 - und $(\Lambda + \bar{\Lambda})$ -Zerfälle als Funktion von W^2 , ν , Q^2 und x_{Bj} für die FS-Ereignisse im Bereich $x_F > 0$.

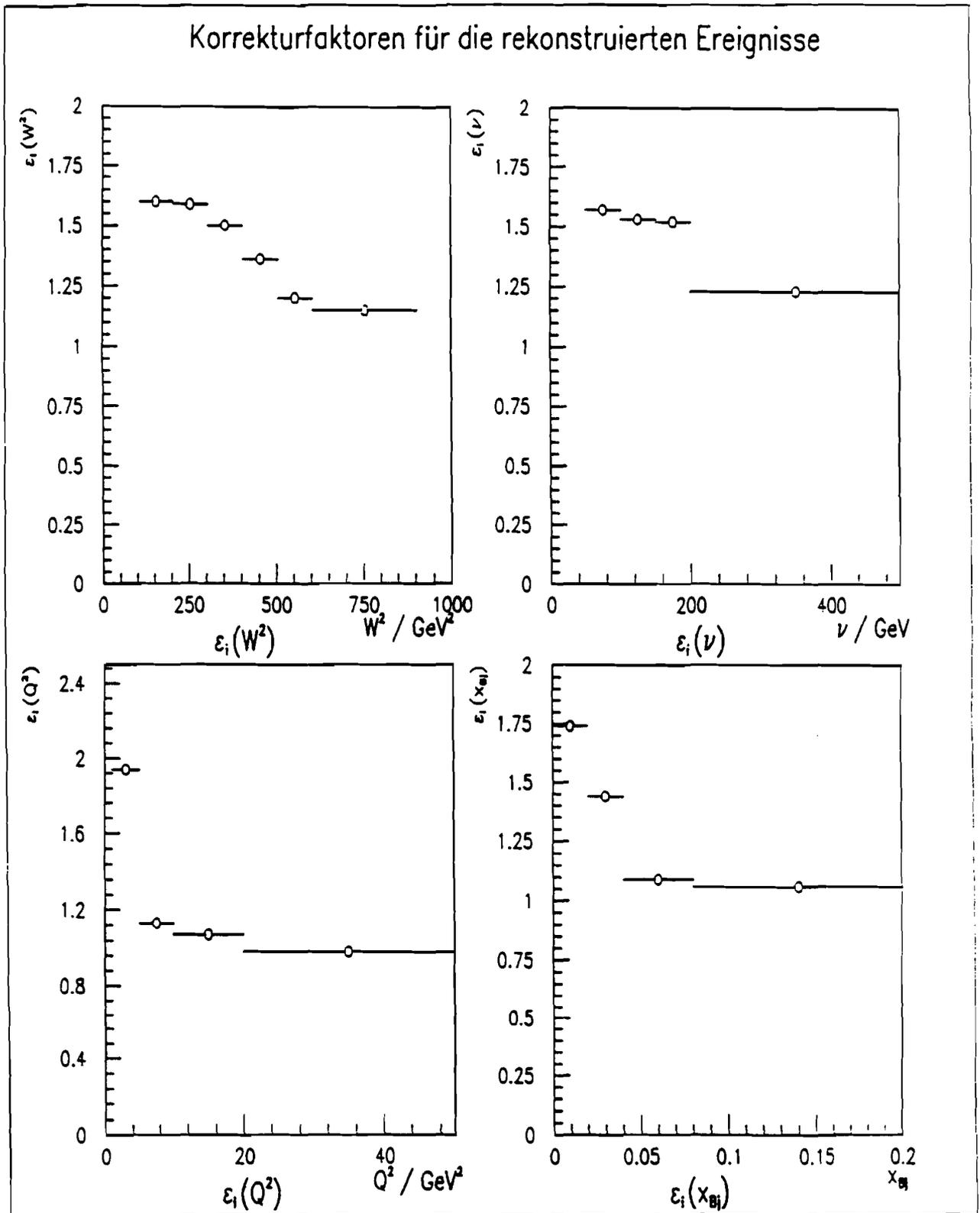


Abb. 6.4: Die Korrekturfaktoren (6.5a-b) für die Zahl der rekonstruierten FS-Ereignisse als Funktion von W^2 , ν , Q^2 und x_{Bj} .

7. Ergebnisse für die Produktion von neutralen K -Mesonen

In Kap. 7. bzw. Kap. 8. werden die nach (6.4)–(6.6) korrigierten Ergebnisse für die Produktion von neutralen K -Mesonen bzw. Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen dargestellt. Die in die Abbildungen eingezeichneten Kurven sind Vorhersagen des *Lund*-Modells und werden in Kap. 9. erläutert. Die Resultate aus Kap. 7. und 8. werden in Kap. 9. durch Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen interpretiert. Da sich in den experimentellen Ergebnissen keine signifikanten Unterschiede zwischen den D_2 - und H_2 -Daten erkennen ließen, wurden beide Datensätze zu einem gemeinsamen Datensatz zusammengeführt. Abgesehen von den Resultaten aus Kap. 7.7. und Kap. 8.4. für die Xenon-Daten gelten alle in den Kap. 7.–9. präsentierten Ergebnisse für den kombinierten Datensatz aus D_2 und H_2 .

Die Ergebnisse sind auf die einzelnen Verzweungsverhältnisse beim Zerfall der neutralen K -Mesonen und Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen korrigiert (s. Kap. 2.2.) und gelten für den kinematischen Bereich (6.1).

Für die Bestimmung der Verteilungen der Teilchenvariablen wurden die *FS*-Daten mit den *SC*-Daten kombiniert, um den gesamten kinematisch zugänglichen Bereich abzudecken. Die *FS*-Resultate wurden für den Vorwärtsbereich $x_F > 0$ und die *SC*-Ergebnisse für den Rückwärtsbereich $x_F < 0$ herangezogen. Um die Übereinstimmung zwischen *FS*- und *SC*-Daten zu überprüfen, wurde für die *SC*-Daten auch ein Datenpunkt im Vorwärtsbereich berechnet*). Die angegebenen Fehler umfassen die statistische Unsicherheit.

7.1. DIE MITTLERE MULTIPLIZITÄT ALS FUNKTION DER EREIGNISVARIABLEN Q^2 , x_{Bj} , ν UND W^2

Die mittlere Multiplizität $\langle n \rangle$ von Hadronen ist im folgenden als das Verhältnis der Zahl der Hadronen zur Zahl der Ereignisse definiert.

Abb. 7.1 zeigt die mittlere Multiplizität als Funktion der Ereignisvariablen Q^2 , x_{Bj} und ν im Bereich $x_F > 0$ und Abb. 7.2 für die Intervalle $0 < x_F < 0.3$ und $x_F > 0.3$. Die mittlere Multiplizität ist relativ unabhängig von den Variablen Q^2 und x_{Bj} ; für den Bereich $x_F > 0.3$ läßt sich jedoch ein Anstieg von $\langle n \rangle$ mit zunehmenden Werten von x_{Bj} ausmachen. Im Bereich $0 < x_F < 0.3$ nimmt $\langle n \rangle$ deutlich mit ν zu, während $\langle n \rangle$ für $x_F > 0.3$ unabhängig von ν ist.

Da die statistischen Fehler für die *SC*-Daten wesentlich größer als für die *FS*-Daten sind, wurden die Ergebnisse der mittleren Multiplizität als Funktion von Q^2 , x_{Bj} und ν im Rückwärtsbereich hier nicht dargestellt.

In Abb. 7.3 ist die mittlere Multiplizität als Funktion von W^2 für verschiedene Bereiche von x_F aus den *FS*-Daten im Vorwärtsbereich $x_F > 0$ und für den gesamten x_F -Bereich unter Verwendung der *SC*-Daten dargestellt. Der beobachtete Anstieg von $\langle n \rangle$ mit W^2 im Bereich $x_F > 0$ stammt zu einem großen Teil aus dem Anstieg im Intervall $0 < x_F < 0.1$; mit zunehmenden Werten von x_F nimmt der Zuwachs der mittleren Multiplizität als Funktion von W^2 ab und für $x_F > 0.3$ ist $\langle n \rangle$ unabhängig von W^2 . Die mittlere Multiplizität im gesamten x_F -Bereich wächst ebenfalls deutlich mit zunehmenden Werten von W^2 . Da die Variablen W^2 und ν stark korreliert sind, ist der in den Abb. 7.1–7.2 beobachtete Anstieg

*)Die *SC*-Daten umfassen auch einen kleinen Teil (ca. 15 – 20 %) der rekonstruierten V^0 -Zerfälle im *FS*-Datensatz (s. Kap. 5.5.).

der mittleren Multiplizität als Funktion von ν im wesentlichen mit dem Anstieg als Funktion von W^2 äquivalent. Tab. 7.1 beinhaltet die in Abb. 7.3 dargestellten Ergebnisse.

Tab. 7.1: Die mittlere Multiplizität $\langle n(W^2) \rangle$ von neutralen K -Mesonen in verschiedenen Bereichen von x_F . Die Ergebnisse für den Bereich $x_F > 0$ stammen aus dem FS-Datensatz und für den gesamten x_F -Bereich (letzte Spalte) aus den SC-Daten (Datensätze A.)-C.) in Kap. 5.5.). Da die Ergebnisse aus den einzelnen x_F -Bereichen getrennt voneinander korrigiert wurden, stellen die Werte aus der zweiten Spalte nicht direkt die Summe aus den Ergebnissen der 3.-5. Spalte dar.

W^2/GeV^2	$x_F > 0$	$0 < x_F < 0.1$	$0.1 < x_F < 0.3$	$x_F > 0.3$	Gesamtbereich
100 – 200	0.244 ± 0.029	0.086 ± 0.052	0.110 ± 0.020	0.042 ± 0.007	0.423 ± 0.084
200 – 300	0.263 ± 0.028	0.161 ± 0.061	0.100 ± 0.014	0.038 ± 0.007	0.537 ± 0.112
300 – 400	0.342 ± 0.037	0.140 ± 0.034	0.123 ± 0.017	0.043 ± 0.010	0.443 ± 0.122
400 – 500	0.402 ± 0.049	0.173 ± 0.044	0.142 ± 0.023	0.067 ± 0.018	0.581 ± 0.172
500 – 600	0.391 ± 0.049	0.188 ± 0.041	0.142 ± 0.024	0.043 ± 0.017	0.831 ± 0.179
600 – 900	0.320 ± 0.038	0.155 ± 0.026	0.143 ± 0.027	0.032 ± 0.012	0.545 ± 0.281

Die mittlere Vorwärts- bzw. Rückwärts-Multiplizität $\langle n_f \rangle$ ($x_F > 0$) bzw. $\langle n_b \rangle$ ($x_F < 0$) für den Bereich $100 \text{ GeV}^2 < W^2 < 900 \text{ GeV}^2$ beträgt 0.31 ± 0.02 bzw. 0.21 ± 0.06 . Die mittlere Gesamt-Multiplizität $\langle n_g \rangle = \langle n_f \rangle + \langle n_b \rangle$ bemißt sich damit zu 0.52 ± 0.06 . Aus diesen Werten läßt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A nach

$$A = \frac{\langle n_f \rangle - \langle n_b \rangle}{\langle n_f \rangle + \langle n_b \rangle} \quad (7.1)$$

zu 0.19 ± 0.12 ermitteln. Die neutralen K -Mesonen weisen also im Mittel eine leicht positive Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A auf.

In Abb. 7.3 sind ferner Ergebnisse von Anpassungen der Form

$$f(W^2) = P_1 + P_2 \cdot \ln(W^2/\text{GeV}^2) \quad (7.2)$$

mit freien Parametern P_1 und P_2 eingezeichnet, die eine gute Beschreibung der experimentellen Daten liefern (mit Ausnahme der Anpassung für den Bereich $x_F > 0$ liegen die χ^2 -Werte pro Freiheitsgrad unterhalb 1). Die ermittelten Werte der Parameter P_1 und P_2 sind in Tab. 7.2 aufgeführt.

Tab. 7.2: Die in den Anpassungen (7.2) an die experimentellen Werte von $\langle n(W^2) \rangle$ aus Tab. 7.1 in verschiedenen Bereichen von x_F ermittelten Parameter P_1 und P_2 . Die letzte Zeile beinhaltet die Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad (χ^2/NDF) in den Anpassungen.

Parameter	$x_F > 0$	$0 < x_F < 0.1$	$0.1 < x_F < 0.3$	$x_F > 0.3$	Gesamtbereich
P_1	-0.145 ± 0.153	-0.060 ± 0.201	-0.058 ± 0.092	0.047 ± 0.042	-0.388 ± 0.578
P_2	0.039 ± 0.013	0.017 ± 0.016	0.015 ± 0.008	-0.001 ± 0.004	0.080 ± 0.052
χ^2/NDF	1.50	0.40	0.40	0.75	0.58

7.2. DIE NORMIERTEN VERTEILUNGEN VON y^* UND x_F

Abb. 7.4 zeigt die Ergebnisse für die auf alle Ereignisse N_{ev} im Bereich (6.1) normierten Verteilungen von y^* und x_F . Die Resultate aus den SC-Daten stimmen im zentralen Bereich im Rahmen der Fehler mit den Ergebnissen aus den FS-Daten überein. Die neutralen K-Mesonen werden hauptsächlich im zentralen Bereich um $y^* \simeq 0$ bzw. $x_F \simeq 0$ erzeugt. In die Abbildung der Verteilung von x_F wurden Ergebnisse einer Anpassung der Form

$$f(x_F) = P_1 \cdot \exp(P_2 \cdot x_F) \quad (7.3)$$

für den Vorwärtsbereich $x_F > 0$ eingezeichnet — die Werte für die Parameter P_1 bzw. P_2 ergaben sich zu 2.20 ± 0.16 bzw. -6.85 ± 0.24 bei einem χ^2 pro Freiheitsgrad von 2.4.

Tab. 7.3 gibt eine Aufstellung der Resultate aus Abb. 7.4 für die normierten Verteilungen von y^* und x_F . Im Bereich $x_F < -0.3$ ist die Anzahl der Kandidaten von rekonstruierten K_S^0 -Zerfällen sehr klein (vgl. Abb. 5.17) — die Ergebnisse für diesen Bereich besitzen daher eine sehr große statistische und systematische Unsicherheit und sind nicht dargestellt.

Tab. 7.3: Die Ergebnisse für die normierten Verteilungen von y^* und x_F aus Abb. 7.4 für neutrale K-Mesonen. Die Resultate aus den mit einem oberen Index '(SC)' versehenen Bereichen stammen aus den SC-Daten, die restlichen Zahlen aus den FS-Daten.

y^* -Bereich	$1/N_{ev} dN/dy^*$	x_F -Bereich	$1/N_{ev} dN/dx_F$
$[-2.5, -1]^{(SC)}$	0.030 ± 0.014	$[-0.3, -0.2]^{(SC)}$	0.097 ± 0.067
$[-1, -0.5]^{(SC)}$	0.161 ± 0.058	$[-0.2, -0.1]^{(SC)}$	0.469 ± 0.185
$[-0.5, 0]^{(SC)}$	0.143 ± 0.056	$[-0.1, 0]^{(SC)}$	1.338 ± 0.414
$[0, 1]^{(SC)}$	0.102 ± 0.029	$[0, 0.1]$	1.381 ± 0.139
$[0.5, 1]$	0.146 ± 0.017	$[0.1, 0.2]$	0.860 ± 0.072
$[1, 1.5]$	0.173 ± 0.015	$[0.2, 0.3]$	0.378 ± 0.039
$[1.5, 2]$	0.094 ± 0.008	$[0.3, 0.4]$	0.255 ± 0.034
$[2, 2.5]$	0.063 ± 0.007	$[0.4, 0.6]$	0.085 ± 0.012
$[2.5, 3]$	0.012 ± 0.003	$[0.6, 1]$	0.006 ± 0.002

7.3. DAS QUADRAT p_T^2 DES TRANSVERSALIMPULSE

Abb. 7.5 zeigt die auf alle Ereignisse N_{ev} normierten Verteilungen von p_T^2 in verschiedenen Bereichen der Vorwärtshemisphäre aus den FS -Daten und für die Rückwärtshemisphäre unter Verwendung der SC -Daten. In die Abbildungen sind Ergebnisse von Anpassungen der Form

$$f(p_T^2) = P_1 \cdot \exp(P_2 \cdot p_T^2 / (\text{GeV}/c)^2) \quad (7.4)$$

für den Bereich $p_T^2 < 2 (\text{GeV}/c)^2$ eingezeichnet. Es ergeben sich zum Teil relativ hohe Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad, was sich daraus erklärt, daß eine einfache Exponentialfunktion der Form (7.4) die Daten nur für einen begrenzten Bereich von p_T^2 beschreibt. Die χ^2 -Werte wurden für die Schwerpunkte der einzelnen Intervalle berechnet. Tab. 7.4 gibt eine Aufstellung der Ergebnisse für die in den Anpassungen (7.4) ermittelten Parameter P_1 und P_2 . Innerhalb der Fehler stimmen die Werte von P_2 für die Bereiche $x_F > 0$ und $x_F < 0$ überein. In der Vorwärtshemisphäre nimmt die Steigung der Exponentialfunktion mit zunehmenden Werten von x_F ab. Dies ist gleichbedeutend mit einem Anwachsen des mittleren Transversalimpulses mit steigenden Werten von x_F .

Tab. 7.4: Die in den Anpassungen (7.4) an die experimentellen Verteilungen $1/N_{ev} dN/dp_T^2$ in verschiedenen Bereichen von x_F ermittelten Parameter P_1 und P_2 . Die letzte Zeile beinhaltet die Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad (χ^2/NDF) in den Anpassungen. Die Anpassungen wurden im Bereich $p_T^2 < 2 (\text{GeV}/c)^2$ durchgeführt.

Parameter	$x_F > 0$	$x_F < 0$	$0 < x_F < 0.1$	$0.1 < x_F < 0.3$	$x_F > 0.3$
P_1	0.930 ± 0.073	0.574 ± 0.315	0.560 ± 0.086	0.359 ± 0.042	0.083 ± 0.012
P_2	-3.134 ± 0.170	-3.564 ± 1.282	-4.113 ± 0.355	-3.113 ± 0.270	-2.056 ± 0.264
χ^2/NDF	2.83	1.01	0.08	3.66	0.32

Abb. 7.6 zeigt $\langle p_T^2 \rangle$ als Funktion von W^2 im Vorwärts- und Rückwärtsbereich und $\langle p_T^2 \rangle$ als Funktion von x_F (sog. 'seagull plot' wegen der flügelähnlichen Anordnung der Datenpunkte). Im Vorwärtsbereich nimmt $\langle p_T^2 \rangle$ leicht mit W^2 zu, während im Rückwärtsbereich keine W^2 -Abhängigkeit zu beobachten ist. Der mittlere Transversalimpuls ist im Vorwärtsbereich deutlich größer als im Rückwärtsbereich. Sowohl im Vorwärts- als auch im Rückwärtsbereich nimmt $\langle p_T^2 \rangle$ mit zunehmendem Betrag von x_F zu. Die Ergebnisse aus den SC -Daten schließen im zentralen Bereich gut an die Ergebnisse aus den FS -Daten an.

In Abb. 7.7 ist $\langle p_T^2 \rangle$ als Funktion von W^2 für verschiedene Bereiche von x_F dargestellt. In allen x_F -Bereichen nimmt der mittlere Transversalimpuls mit W^2 zu. Außerdem steigt $\langle p_T^2 \rangle$ für alle W^2 -Intervalle mit x_F an.

Abb. 7.8 zeigt $\langle p_T^2 \rangle$ als Funktion von Q^2 . Im Intervall $0.1 < x_F < 0.3$ wächst $\langle p_T^2 \rangle$ leicht und im Bereich $x_F > 0.3$ stark mit Q^2 an. In allen Q^2 -Intervallen steigt der mittlere Transversalimpuls mit zunehmenden Werten von x_F ; die Zunahme von $\langle p_T^2 \rangle$ wird mit wachsendem Q^2 immer größer.

7.4. VERGLEICH MIT ERGEBNISSEN AUS ANDEREN EXPERIMENTEN

Nach den Vorhersagen des *Lund*-Modells für die tief-inelastische Lepton-Nukleon-Streuung bei 490 GeV ist der Anteil der K_S^0 -Mesonen mit einem s - oder \bar{s} -Quark aus der $s\bar{s}$ -Paarerzeugung in der Fragmentation größer als 80 % (vgl. Tab. 9.1 in Kap. 9.1.). Es ist daher grundsätzlich zu erwarten, daß auch in der Streuung von (Anti-)Neutrinos an Nukleonen der Hauptbeitrag zur K_S^0 -Produktion aus der $s\bar{s}$ -Paarerzeugung kommt, und interessant, die Produktion von neutralen K -Mesonen in der Streuung von Myonen und der Streuung von (Anti-)Neutrinos miteinander zu vergleichen.

Im folgenden werden einige der in Kap. 7.1.-7.2. präsentierten Resultate mit Ergebnissen aus dem EMC-Experiment zur tief-inelastischen Myon-Nukleon-Streuung^[82] und Experimenten zur Streuung von (Anti-)Neutrinos an Nukleonen^{[83],[84],[85]} verglichen.

In Abb. 7.9 sind die Ergebnisse für die mittlere Multiplizität von neutralen K -Mesonen als Funktion von W^2 mit Ergebnissen der EMC für $D_2 + H_2$ (oben) und Ergebnissen aus (Anti-)Neutrino-Experimenten (unten) verglichen.

Die Ergebnisse für $\langle n(W^2) \rangle$ aus der vorliegenden Arbeit schließen sich gut an die Resultate der EMC an und stimmen im gemeinsamen W^2 -Bereich gut überein. Der Anstieg der Multiplizität mit W^2 setzt sich zu höheren invarianten Massen W fort und ist in den Experimenten zur Myon-Nukleon-Streuung bei $W \gtrsim 10$ GeV etwas steiler als in den (Anti-)Neutrino-Daten bei kleinen $W \lesssim 10$ GeV. Eine Anpassung an die EMC-Daten nach (7.2) im Bereich $4 \text{ GeV} < W < 20 \text{ GeV}$ ergibt einen Wert von 0.073 ± 0.009 für die Steigung P_2 , während der Wert für die kombinierten (Anti-)Neutrino-Daten im Bereich $2 \text{ GeV} < W < 14 \text{ GeV}$ 0.053 ± 0.001 beträgt. In der vorliegenden Arbeit wurde die Steigung P_2 zu 0.080 ± 0.052 (vgl. Tab. 7.2) im Bereich $10 \text{ GeV} < W < 30 \text{ GeV}$ bestimmt. Der Anstieg der Multiplizität von neutralen K -Mesonen mit zunehmendem W^2 läßt sich durch den größer werdenden Phasenraum zur Produktion von $s\bar{s}$ -Paaren in der Fragmentation erklären.

In Abb. 7.9 sind ebenfalls die Vorhersagen des *Lund*-Modells für die Myon-Nukleon-Streuung mit einem s/u -Verhältnis $PAR(2) = 0.2$ (vgl. Kap. 9.) eingetragen. Durch Verbinden der Resultate für verschiedene Werte der Laborenergie des einlaufenden Myons wurden die Modellvorhersagen in den Bereich $10 \text{ GeV}^2 < W^2 < 100 \text{ GeV}^2$ fortgesetzt. Die Vorhersagen des *Lund*-Modells sind im gesamten W^2 -Bereich in sehr guter Übereinstimmung mit den EMC-Daten für $W^2 < 400 \text{ GeV}^2$ und den Ergebnissen aus der vorliegenden Arbeit für $W^2 > 100 \text{ GeV}^2$. Ferner ist die Zunahme der mittleren Multiplizität mit $\ln W^2$ im Modell im gesamten W^2 -Bereich praktisch konstant und deutlich steiler als in den (Anti-)Neutrino-Daten.

In Abb. 7.10 sind die Resultate für die normierte Verteilung der *CMS-Rapidity* y^* von neutralen K -Mesonen miteinander verglichen. Die Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit liegen oberhalb der EMC-Daten, was durch den größeren Mittelwert der invarianten hadronischen Masse im E665-Experiment erklärt wird. Ebenfalls eingezeichnet sind die Ergebnisse für die Daten im Vorwärts-Spektrometer aus der vorliegenden Arbeit nach Anwendung der kinematischen Schnitte in den EMC-Daten

$$Q^2 > 4 \text{ GeV}^2, \quad 4 \text{ GeV} < W < 20 \text{ GeV}, \quad 20 \text{ GeV} < \nu < 260 \text{ GeV} \quad . \quad (7.5)$$

Nach diesen Schnitten beträgt der Mittelwert der invarianten Masse W in den E665-Daten etwa 12 GeV und stimmt damit mit dem Wert aus den EMC-Daten überein. Im Rahmen der Fehler sind die Daten des E665-Experiments im Bereich (7.5) mit den Ergebnissen der EMC

in Einklang. Aufgrund der wesentlich kleineren invarianten Masse liegen die Ergebnisse der (Anti-)Neutrino-Experimente unterhalb der Daten aus der Myon-Nukleon-Streuung.

In Tab. 7.5 sind die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Werte der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A (s. (7.1)) von neutralen K -Mesonen aus der vorliegenden Arbeit mit Ergebnissen von Experimenten zur (Anti-)Neutrino-Streuung verglichen. Die Asymmetrie der neutralen K -Mesonen im WA21-Experiment ist größer als in der vorliegenden Arbeit. Es ist jedoch zu bemerken, daß die Bestimmung der invarianten hadronischen Masse und der Richtung des virtuellen W -Bosons in den (Anti-)Neutrino-Experimenten unsicher ist. Die Ergebnisse der Asymmetrie A sind daher in diesen Experimenten mit einem großen systematischen Fehler behaftet. Im Lund-Modell für die Myon-Nukleon-Streuung ist die Asymmetrie A über den gesamten W^2 -Bereich annähernd konstant und bemißt sich zu 0.28 im Intervall $100 \text{ GeV}^2 < W^2 < 900 \text{ GeV}^2$, in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der vorliegenden Arbeit.

Tab. 7.5: Vergleich der mittleren Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A (vgl. (7.1)) von neutralen K -Mesonen. Die Resultate stammen aus der vorliegenden Arbeit (E665) und aus Experimenten zur (Anti-)Neutrino-Streuung (WA21^[83] und WA59^[84]).

Experiment	A für $K^0 + \bar{K}^0$	$\langle W \rangle$
E665	0.19 ± 0.12	17 GeV
WA21, νp	0.38 ± 0.03	5 GeV
WA21, $\bar{\nu} p$	0.53 ± 0.03	4 GeV
WA59, $\bar{\nu} Ne$	0.23 ± 0.04	4 GeV

7.5. DIE PRODUKTION VON GELADENEN K^* -MESONEN IN DEN FS-DATEN

Für die Bestimmung der Anzahl der geladenen K^* -Mesonen wurden in allen Ereignissen mit ausgewählten K_S^0 -Kandidaten Kombinationen aus allen zum Primärvertex assoziierten geladenen Teilchen mit diesen K_S^0 -Kandidaten gebildet. Für diese Kombinationen wurde nach Einsetzen der Pion-Masse für das geladene Teilchen und der K_S^0 -Masse für den K_S^0 -Kandidaten die invariante Masse m berechnet und an die Verteilung von m im Bereich $m < 2 \text{ GeV}$ eine Funktion $F(m)$ der Form

$$F(m) = S(m) + B(m) \quad (7.6a)$$

mit dem Beitrag des Untergrunds

$$B(m) = P(1)(m - m_S)^{P(2)} \cdot \exp(P(3) \cdot m) \quad , \quad (7.6b)$$

sowie dem Signalbeitrag^[86]

$$S(m) = P(4) \cdot \frac{\Gamma(m) \cdot m/q}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(m)} \quad (7.6c)$$

mit freien Parametern $P(1) - P(4)$ angepaßt. m_S ist der Schwellenwert $m_S = m_{K_S^0} + m_\pi \simeq 637$ MeV und $m_0 = 892$ MeV der Zentralwert der invarianten Masse (vgl.^[12]) für die geladenen Zustände der K^* -Resonanz mit der Breite $\Gamma(m)$, die durch^[83]

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \cdot \frac{m_0}{m} \cdot \frac{q}{q_0}, \quad q_0 = q(m_0), \quad \Gamma_0 = 50 \text{ MeV} \quad (7.6d)$$

gegeben ist. q bezeichnet den Betrag des Impulses eines der beiden Zerfallsteilchen im (πK_S^0) -Ruhezustand und $m_\pi \simeq 139.57$ MeV die Masse des geladenen Pions.

Die Anzahl N_{K^*} der rekonstruierten K^* -Zerfälle in K_S^0 -Mesonen und geladene Pionen ergibt sich aus Integration über den Signalbeitrag $S(m)$ ab der kinematischen Schwelle m_S bis zur oberen Grenze m_G des Bereichs der Anpassung nach

$$N_{K^*} = \int_{m_S}^{m_G} S(m) dm \quad (7.7)$$

Abb. 7.11 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse m für die Kombinationen aus den positiven bzw. negativen geladenen Teilchen mit den K_S^0 -Kandidaten zusammen mit den Anpassungen (7.6) für die FS-MC-Ereignisse.

Auf den rechten Seiten sind die Verteilungen der wahren K^{*+} - bzw. K^{*-} -Zerfälle mit den in den Anpassungen bestimmten Signalbeiträgen $S(m)$ verglichen. Die in den Anpassungen bestimmten Signalbeiträge stimmen im Rahmen der Fehler gut mit den Verteilungen der wahren K^{*+} - bzw. K^{*-} -Zerfälle überein. Die Anzahl der rekonstruierten wahren K^{*+} - bzw. K^{*-} -Zerfälle beträgt 135 ± 12 bzw. 105 ± 10 verglichen mit der Anzahl der nach (7.6)-(7.7) bestimmten K^{*+} - bzw. K^{*-} -Zerfälle von 120 ± 25 bzw. 108 ± 27 . Für die wahren K^* -Zerfälle bezeichnen die angegebenen Fehler die statistische Unsicherheit und für die in den Anpassungen bestimmten Werte die Unsicherheit der Anpassungen (7.6)-(7.7).

Die χ^2 -Werte pro Freiheitsgrad in den Anpassungen (7.6) betragen 1.94 bzw. 1.00 für die Bestimmung der Zahl der K^{*+} - bzw. K^{*-} -Zerfälle; bei alleiniger Verwendung des Untergrundbeitrags $B(m)$ in den Anpassungen ergeben sich Werte von 2.69 bzw. 1.69.

Abb. 7.12 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse m für die experimentellen FS-Daten zusammen mit den Anpassungen (7.6). Die Signale sind wesentlich kleiner als in den MC-Ereignissen. Die χ^2 -Werte pro Freiheitsgrad ergeben sich zu 0.77 bzw. 0.91 für die Bestimmung der Anzahl der rekonstruierten K^{*+} - bzw. K^{*-} -Mesonen (vgl. Abb. 7.12 links) und bei alleiniger Verwendung des Untergrundbeitrags $B(m)$ zu 0.92 bzw. 1.00 (vgl. Abb. 7.12 rechts).

Nach Multiplikation mit den in den MC-Ereignissen bestimmten Verhältnissen von generierten und rekonstruierten K^{*+} - bzw. K^{*-} -Zerfällen in K_S^0 -Mesonen und π^+ - bzw. π^- -Mesonen und dem Korrekturfaktor von 4.37 (s. Kap. 2.2.1.) für die Verzweigungsverhältnisse wurden die mittleren Vorwärts-Multiplizitäten $\langle n_f(K^{*+}) \rangle$ bzw. $\langle n_f(K^{*-}) \rangle$ für $x_F(K^*) > 0$ nach

$$\langle n_f(K^{*+}) \rangle = \frac{N_f(K^{*+})}{N_{ev}}, \quad \langle n_f(K^{*-}) \rangle = \frac{N_f(K^{*-})}{N_{ev}} \quad (7.8)$$

bestimmt. $N_f(K^{*+})$ bzw. $N_f(K^{*-})$ ist die korrigierte Anzahl der K^{*+} - bzw. K^{*-} -Mesonen mit $x_F > 0$.

Die experimentell ermittelten oberen Grenzwerte für $\langle n_f(K^{*+}) \rangle$ bzw. $\langle n_f(K^{*-}) \rangle$ bei einem Konfidenzniveau von 95 % sind in Tab. 7.6 dargestellt und mit den Vorhersagen des Lund-Modells LEPTO5.2-JETSET6.2 verglichen.

Tab. 7.6: Obere Grenzwerte (95 % Konfidenzniveau) für die experimentell bestimmten mittleren Vorwärts-Multiplizitäten von K^{*+} - und K^{*-} -Mesonen verglichen mit den Vorhersagen des Lund-Modells für $PAR(2) = 0.2$ (vgl. Kap. 9.).

Ergebnisse	$\langle n_f(K^{*+}) \rangle$	$\langle n_f(K^{*-}) \rangle$
obere experimentelle Grenzwerte	0.084	0.095
Lund-Modell	0.098	0.085

Der obere Grenzwert für $\langle n_f(K^{*-}) \rangle$ in den experimentellen Daten ist bei einem Konfidenzniveau von 95 % noch verträglich mit der Vorhersage des Lund-Modells. Das Ergebnis für den oberen Grenzwert der Vorwärts-Multiplizität von K^{*+} -Mesonen liegt unterhalb des Werts aus dem Lund-Modell. Im Lund-Modell mit einem Wert von $PAR(2) = 0.2$ (vgl. Kap. 9.) wird die Produktion von K^* -Mesonen im Vorwärtsbereich somit überschätzt (vgl. auch Kap. 9.1.).

7.6. EREIGNISSE MIT 2 NEUTRALEN K -MESONEN IN DEN FS-DATEN

In den experimentellen FS-Daten wurden 18 Ereignisse beobachtet, in denen jeweils 2 K_S^0 -Kandidaten durch die in Kap. 5.4.1. beschriebenen Selektionsverfahren ausgewählt wurden.

Aus der Anzahl $N_{K^0K^0}$ von Paaren neutraler K -Mesonen läßt sich die mittlere Multiplizität $\langle n_{K^0K^0} \rangle = N_{K^0K^0}/N_{ev}$ und der globale Korrelationskoeffizient $R_{K^0K^0}$ nach

$$R_{K^0K^0} = \frac{\langle n_{K^0K^0} \rangle}{\langle n_{K^0} \rangle \cdot \langle n_{K^0} \rangle} \quad (7.9)$$

berechnen. $\langle n_{K^0} \rangle$ bezeichnet hier die mittlere Multiplizität der neutralen K -Mesonen.

Unter Berücksichtigung des in MC-Ereignissen abgeschätzten Untergrunds (ca. 10 %) von Ereignissen mit 2 rekonstruierten K_S^0 -Kandidaten, die nicht aus dem Zerfall von 2 neutralen K -Mesonen stammen, ergibt sich ein Wert von 1.07 ± 0.30 für $R_{K^0K^0}$ im Bereich $x_F > 0^*$). Dies ist in Übereinstimmung mit der Vorhersage der Version LEPTO5.2-JETSET6.2 des Lund-Modells mit $PAR(2) = 0.2$ von 1.14 und kann als unkorrelierte Produktion von neutralen K -Mesonen ($R_{K^0K^0} = 1$) interpretiert werden. Die Produktionsmechanismen der $s\bar{s}$ -Paarerzeugung in der Fragmentation oder der Streuung an $s(\bar{s})$ -Seequarks führen zu einer korrelierten Erzeugung von seltsamen Teilchen. Da letztere jedoch in verschiedenen Hadron- und Ladungszuständen und z.T. getrennt in der Vorwärts- und der Rückwärtshemisphäre entstehen, beobachtet man im Lund-Modell für die Paarerzeugung von neutralen K -Mesonen in der Vorwärtshemisphäre keine signifikanten Korrelationen (vgl. auch^[82]).

*)Bei der Berechnung von $R_{K^0K^0}$ nach (7.9) wurden keine Akzeptanzkorrekturen vorgenommen; es wurde vielmehr angenommen, daß diese sich in Zähler und Nenner gegenseitig kompensieren.

7.7. VERGLEICH DER PRODUKTION VON NEUTRALEN K -MESONEN IN $D_2 + H_2$ UND Xe IN DEN FS -DATEN

Abb. 7.13 zeigt die normierten x_F -Verteilungen von neutralen K -Mesonen in der Vorwärtshemisphäre für den kombinierten Datensatz aus $D_2 + H_2$ und für Xe und das Verhältnis

$$R(x_F) = \frac{1/N_{ev}dN/dx_F|_{Xe}}{1/N_{ev}dN/dx_F|_{D_2+H_2}} \quad (7.10)$$

Im Bereich $x_F > 0.3$ liegen die Ergebnisse für Xenon unterhalb und im Bereich $0.1 < x_F < 0.3$ oberhalb der $(D_2 + H_2)$ -Daten. Entsprechend ist das Verhältnis $R(x_F)$ für $x_F > 0.3$ kleiner als 1 und für $0.1 < x_F < 0.3$ größer als 1. Allerdings sind die systematischen Unsicherheiten in den Xenon-Daten wesentlich größer als in den $(D_2 + H_2)$ -Daten. Im Rahmen der gesamten experimentellen Unsicherheit stimmen daher die Ergebnisse aus den Xenon-Daten mit jenen aus den $(D_2 + H_2)$ -Daten überein.

7.8. DIE ABSCHÄTZUNG DER SYSTEMATISCHEN FEHLER

Die systematischen Fehler für die in Kap. 7. und Kap. 8. dargestellten Resultate wurden durch Variation der Schnitte für die Auswahl der neutralen seltsamen Teilchen und durch Verwendung verschiedener experimenteller Datensätze und verschiedener MC -Datensätze ermittelt. Zur quantitativen Abschätzung wurden aus den verschiedenen erzielten Resultaten χ^2 -Werte nach

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(x_{i,a} - x_{i,b})^2}{\Delta^2 x_{i,a} + \Delta^2 x_{i,b}} \quad (7.11)$$

gebildet. Die Summe geht über die Anzahl N der Datenpunkte für die einzelnen in Kap. 7. und Kap. 8. dargestellten Ergebnisse $(x_{i,a}, x_{i,b})$ mit den statistischen Fehlern $(\Delta x_{i,a}, \Delta x_{i,b})$ in den verschiedenen Datensätzen (a, b) . Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler sind z.T. korreliert; um eine konservative Abschätzung zu geben, wurden jedoch die einzelnen Beiträge als voneinander unabhängig betrachtet.

7.8.1. DIE SYSTEMATISCHE UNSICHERHEIT BEI DER NORMIERUNG DER VERTEILUNGEN

Der Hauptbeitrag zur systematischen Unsicherheit bei der Normierung der x_F -, y^* - und p_T^2 -Verteilungen und der mittleren Multiplizitäten stammt von der Akzeptanzkorrektur für die Ereignisse nach (6.5a-b). Dieser Beitrag zum relativen systematischen Fehler wurde durch Verwendung verschiedener MC -Datensätze zu 10 – 15 % abgeschätzt und ist unabhängig von der invarianten Masse W . Eine weitere Unsicherheit resultiert aus dem Kalorimeter-Schnitt (vgl. (6.2)) und bemißt sich zu 5 % (vgl.^[81]). Nach quadratischer Kombination dieser beiden Fehler ergibt sich die relative systematische Unsicherheit bei der Normierung der Verteilungen zu 11 – 16 %.

7.8.2. DIE SYSTEMATISCHE UNSICHERHEIT BEI DER AUSWAHL DER K_S^0 -MESONEN

Die systematischen Fehler bei der Selektion der Kandidaten von K_S^0 -Mesonen wurden durch gleichzeitige Variation der Selektionsschnitte in den experimentellen Daten und den rekonstruierten *MC*-Daten ermittelt. Der Hauptbeitrag zur Unsicherheit in den *FS*-Daten stammt dabei vom Schnitt d) in Kap. 5.4.1. und im *SC*-Datensatz A.) von den Schnitten d), e), f) in Kap. 5.5.1.. Jeweils einer dieser Selektionsschnitte wurde gleichzeitig in den experimentellen Daten und den rekonstruierten *MC*-Daten fortgelassen, und die so resultierenden Ergebnisse der normierten Verteilungen von y^* und p_T^2 und der mittleren Multiplizität $\langle n(W^2) \rangle$ wurden durch Berechnung von χ^2 -Werten nach (7.11) miteinander verglichen. In den *SC*-Daten ergaben sich beim Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Schnitt f) aus Kap. 5.5.1. die größten Werte von χ^2 . Die systematische Unsicherheit von Schnitt f) ist somit am höchsten. In den *FS*-Daten ergibt sich aus dem Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Schnitt d) ein χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad von 0.33. Nach Mittelung der χ^2 -Werte für den Vergleich der Ergebnisse nach Fortlassen jeweils eines der Selektionsschnitte d), e), f) in den *SC*-Daten ergibt sich ein Wert von 0.31 für das χ^2 pro Freiheitsgrad.

Aus der Tatsache, daß die so ermittelten Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad wesentlich kleiner als 1 sind, läßt sich schließen, daß die systematischen Fehler bei der Auswahl der K_S^0 -Kandidaten deutlich kleiner als die statistischen Fehler sind.

7.8.3. SYSTEMATISCHE EFFEKTE BEI DER BESTIMMUNG DER KORREKTURFAKTOREN FÜR DIE ZAHL DER K^0 -MESONEN

Die systematischen Fehler für die Korrekturfaktoren nach (6.4a-b) zur Bestimmung der Zahl der K^0 -Mesonen wurden durch Verwendung verschiedener *MC*-Datensätze für die generierten und rekonstruierten Ereignisse berechnet. Es wurden *MC*-Ereignisse für D_2 bzw. H_2 und mit bzw. ohne Strahlungskorrekturen verwendet. Hier ist zu bemerken, daß nur etwa die Hälfte der *SC-MC*-Ereignisse unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen mit dem *GAMRAD*-Programm (vgl. Kap. 2.1.5. und Kap. 4.4.) erzeugt wurden; es ergaben sich jedoch keine systematischen Unterschiede zu den Ergebnissen ohne Strahlungskorrekturen. Bei den *FS-MC*-Daten ist der Anteil der Ereignisse, die ohne Strahlungskorrekturen generiert wurden vernachlässigbar klein ($< 10\%$). Beim Vergleich der verschiedenen Resultate ergibt sich für die neutralen K -Mesonen ein χ^2 -Wert von 0.22 in den *SC*-Daten und von 0.82 in den *FS*-Daten. In den *SC*-Daten sind demnach die systematischen Fehler bei der Korrektur der Daten deutlich kleiner als die statistischen Fehler, während beide Fehler in den *FS*-Daten vergleichbar sind.

7.8.4. SYSTEMATISCHE EFFEKTE BEI DER REKONSTRUKTION DER EREIGNISSE

Zur Bestimmung der systematischen Effekte bei der Rekonstruktion der Ereignisse wurden die Ergebnisse aus verschiedenen experimentellen Datensätzen miteinander verglichen. Für die *SC*-Daten wurden die Daten der in den verschiedenen Meß-Stationen am *Fermilab*, in München und in Krakau gemessenen D_2 -Ereignisse und für die *FS*-Daten die vor und nach dem Dezember 1987 genommenen D_2 -Daten berücksichtigt. In den *SC*-Daten wurde für die neutralen K -Mesonen ein mittlerer χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad von 0.94 und in den *FS*-Daten von 0.54 berechnet. Die systematischen Fehler bei der Rekonstruktion der Ereignisse liegen damit in der gleichen Größenordnung wie die statistischen Fehler.

7.8.5. DIE BESTIMMUNG DER GESAMTEN SYSTEMATISCHEN UNSICHERHEIT

Unter der Annahme, daß alle in den Kapiteln 7.8.2.–7.8.4. ermittelten Fehler unabhängig voneinander zur systematischen Unsicherheit beitragen, wurden die ermittelten Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad addiert. Tab. 7.7 gibt eine Aufstellung der in Kap. 7.8.2.–7.8.4. ermittelten Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad.

Aus der Quadratwurzel des Gesamtwerts nach der Summation der einzelnen Beiträge läßt sich nach Multiplikation mit dem statistischen Fehler der gesamte systematische Fehler für die in Kap. 7.8.2.–7.8.4. erläuterten Unsicherheiten ermitteln. Der statistische Fehler der Ergebnisse für die Produktion von neutralen K -Mesonen liegt für die FS -Daten, je nach x_F -Bereich, im Bereich von 8 – 20 % und für den SC -Datensatz im Bereich von 35 – 60 %.

Unter der Annahme, daß auch der systematische Fehler der Normierung unabhängig von den in Kap. 7.8.2.–7.8.4. diskutierten Beiträgen ist, ergibt sich damit der gesamte systematische Fehler zu 15 – 31 % in den FS -Daten und zu 43 – 74 % in den SC -Daten. Der systematische Fehler ist damit in beiden Datensätzen etwas größer als der statistische Fehler.

Tab. 7.7: Die ermittelten Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad bei der Berechnung der einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler der Ergebnisse für die neutralen K -Mesonen.

systematischer Fehler	FS -Daten	SC -Daten
Selektion der K_S^0 -Kandidaten (Kap. 7.8.2.)	0.33	0.31
Korrektur der experimentellen Daten (Kap. 7.8.3.)	0.82	0.22
Rekonstruktion der Ereignisse (Kap. 7.8.4.)	0.54	0.94
Gesamtwert	1.69	1.47
Quadratwurzel des Gesamtwerts (= syst. Fehler / statistischer Fehler)	1.30	1.21
statistischer Fehler	8 – 20 %	35 – 60 %
systematischer Fehler	10 – 26 %	42 – 72 %
gesamter systematischer Fehler einschließlich syst. Fehler der Normierung (Kap. 7.8.1.)	15 – 31 %	43 – 74 %

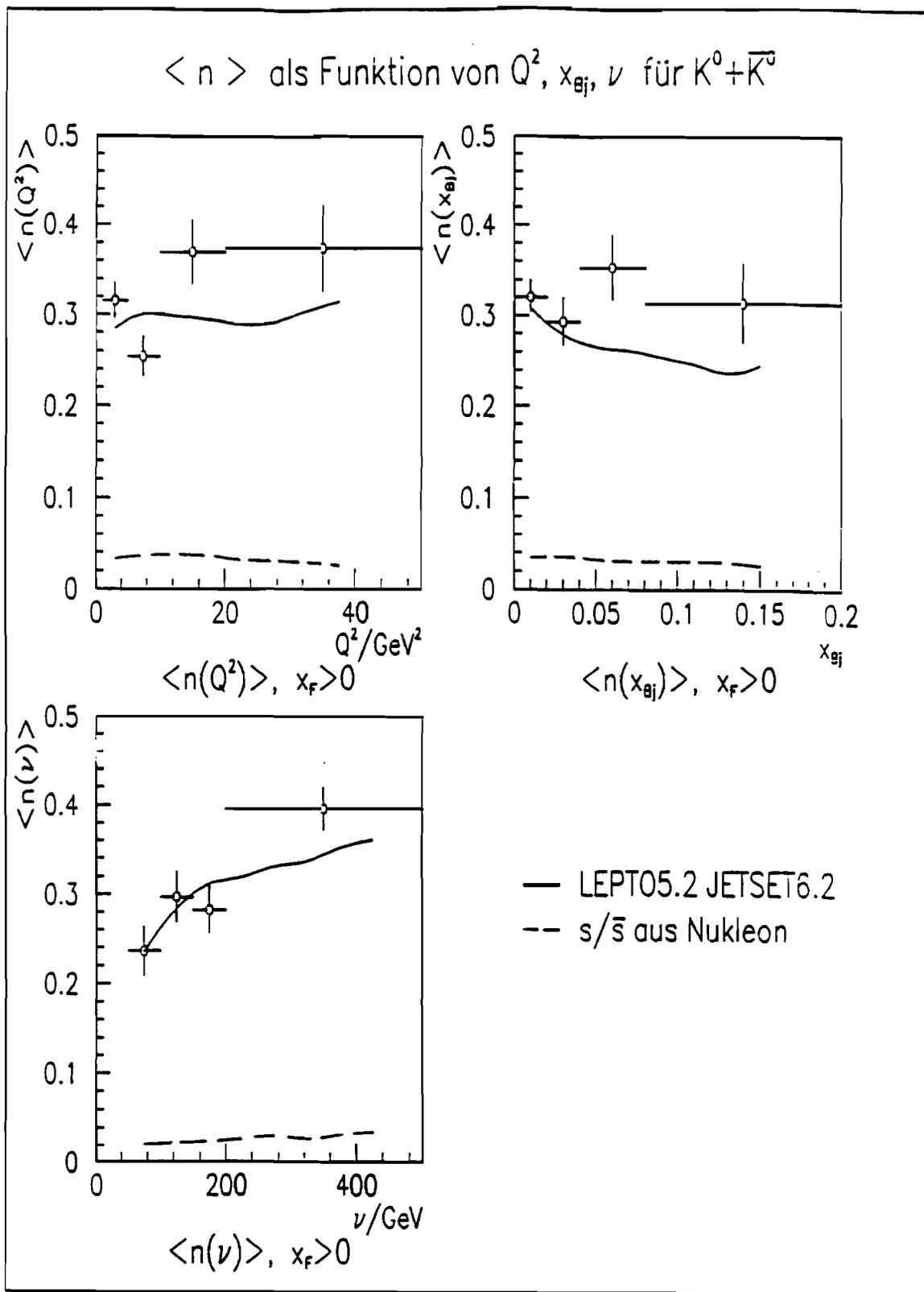


Abb. 7.1: Die mittlere Multiplizität von neutralen K -Mesonen als Funktion von Q^2 , x_{Bj} und ν im Bereich $x_F > 0$.

$\langle n \rangle$ als Funktion von Q^2 , x_{Bj} , ν für $K^0 + \bar{K}^0$

— LEPTO5.2 JETSET6.2

-- s/\bar{s} aus Nukleon

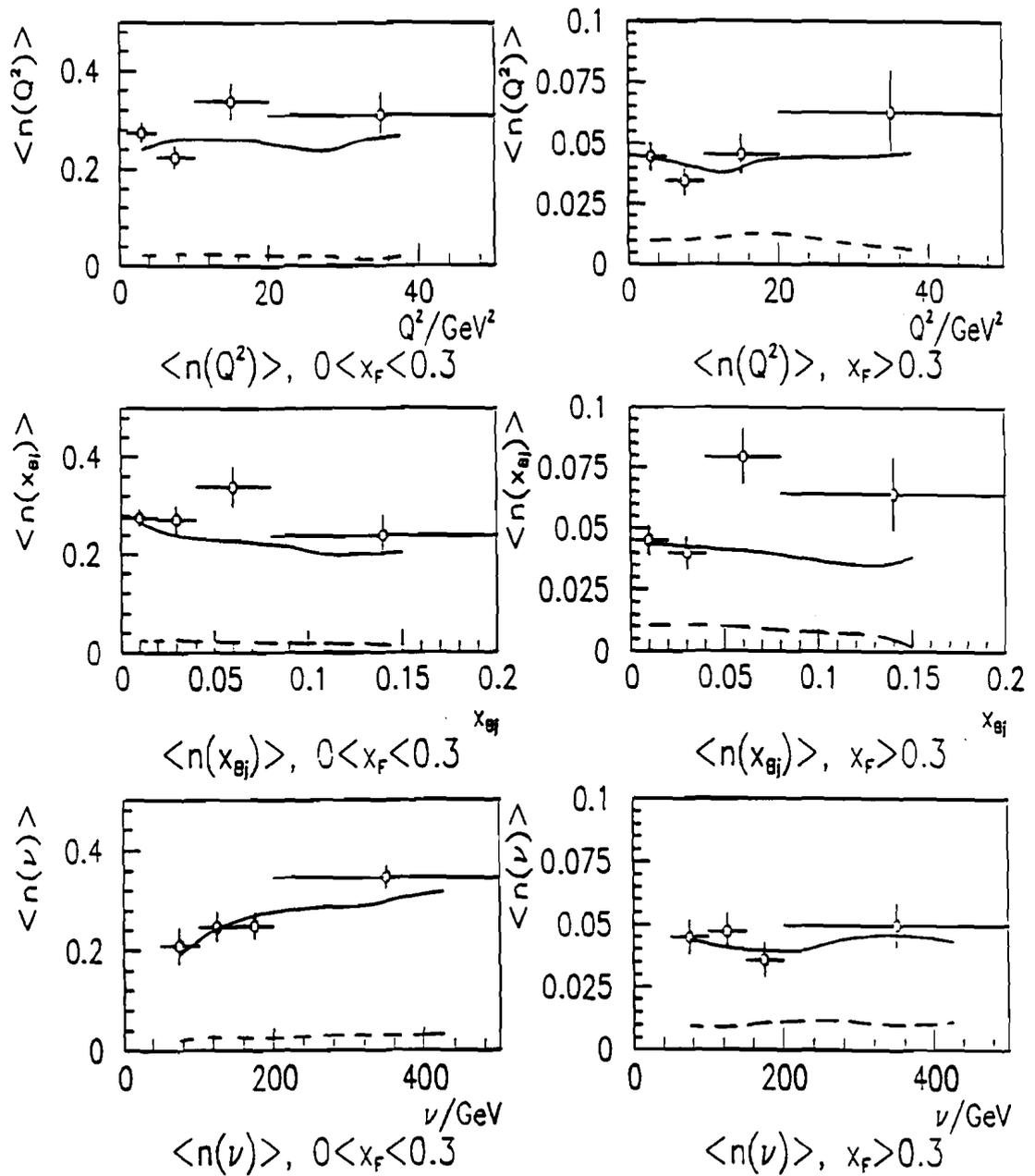


Abb. 7.2: Die mittlere Multiplizität von neutralen K -Mesonen als Funktion von Q^2 , x_{Bj} und ν in den Bereichen $0 < x_F < 0.3$ und $x_F > 0.3$.

$\langle n(W^2) \rangle$ für $K^0 + \bar{K}^0$

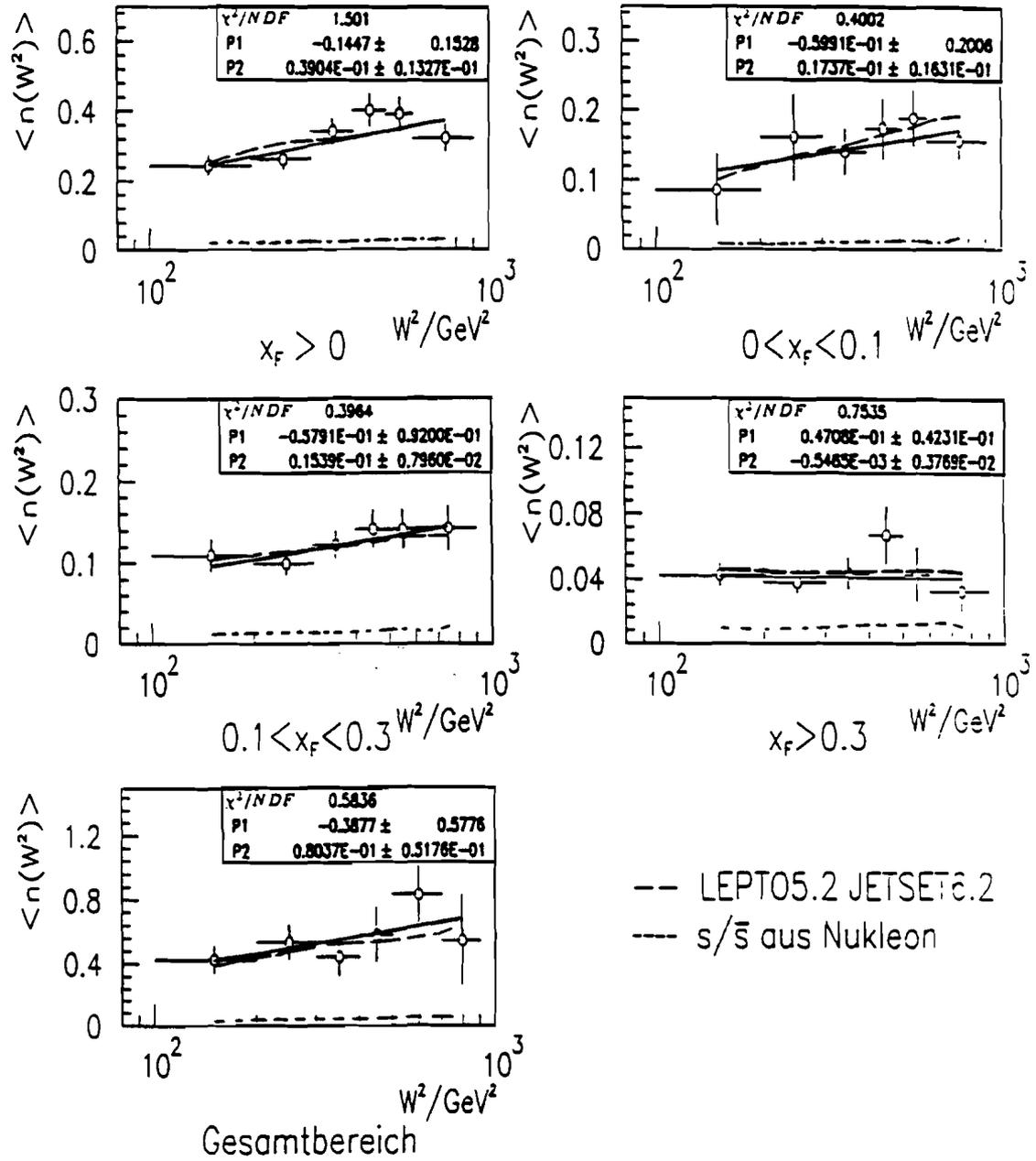


Abb. 7.3: Die mittlere Multiplizität von neutralen K -Mesonen als Funktion von W^2 in den Bereichen $x_F > 0$, $0 < x_F < 0.1$, $0.1 < x_F < 0.3$, $x_F > 0.3$ und im gesamten x_F -Bereich ('Gesamtbereich'). Ebenfalls eingezeichnet sind Ergebnisse von Anpassungen der Form (7.2) (durchgezogene Geraden).

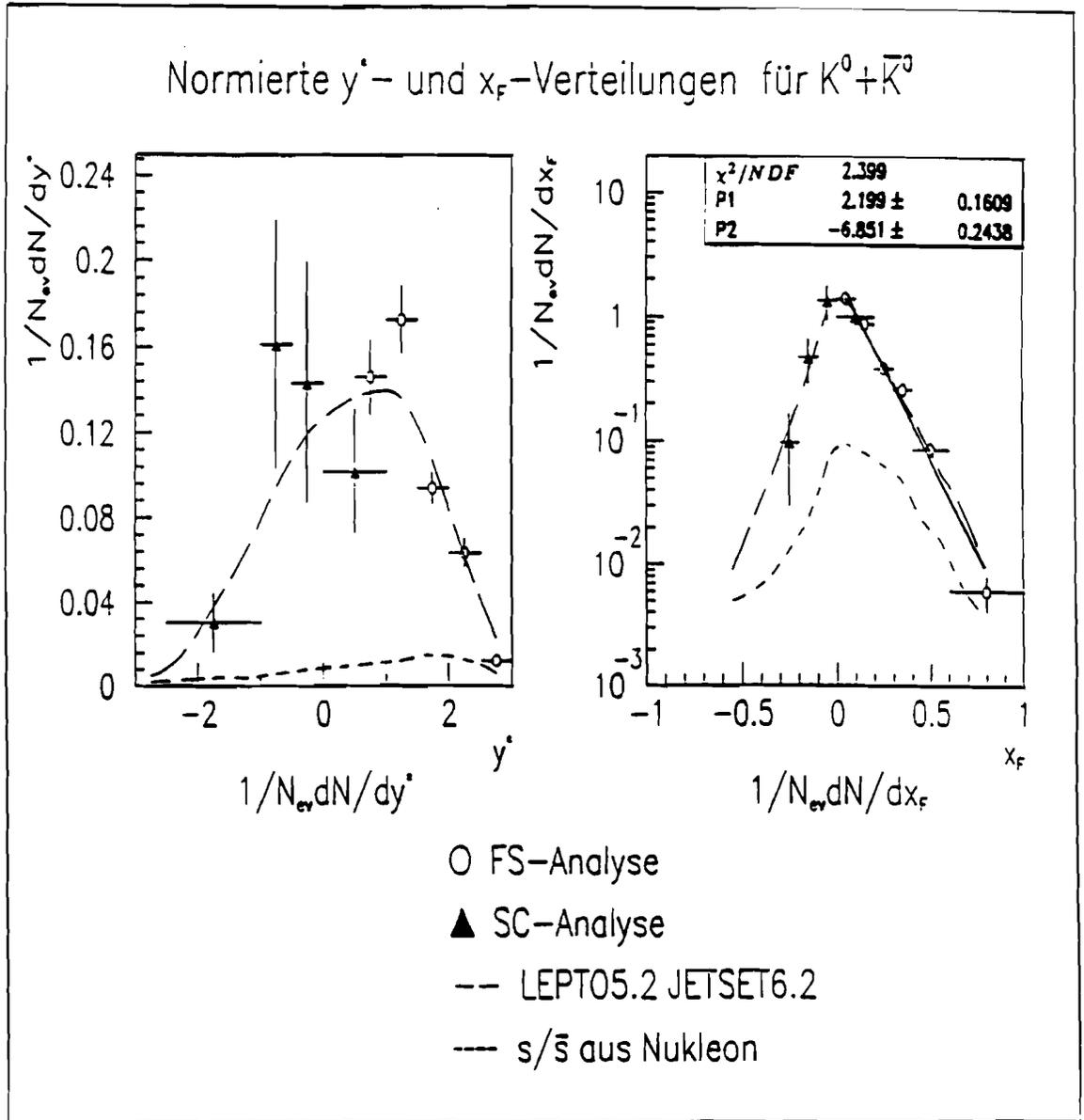


Abb. 7.4: Die normierten Verteilungen $1/N_{ev}dN/dy^*$ und $1/N_{ev}dN/dx_F$ für neutrale K -Mesonen. In die Verteilung von x_F ist das Ergebnis einer Anpassung der Form (7.3) für den Bereich $x_F > 0$ eingezeichnet (durchgezogene Gerade).

Normierte p_T^2 -Verteilungen für $K^0 + \bar{K}^0$

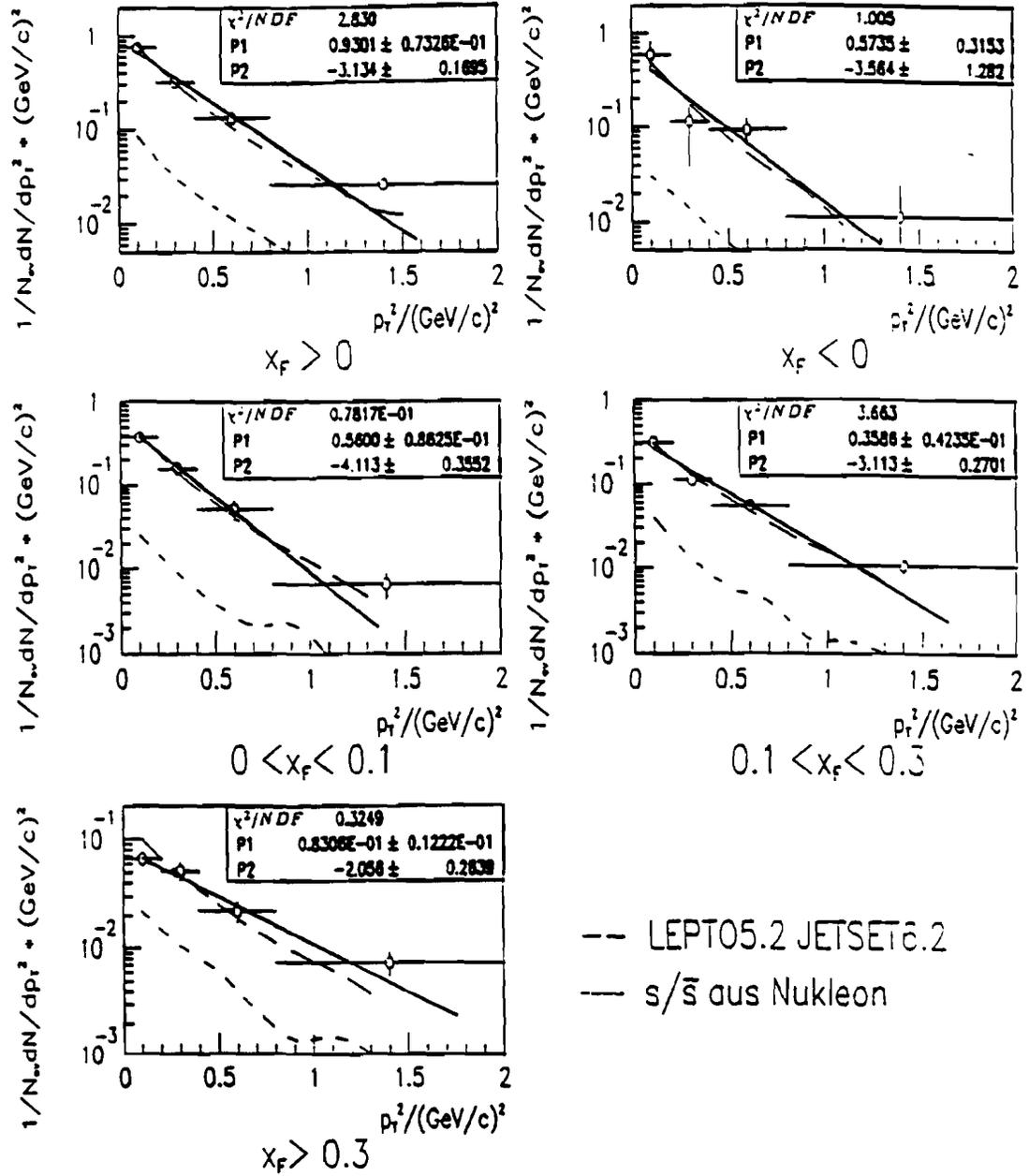


Abb. 7.5: Die normierten Verteilungen $1/N_{ev} dN/dp_T^2$ für neutrale K -Mesonen in den Bereichen $x_F > 0$, $x_F < 0$, $0 < x_F < 0.1$, $0.1 < x_F < 0.3$ und $x_F > 0.3$. In die Verteilungen sind die Ergebnisse von Anpassungen der Form (7.4) für den Bereich $p_T^2 < 2$ (GeV/c)² eingezeichnet (durchgezogene Geraden).

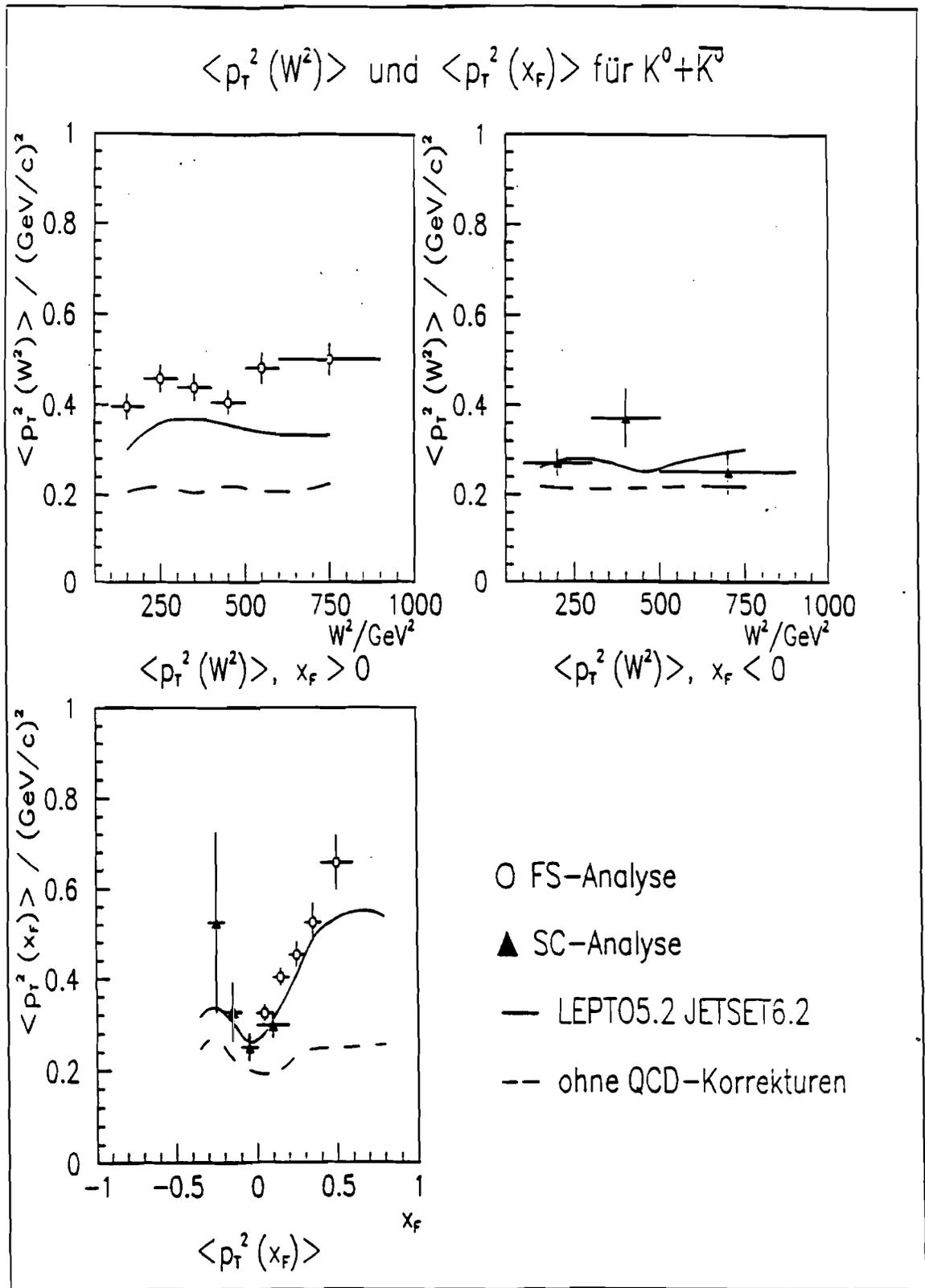


Abb. 7.6: Die Mittelwerte von p_T^2 für neutrale K -Mesonen als Funktion von W^2 für $x_F > 0$ und $x_F < 0$ und als Funktion von x_F ('seagull plot').

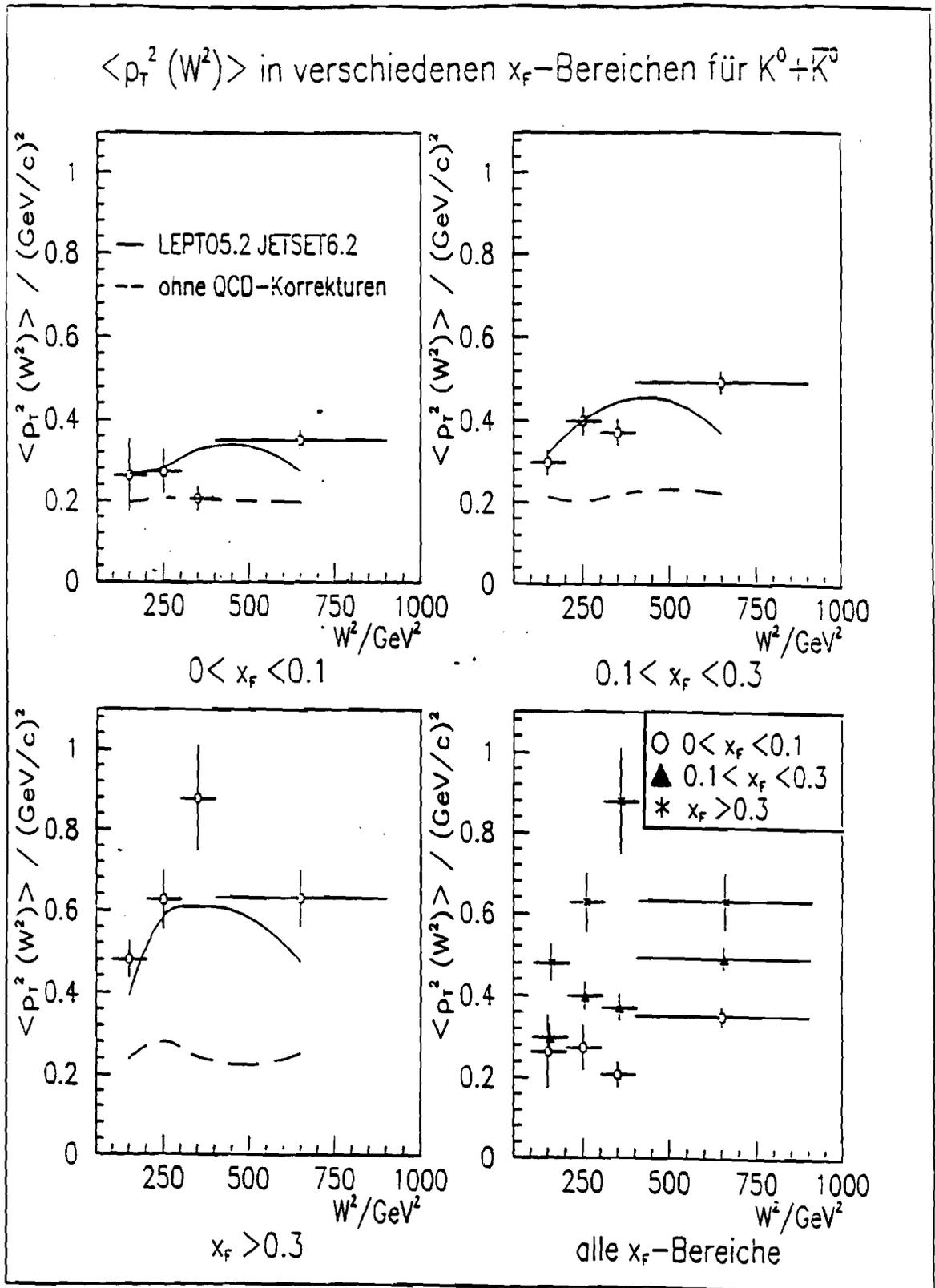


Abb. 7.7: Die Mittelwerte von p_T^2 für neutrale K -Mesonen als Funktion von W^2 in den Bereichen $0 < x_F < 0.1$, $0.1 < x_F < 0.3$ und $x_F > 0.3$.

$\langle p_T^2(Q^2) \rangle$ in verschiedenen x_F -Bereichen für $K^0 + \bar{K}^0$

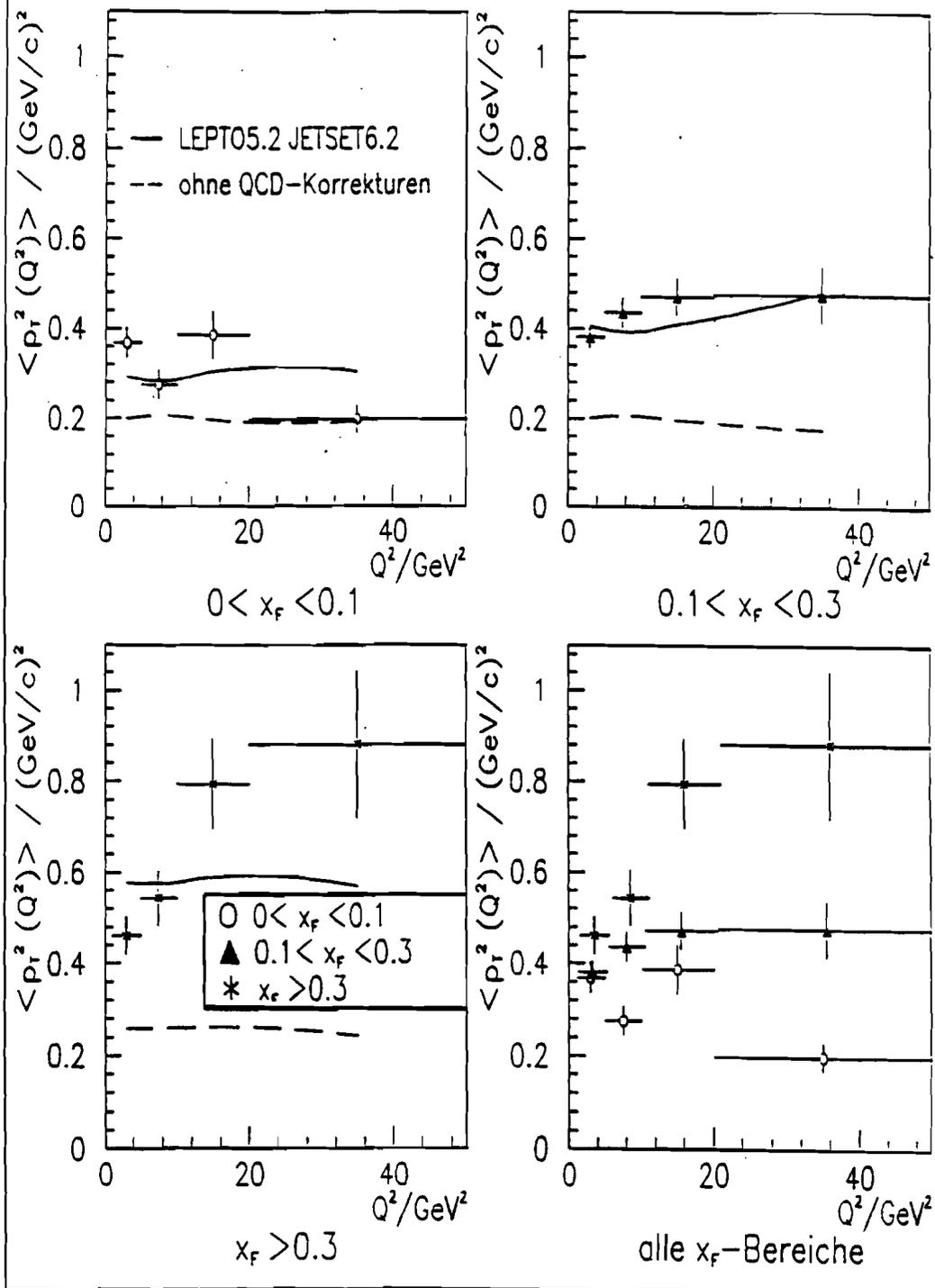


Abb. 7.8: Die Mittelwerte von p_T^2 für neutrale K -Mesonen als Funktion von Q^2 in den Bereichen $0 < x_F < 0.1$, $0.1 < x_F < 0.3$ und $x_F > 0.3$.

Vergleich von $\langle n(W^2) \rangle$ in verschiedenen Experimenten

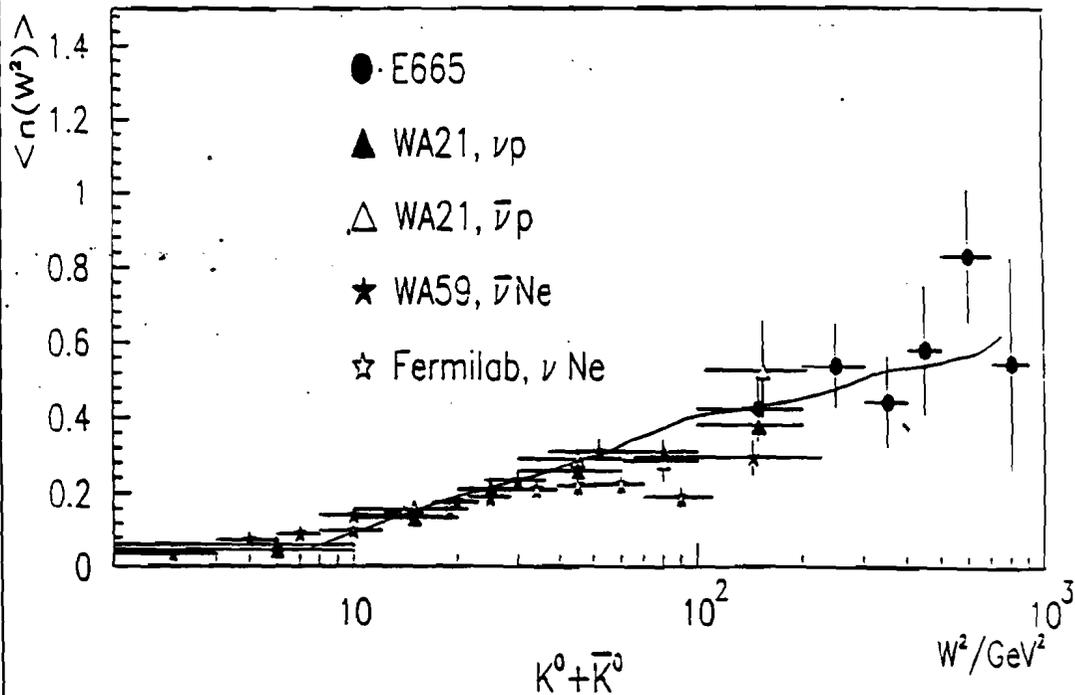
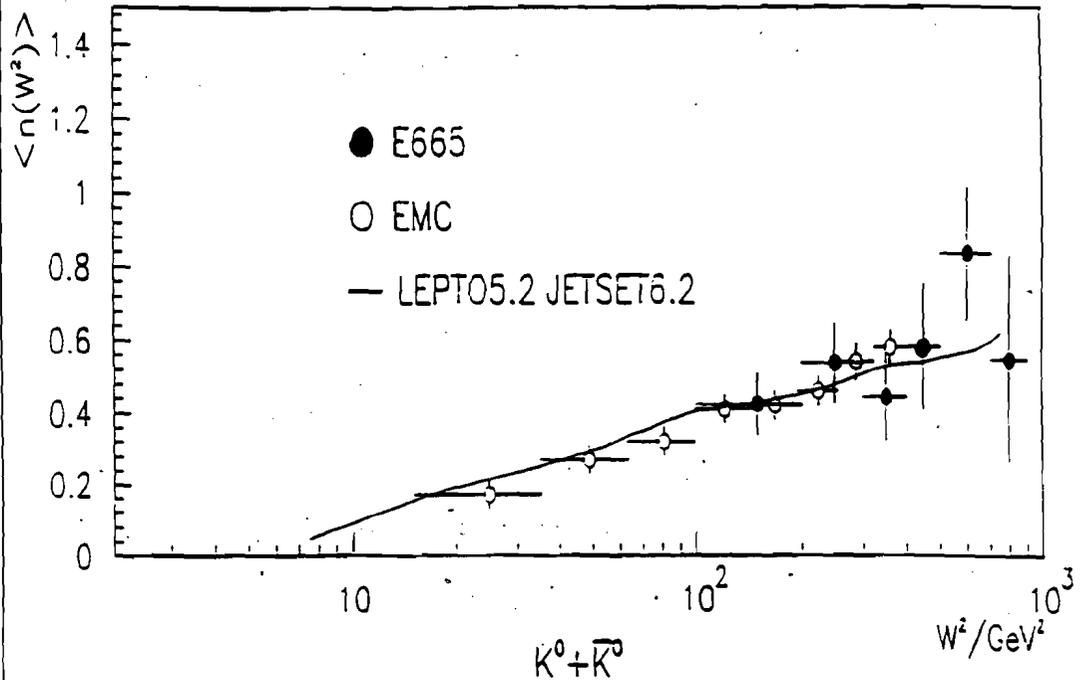


Abb. 7.9: Vergleich der mittleren Multiplizität als Funktion von W^2 für neutrale K -Mesonen aus der vorliegenden Arbeit (E665) und aus Daten der EMC^[82] (oben) und aus Daten von (Anti-)Neutrino-Experimenten (unten) (WA21^[83], WA59^[84], Fermilab^[85]). Ebenfalls dargestellt sind die Vorhersagen des Lund-Modells für die Myon-Nukleon-Streuung mit $\text{PAR}(2) = 0.2$.

Vergleich von $1/N_{ev}dN/dy^*$ in verschiedenen Experimenten

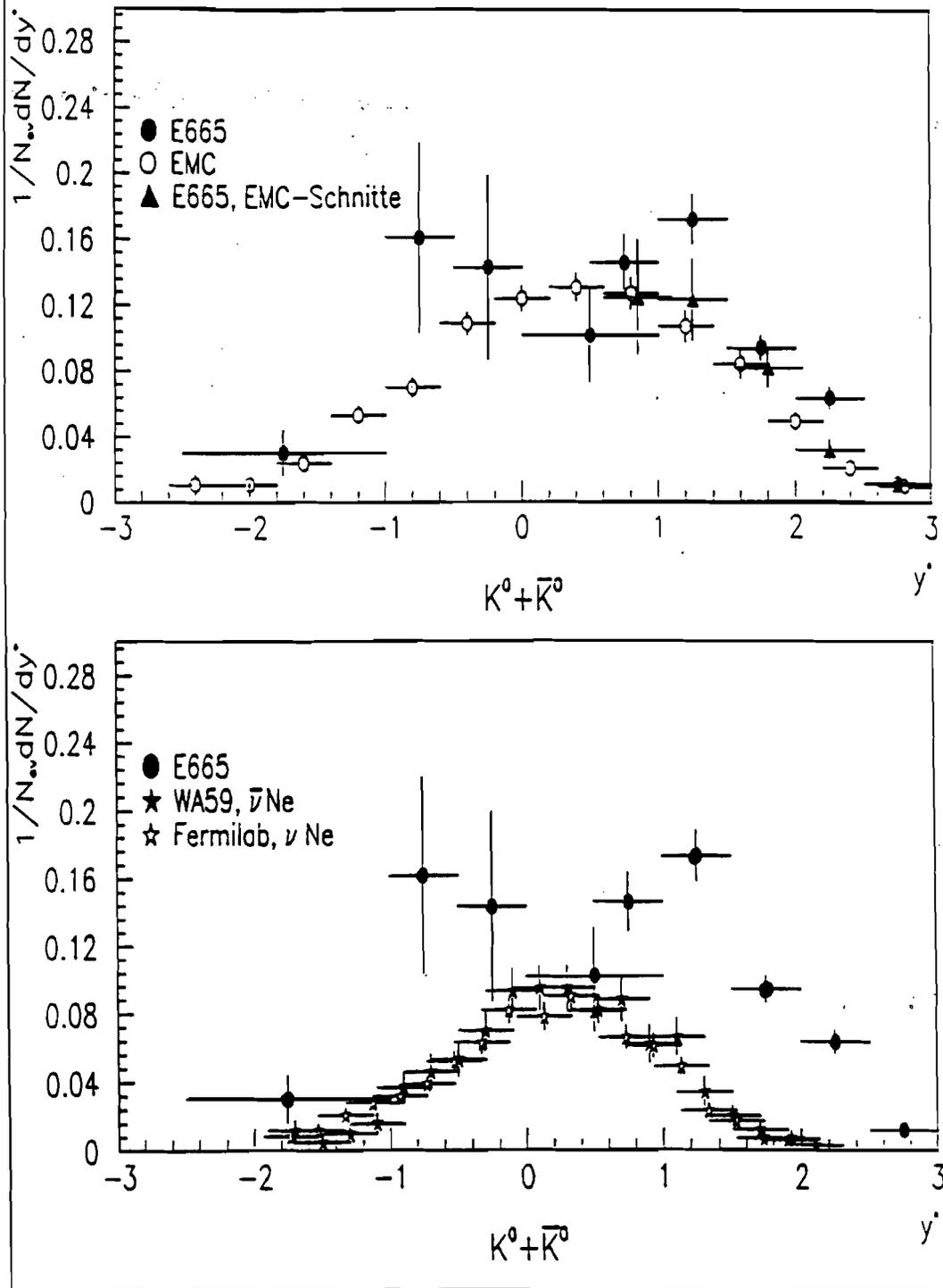


Abb. 7.10: Vergleich der normierten Verteilung der CMS-Rapidity y^* von neutralen K-Mesonen aus der vorliegenden Arbeit (E665), aus der vorliegenden Arbeit mit den EMC-Schnitten (7.5) und aus Daten der EMC^[82] (oben) und aus Daten von (Anti-)Neutrino-Experimenten (unten) (WA59^[84], Fermilab^[85]).

K^* -Fits für Kombinationen aus K_S^0 -Kandidaten und gel. Spuren

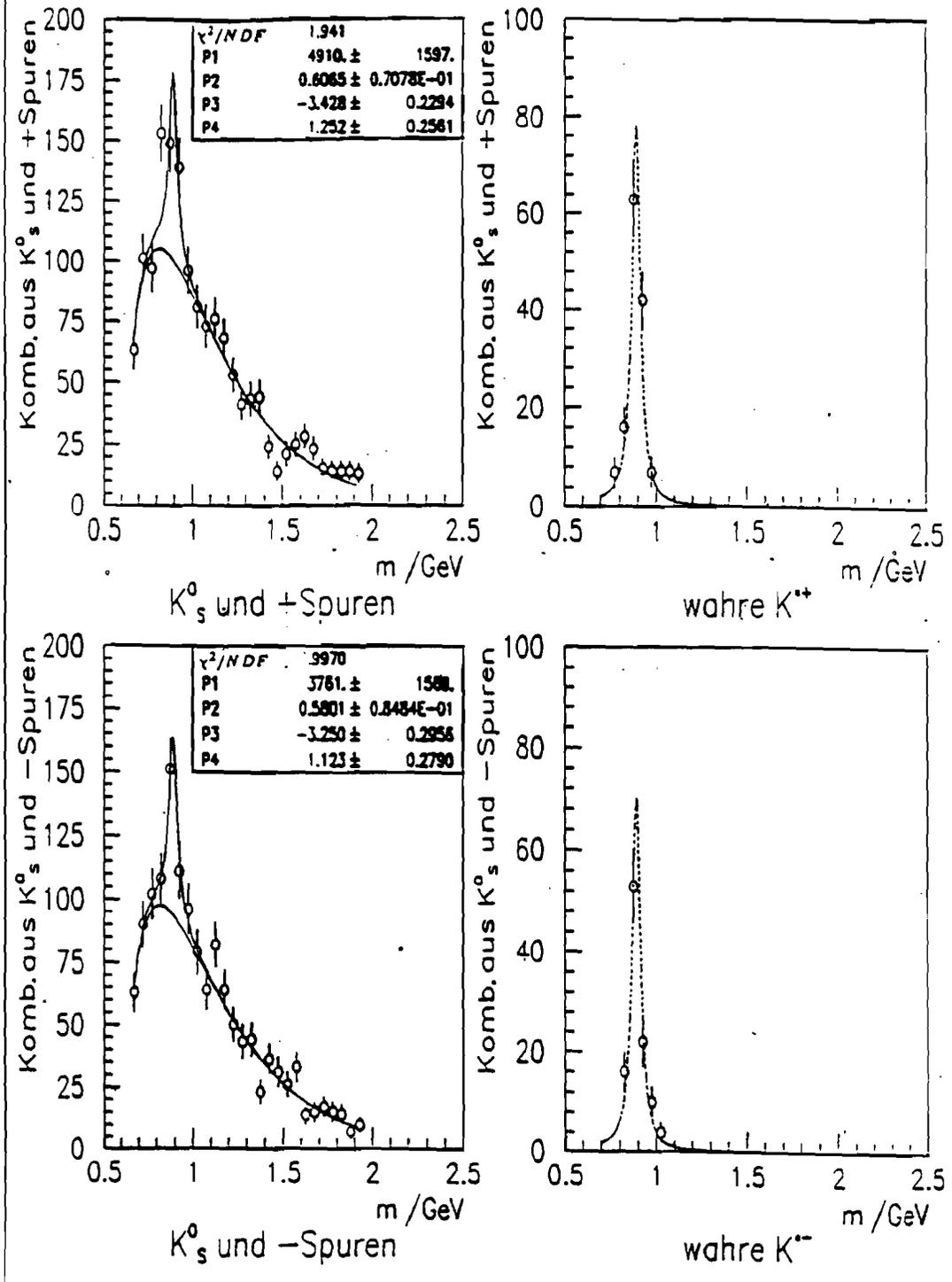


Abb. 7.11: Die Verteilungen der invarianten Masse m für die Kombinationen aus den ausgewählten K_S^0 -Kandidaten mit den geladenen Spuren für die FS-MC-Daten zusammen mit den Anpassungen (7.6). Auf der rechten Seite sind die in den Anpassungen ermittelten Signalbeiträge den Verteilungen der wahren Zerfälle geladener K^* -Mesonen in K_S^0 -Mesonen und geladene Pionen gegenübergestellt.

K^{*}-Fits für Kombinationen aus K_s⁰-Kandidaten und gel. Spuren

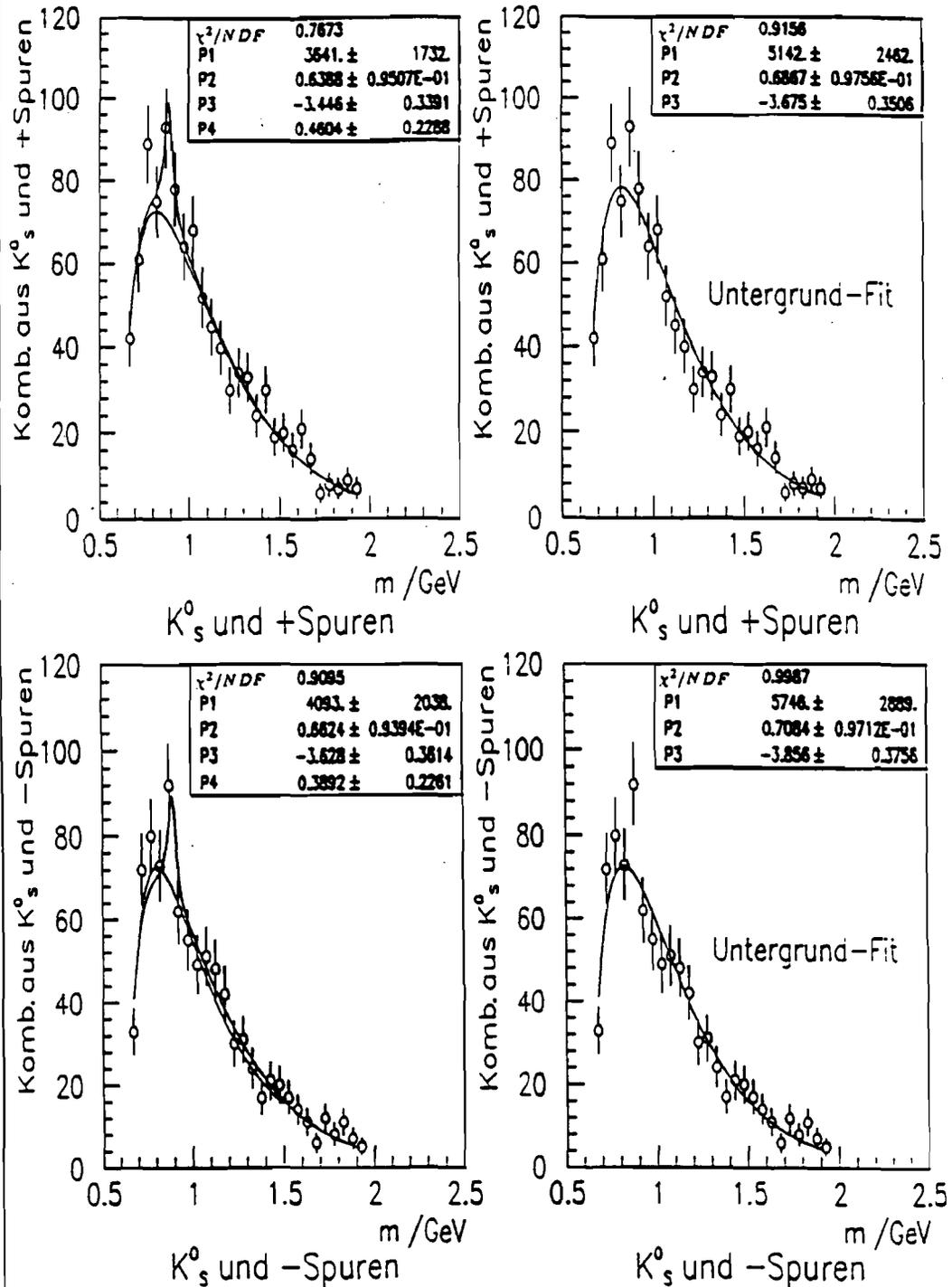


Abb. 7.12: Die Verteilungen der invarianten Masse m für die Kombinationen aus den ausgewählten K_s⁰-Kandidaten mit den geladenen Spuren für die experimentellen FS-Daten zusammen mit den Anpassungen (7.6). Auf der rechten Seite befinden sich die Ergebnisse von Anpassungen nach (7.6) bei alleiniger Verwendung des Untergrundbeitrags $B(m)$.

Vergleich der $K^0 + \bar{K}^0$ -Produktion in $D_2 + H_2$ und Xe

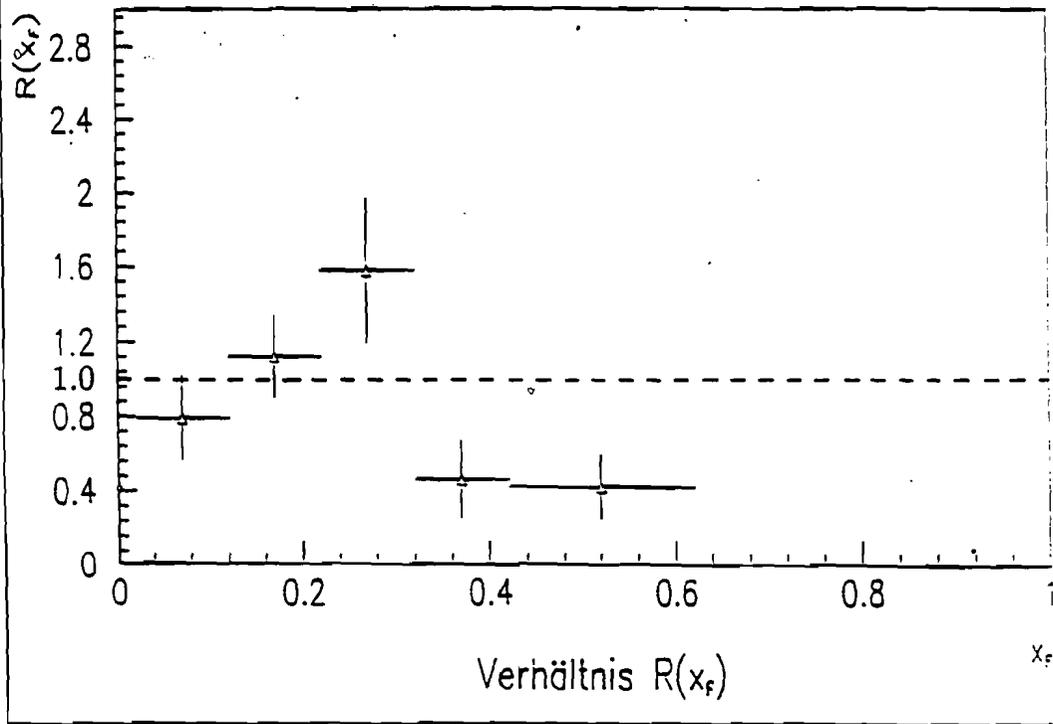
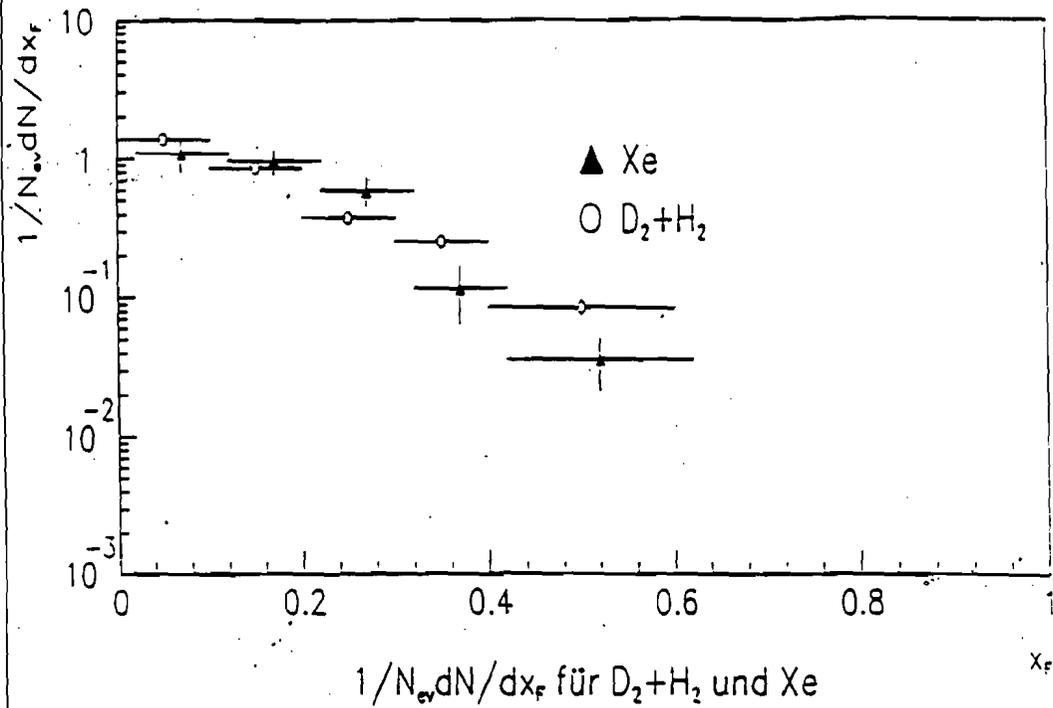


Abb. 7.13: Die normierten x_F -Verteilungen von neutralen K -Mesonen für die FS-Daten im kombinierten Datensatz aus $D_2 + H_2$ und für Xe (oben) und das Verhältnis $R(x_F)$ (unten, vgl. (7.10)).

8. Ergebnisse für die Produktion von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen

8.1. DIE MITTLERE MULTIPLIZITÄT ALS FUNKTION VON Q^2, x_{Bj}, ν UND W^2

Abb. 8.1 zeigt die mittlere Multiplizität als Funktion von Q^2, x_{Bj} und ν im Bereich $x_F > 0$ für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen. Die Ergebnisse sind verträglich mit einem konstanten Verlauf als Funktion von Q^2 und x_{Bj} . Für $\langle n(\nu) \rangle$ macht sich ein deutlicher Anstieg mit zunehmenden Werten von ν bemerkbar. Die dargestellten Ergebnisse für die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen stimmen im Rahmen der Fehler überein.

Abb. 8.2 zeigt die mittlere Multiplizität als Funktion von W^2 für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich unter Verwendung der FS -Daten und für Λ -Hyperonen im gesamten x_F -Bereich aus den SC -Daten. Im Vorwärtsbereich zeigt sich für die Λ - und die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen ein deutlicher Anstieg der mittleren Multiplizität mit zunehmendem W^2 . Für die Λ -Hyperonen und die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen ist dieser Anstieg im Rahmen der Fehler gleich. Die mittlere Multiplizität der Λ -Hyperonen im gesamten Produktionsbereich ist mit einem konstanten Verlauf als Funktion von W^2 verträglich.

Tab. 8.1 gibt eine Aufstellung der Ergebnisse aus Abb. 8.2 für den Bereich $x_F > 0$.

Tab. 8.1: Die mittlere Multiplizität $\langle n(W^2) \rangle$ von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Bereich $x_F > 0$ aus Abb. 8.2. Die Ergebnisse stammen aus dem FS -Datensatz.

W^2/GeV^2	$\Lambda, x_F > 0$	$\bar{\Lambda}, x_F > 0$
100 - 200	0.0145 ± 0.0050	0.0077 ± 0.0034
200 - 300	0.0175 ± 0.0067	0.0192 ± 0.0064
300 - 400	0.0149 ± 0.0080	0.0309 ± 0.0098
400 - 900	0.0280 ± 0.0065	0.0314 ± 0.0065

Die mittlere Vorwärts-Multiplizität $\langle n_f \rangle$ der Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen bemisst sich zu 0.022 ± 0.004 bzw. 0.020 ± 0.003 . Die mittlere Rückwärts-Multiplizität bzw. die mittlere Gesamt-Multiplizität für Λ -Hyperonen beträgt 0.056 ± 0.016 bzw. 0.078 ± 0.018 . Für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie (vgl. (7.1)) folgt daraus ein Wert von $A = -0.44 \pm 0.23$. Die Λ -Hyperonen besitzen somit deutlich negative Werte von A .

Die Ergebnisse von Anpassungen nach (7.2) sind ebenfalls in Abb. 8.2 eingetragen und die im Vorwärtsbereich ermittelten Werte der Parameter P_1 und P_2 in Tab. 8.2 aufgeführt.

Tab. 8.2: Die in den Anpassungen (7.2) an die experimentellen Werte von $\langle n(W^2) \rangle$ aus Tab. 8.1 im Bereich $x_F > 0$ ermittelten Parameter P_1 und P_2 . Die letzte Zeile beinhaltet die Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad (χ^2/NDF) in den Anpassungen.

Parameter	$\Lambda, x_F > 0$	$\bar{\Lambda}, x_F > 0$
P_1	-0.0285 ± 0.0310	-0.0790 ± 0.0263
P_2	0.0042 ± 0.0028	0.0087 ± 0.0024
χ^2/NDF	0.33	0.45

8.2. DIE NORMIERTEN VERTEILUNGEN VON y^* UND x_F

Abb. 8.3 zeigt die normierten Verteilungen von y^* und x_F für Λ -Hyperonen im gesamten Produktionsbereich und für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in der Vorwärtshemisphäre. Die Resultate für die Λ -Hyperonen aus den FS-Daten schließen sich sehr gut an die Ergebnisse aus den SC-Daten an. Die Λ -Hyperonen werden überwiegend im Rückwärtsbereich und im zentralen Bereich erzeugt. Im Vorwärtsbereich stimmen die Verteilungen für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Rahmen der Fehler miteinander überein. In die Abbildungen der Verteilungen von x_F sind ferner Ergebnisse von Anpassungen nach (7.3) für $x_F > 0$ eingezeichnet. Die Werte für die Steigung P_2 betragen -5.943 ± 1.031 für die Λ - und -6.497 ± 0.829 für die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen und sind damit innerhalb der Fehler gleich.

Tab. 8.3 und Tab. 8.4 geben eine Aufstellung der in Abb. 8.3 gezeigten Resultate für die normierten Verteilungen von y^* und x_F .

Tab. 8.3: Die Ergebnisse für die normierten Verteilungen von y^* und x_F aus Abb. 8.3 für Λ -Hyperonen. Die Resultate aus den mit einem oberen Index '(SC)' versehenen Bereichen stammen aus den SC-Daten, die restlichen Zahlen aus den FS-Daten.

y^* -Bereich	$1/N_{ev} dN/dy^*$	x_F -Bereich	$1/N_{ev} dN/dx_F$
$[-3, -2]^{(SC)}$	0.0177 ± 0.0106	$[-1, -0.4]^{(SC)}$	0.0327 ± 0.0166
$[-2, -1]^{(SC)}$	0.0141 ± 0.0096	$[-0.4, -0.2]^{(SC)}$	0.0681 ± 0.0384
$[-1, 0]^{(SC)}$	0.0199 ± 0.0076	$[-0.2, 0]^{(SC)}$	0.0791 ± 0.0409
$[0, 1]^{(SC)}$	0.0171 ± 0.0066	$[0, 0.1]$	0.0941 ± 0.0298
$[0.5, 1]$	0.0148 ± 0.0038	$[0.1, 0.2]$	0.0541 ± 0.0156
$[1, 1.5]$	0.0088 ± 0.0024	$[0.2, 0.4]$	0.0259 ± 0.0071
$[1.5, 2.5]$	0.0029 ± 0.0013	$[0.4, 0.7]$	0.0043 ± 0.0024

Tab. 8.4: Die Ergebnisse für die normierten Verteilungen von y^* und x_F aus Abb. 8.3 für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich. Die Resultate stammen aus den FS-Daten.

y^* -Bereich	$1/N_{ev}dN/dy^*$	x_F -Bereich	$1/N_{ev}dN/dx_F$
		[0, 0.1]	0.0869 ± 0.0260
[0.5, 1]	0.0139 ± 0.0035	[0.1, 0.2]	0.0663 ± 0.0164
[1, 1.5]	0.0094 ± 0.0023	[0.2, 0.4]	0.0325 ± 0.0076
[1.5, 2.5]	0.0038 ± 0.0013	[0.4, 0.7]	0.0026 ± 0.0017

8.3. DAS QUADRAT p_T^2 DES TRANSVERSALIMPULSES

Abb. 8.4 zeigt die normierten Verteilungen von p_T^2 für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich unter Verwendung der FS-Daten und für Λ -Hyperonen in der Rückwärtshemisphäre aus den SC-Daten. Ebenfalls eingezeichnet sind Ergebnisse von Anpassungen nach (7.4) für den Bereich $p_T^2 < 1.4$ (GeV/c)². Tab. 8.5 gibt eine Aufstellung der Ergebnisse für die in den Anpassungen (7.4) ermittelten Parameter P_1 und P_2 . Im Rahmen der Fehler stimmen die Steigungen P_2 für alle in Abb. 8.4 dargestellten Verteilungen überein.

Tab. 8.5: Die in den Anpassungen (7.4) an die Verteilungen $1/N_{ev}dN/dp_T^2$ ermittelten Parameter P_1 und P_2 für Λ -Hyperonen im Vorwärts- und Rückwärtsbereich und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich. Die letzte Zeile beinhaltet die Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad (χ^2/NDF) in den Anpassungen. Die Anpassungen wurden im Bereich $p_T^2 < 1.4$ (GeV/c)² durchgeführt.

Parameter	$\Lambda, x_F > 0$	$\bar{\Lambda}, x_F > 0$	$\Lambda, x_F < 0$
P_1	0.056 ± 0.017	0.056 ± 0.013	0.167 ± 0.037
P_2	-3.091 ± 0.643	-2.702 ± 0.452	-3.379 ± 0.885
χ^2/NDF	0.49	0.09	1.12

Abb. 8.5 oben zeigt den Mittelwert von p_T^2 als Funktion von x_F für Λ -Hyperonen im gesamten Produktionsbereich und für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich. Abb. 8.5 Mitte zeigt $\langle p_T^2 \rangle$ als Funktion von W^2 für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in der Vorwärtshemisphäre und Abb. 8.5 unten für Λ -Hyperonen in der Rückwärtshemisphäre. Für die Λ -Hyperonen ist der Transversalimpuls in der Vorwärtshemisphäre deutlich größer als in der Rückwärtshemisphäre. In der Vorwärtshemisphäre läßt sich für die Λ - und die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen ein leichter Anstieg des Transversalimpulses mit zunehmendem Werten von W^2 beobachten. Die Resultate für die Λ - und die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in der Vorwärtshemisphäre stimmen miteinander überein.

8.4. PRODUKTIONSVERHÄLTNISSE VON Λ - UND $\bar{\Lambda}$ -HYPERONEN, VERGLEICH DER Λ - UND $\bar{\Lambda}$ -PRODUKTION IN $D_2 + H_2$ UND Xe

Beim Vergleich der Ergebnisse für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich in den Kapiteln 8.1.-8.3. zeigten sich keine signifikanten Unterschiede. Abb. 8.6 zeigt zur Verdeutlichung die

Produktionsverhältnisse R von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen als Funktion von x_F, p_T^2 und W^2 für $x_F > 0$. Die dargestellten Ergebnisse sind mit gleichen Produktionsraten von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen verträglich.

Tab. 8.6 gibt eine Aufstellung der Ergebnisse für die Vorwärts-Multiplizitäten von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen für den $(D_2 + H_2)$ -Datensatz und die Xenon-Daten. Innerhalb der Fehler stimmen alle Ergebnisse überein.

Tab. 8.6: Die Vorwärts-Multiplizitäten von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in dem kombinierten Datensatz aus $(D_2 + H_2)$ -FS-Ereignissen verglichen mit den Ergebnissen für die Xe-FS-Ereignisse.

Datensatz	Λ	$\bar{\Lambda}$
$D_2 + H_2$	0.022 ± 0.004	0.020 ± 0.003
Xe	0.024 ± 0.008	0.014 ± 0.006

8.5. VERGLEICH MIT ERGEBNISSEN AUS ANDEREN EXPERIMENTEN

Abb. 8.7 zeigt die Ergebnisse für die mittlere Multiplizität von Λ -Hyperonen als Funktion von W^2 aus der vorliegenden Arbeit verglichen mit den Resultaten der EMC in der tief-inelastischen Streuung von Myonen an $D_2 + H_2$ ^[82] (oben) und Resultaten aus (Anti-)Neutrino-Streuexperimenten^{[83],[84],[85]} (unten). Die Ergebnisse der EMC zeigen einen leichten Anstieg der mittleren Multiplizität mit W^2 und sind mit den Resultaten aus der vorliegenden Arbeit in Einklang. Die Ergebnisse der Experimente für die Neutrino-Streuung zeigen ebenfalls nur einen leichten Anstieg der mittleren Multiplizität mit W^2 und sind verträglich mit den Ergebnissen aus der Myon-Streuung. Diese Resultate sind in Übereinstimmung mit dem Quark-Parton-Modell: da der Hauptteil der Λ -Hyperonen aus der Targetfragmentation stammt, ist keine ausgeprägte W^2 -Abhängigkeit der mittleren Multiplizität zu erwarten.

Die Vorhersagen des Lund-Modells für die Myon-Streuung mit $PAR(2) = 0.2$ liegen im Bereich $W^2 < 100 \text{ GeV}^2$ oberhalb der Daten aus dem EMC-Experiment und sind für $W^2 > 100 \text{ GeV}^2$ mit den EMC-Daten verträglich.

In der Antineutrino-Streuung läßt sich ein Anstieg der Multiplizität mit W^2 beobachten, und für Werte von $W \gtrsim 5 \text{ GeV}$ liegen die Werte über den Resultaten aus der Myon-Streuung und der Neutrino-Streuung. Dies kann durch das Einsetzen der Produktion von Λ -Hyperonen über die Streuung von Antineutrinos an \bar{s} -Seequarks nach Überschreiten der Schwelle für die Charm-Produktion erklärt werden: oberhalb der Charm-Schwelle wird zusätzlich zum Cabibbo-unterdrückten ($\bar{s} \rightarrow \bar{u}$)-Übergang der Cabibbo-bevorzugte ($\bar{s} \rightarrow \bar{c}$)-Kanal möglich, und das übrigbleibende s -Quark kann mit dem Targetfragment zu einem Λ -Hyperon rekombinieren.

Für die normierte Verteilung von y^* der Λ -Hyperonen stimmen die Werte aus der vorliegenden Arbeit im Vorwärtsbereich gut mit den Resultaten der EMC überein (s. Abb. 8.8) und sind im Rahmen der statistischen Fehler verträglich mit den EMC-Daten in der Rückwärtshemisphäre. Aufgrund der nur schwachen W^2 -Abhängigkeit der mittleren Multiplizität hat der in beiden Experimenten unterschiedliche W -Bereich nur einen geringen Einfluß auf die y^* -Verteilung der Λ -Hyperonen. Die Ergebnisse aus der (Anti-)Neutrino-Streuung liegen im zentralen Bereich oberhalb der Daten aus der Myon-Streuung. Dies kann

z.T. durch die zahlreichere Erzeugung von Baryonen mit *Charm* in der (Anti-)Neutrino-Streuung und den nachfolgenden Zerfall in Baryonen mit Seltsamkeit erklärt werden. In der Antineutrino-Streuung liegen ferner die Werte oberhalb der Daten aus der Neutrino-Streuung. Dies hängt damit zusammen, daß in der Streuung an Valenzquarks aus dem *ud*-Targetfragment in der Antineutrino-Streuung leichter ein Λ -Hyperon als aus dem *uu*-Targetfragment in der Neutrino-Streuung gebildet werden kann. Ein weiterer Grund ist die bereits erwähnte Produktion von Λ -Hyperonen oberhalb der *Charm*-Schwelle in der Antineutrino-Streuung (vgl. die Diskussion zu Abb. 8.7).

Tab. 8.7 gibt eine Aufstellung der Werte für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A (s. (7.1)) von Λ -Hyperonen aus der vorliegenden Arbeit und aus Experimenten zur (Anti-)Neutrino-Streuung. Die Asymmetrie der Λ -Hyperonen aus der vorliegenden Arbeit ist verträglich mit den Ergebnissen aus den anderen Experimenten.

Tab. 8.7: Vergleich der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A (vgl. (7.1)) von Λ -Hyperonen. Die Resultate stammen aus der vorliegenden Arbeit (E665) und aus Experimenten zur (Anti-)Neutrino-Streuung (WA21^[83] und WA59^[84]).

Experiment:	A für Λ	$\langle W \rangle$
E665	-0.44 ± 0.23	17 GeV
WA21, νp	-0.45 ± 0.03	5 GeV
WA21, $\bar{\nu} p$	-0.54 ± 0.03	4 GeV
WA59, $\bar{\nu} Ne$	-0.72 ± 0.04	4 GeV

8.6. DIE ABSCHÄTZUNG DER SYSTEMATISCHEN FEHLER

Ähnlich wie in Kap. 7.8. für die neutralen K -Mesonen wurden auch die systematischen Fehler der Ergebnisse für die Produktion von Λ -Hyperonen ermittelt. In der Vorwärtshemisphäre stimmen die systematischen Fehler für die Λ -Hyperonen weitgehend mit jenen für die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen überein, sodaß erstere hier nicht weiter betrachtet werden. Tab. 8.8 gibt eine Aufstellung der Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad beim Vergleich der einzelnen Resultate nach Veränderung der Selektionsschnitte bzw. Verwendung verschiedener Datensätze.

Wie in Kap. 7.8.5. für die Produktion von neutralen K -Mesonen läßt sich aus den Einzelbeiträgen zum systematischen Fehler der gesamte systematische Fehler berechnen. Nach Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit der Normierung ergibt sich nach Tab. 8.8 für die Λ -Hyperonen, je nach x_F -Bereich, eine gesamte systematische Unsicherheit von 28 – 60 % in den FS -Daten und von 40 – 67 % in den SC -Daten. Der systematische Fehler ist wie für die neutralen K -Mesonen etwas größer als der statistische Fehler.

Tab. 8.8: Die ermittelten Werte für das χ^2 pro Freiheitsgrad bei der Berechnung der einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler der Ergebnisse für die Λ -Hyperonen.

systematischer Fehler	FS-Daten	SC-Daten
Selektion der Λ -Kandidaten	0.33	0.15
Korrektur der experimentellen Daten	0.38	0.22
Rekonstruktion der Ereignisse	0.94	0.81
Gesamtwert	1.65	1.18
Quadratwurzel des Gesamtwerts (= syst. Fehler / statistischer Fehler)	1.28	1.09
statistischer Fehler	20 – 45 %	35 – 60 %
systematischer Fehler	26 – 58 %	38 – 65 %
gesamter systematischer Fehler einschließlich syst. Fehler der Normierung	28 – 60 %	40 – 67 %

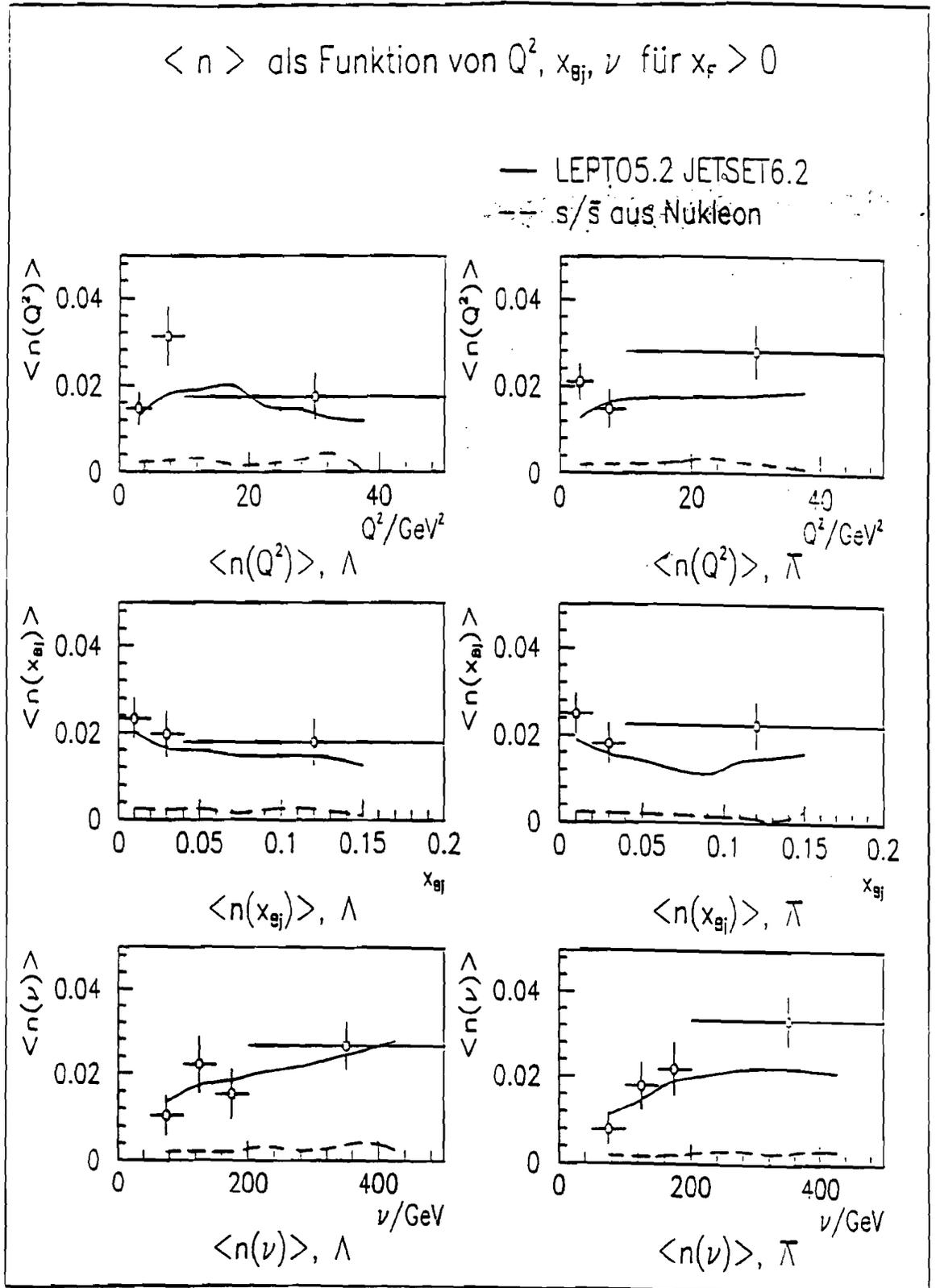


Abb. 8.1: Die mittlere Multiplizität von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen als Funktion von Q^2 , x_{Bj} und ν im Bereich $x_F > 0$.

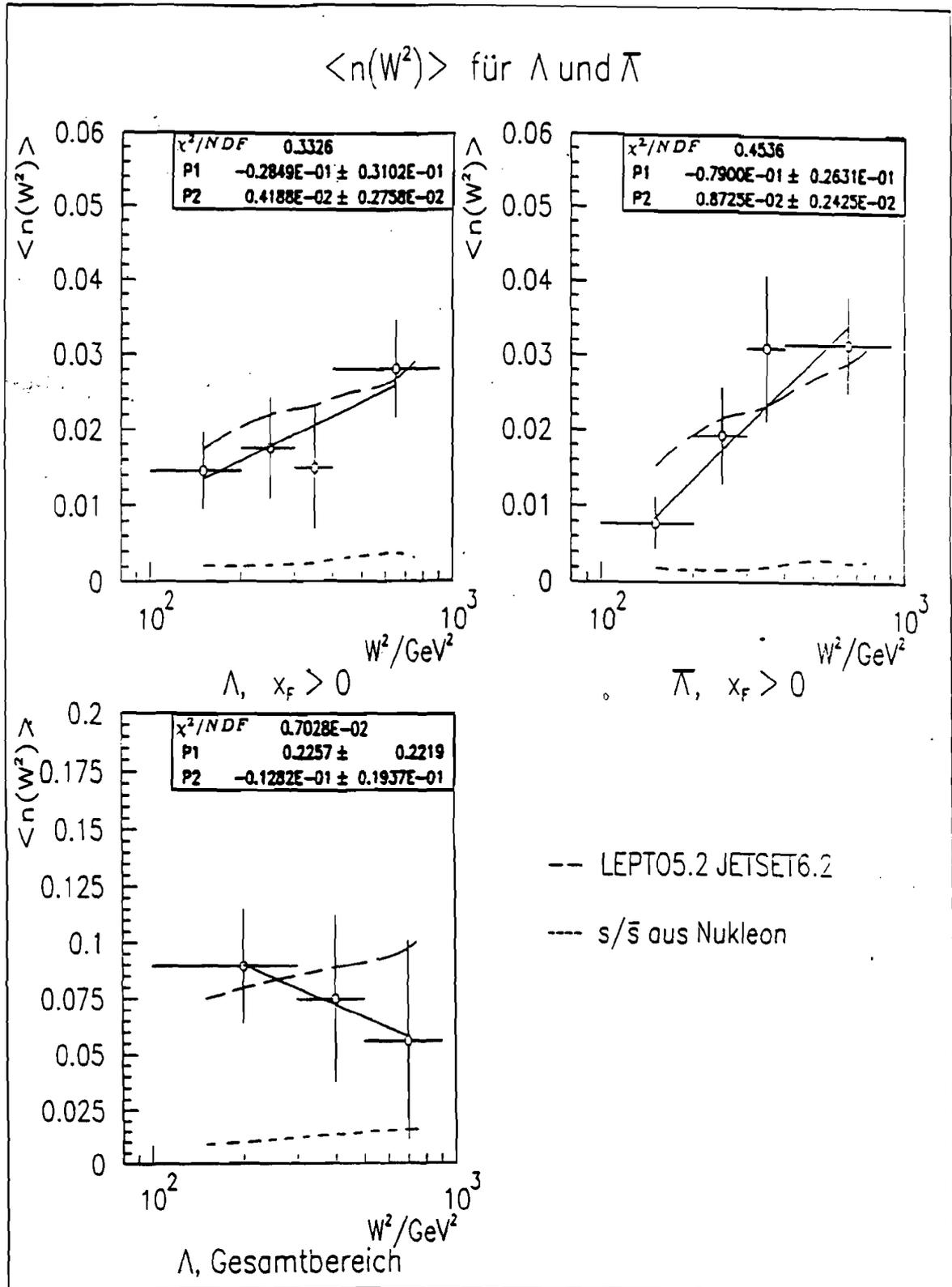


Abb. 8.2: Die mittlere Multiplizität von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen als Funktion von W^2 im Bereich $x_F > 0$ und von Λ -Hyperonen im gesamten x_F -Bereich ('Gesamtbereich'). Ebenfalls eingezeichnet sind Ergebnisse von Anpassungen der Form (7.2) (durchgezogene Geraden).

Normierte y^* - und x_F -Verteilungen für Λ und $\bar{\Lambda}$

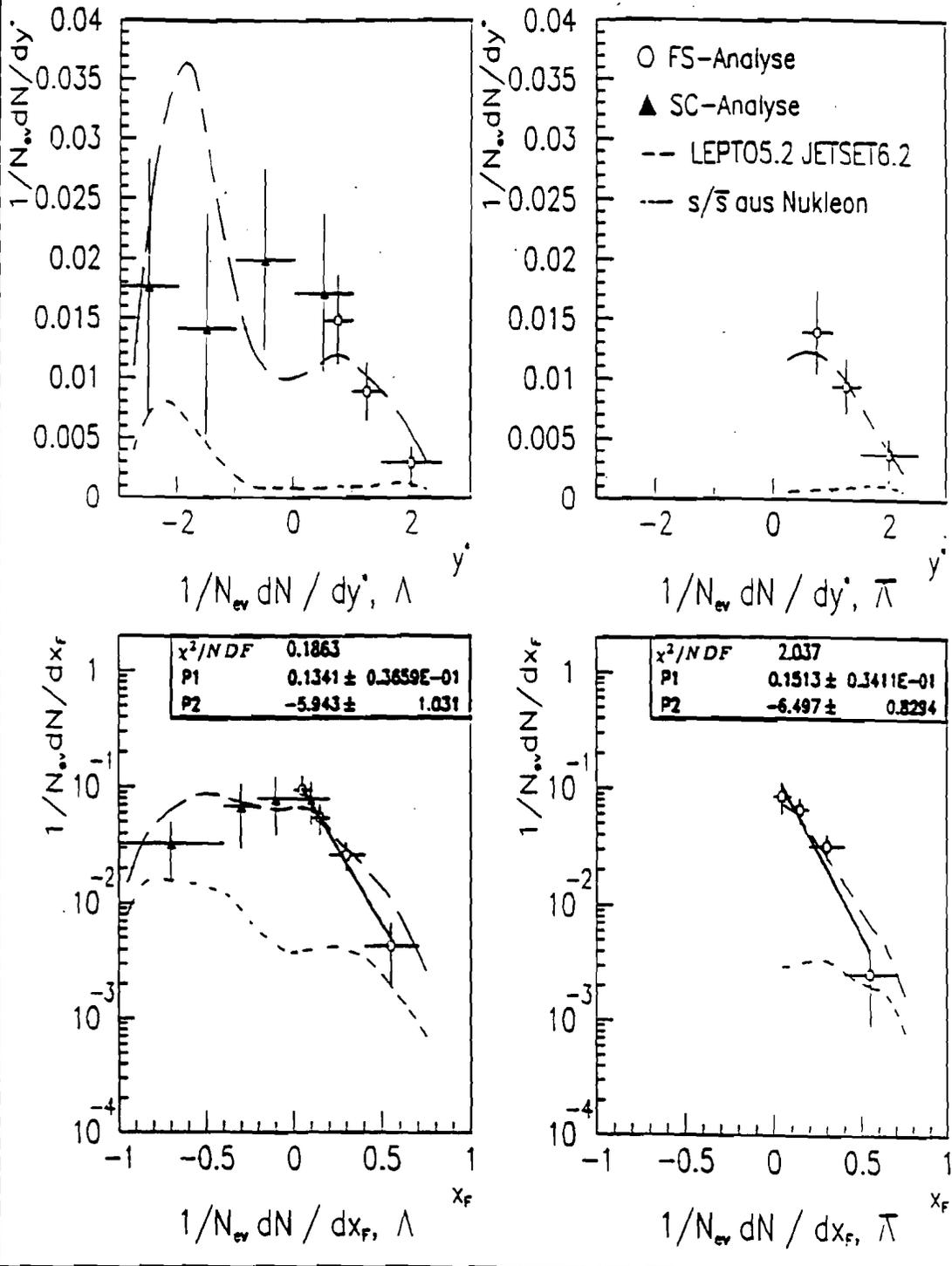


Abb. 8.3: Die normierten Verteilungen $1/N_{ev}dN/dy^*$ und $1/N_{ev}dN/dx_F$ von Λ -Hyperonen im gesamten Produktionsbereich und von $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Bereich $x_F > 0$. In die Verteilungen von x_F sind die Ergebnisse von Anpassungen der Form (7.3) für den Bereich $x_F > 0$ eingezeichnet (durchgezogene Geraden).

Normierte p_T^2 -Verteilungen für Λ und $\bar{\Lambda}$

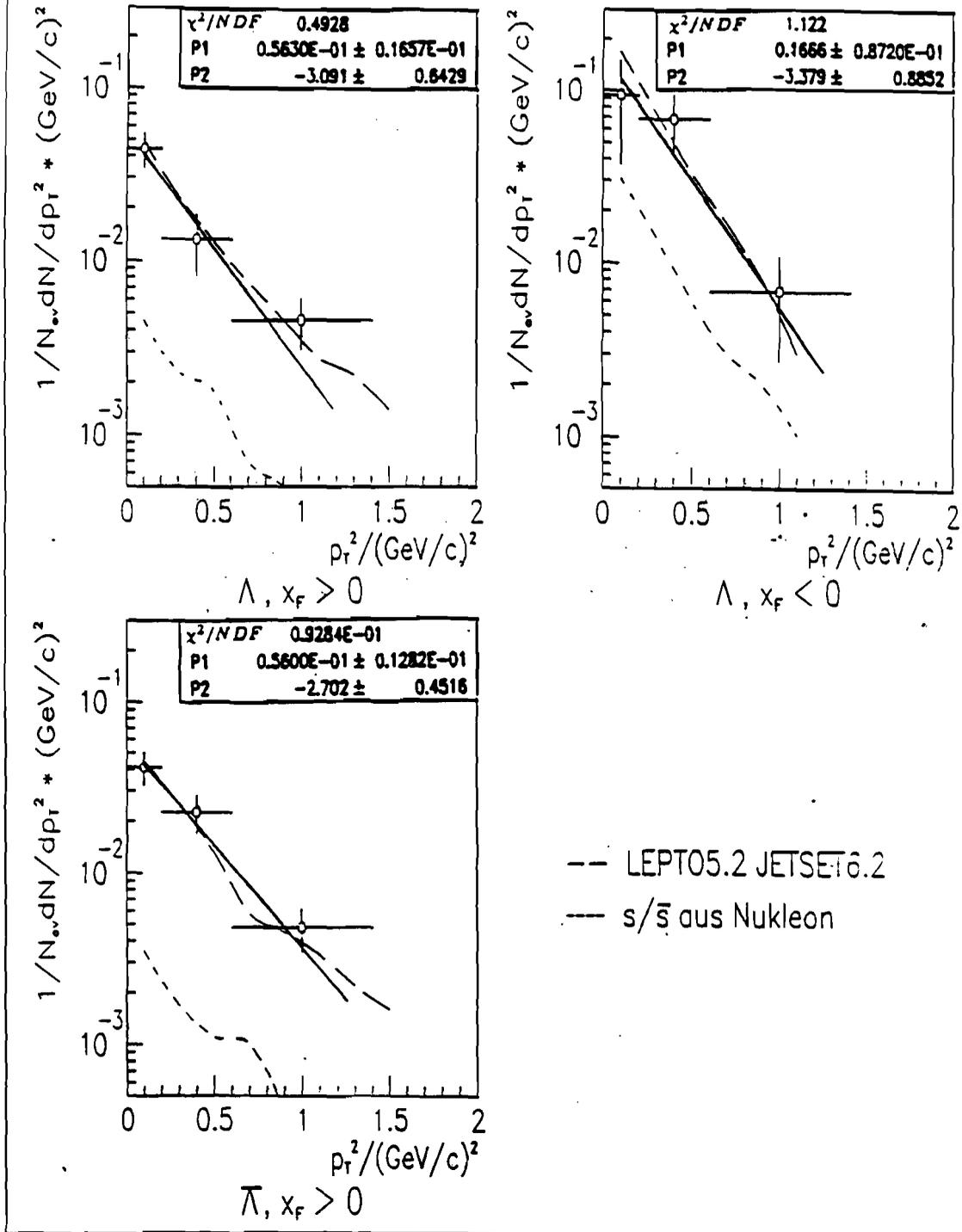


Abb. 8.4: Die normierten Verteilungen $1/N_{ev}dN/dp_T^2$ für Λ -Hyperonen in den Bereichen $x_F > 0$ und $x_F < 0$ und für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Bereich $x_F > 0$. In die Verteilungen sind die Ergebnisse von Anpassungen der Form (7.4) für den Bereich $p_T^2 < 1.4$ (GeV/c)² eingezeichnet (durchgezogene Geraden).

$\langle p_T^2(x_F) \rangle, \langle p_T^2(W^2) \rangle$ für Λ und $\bar{\Lambda}$

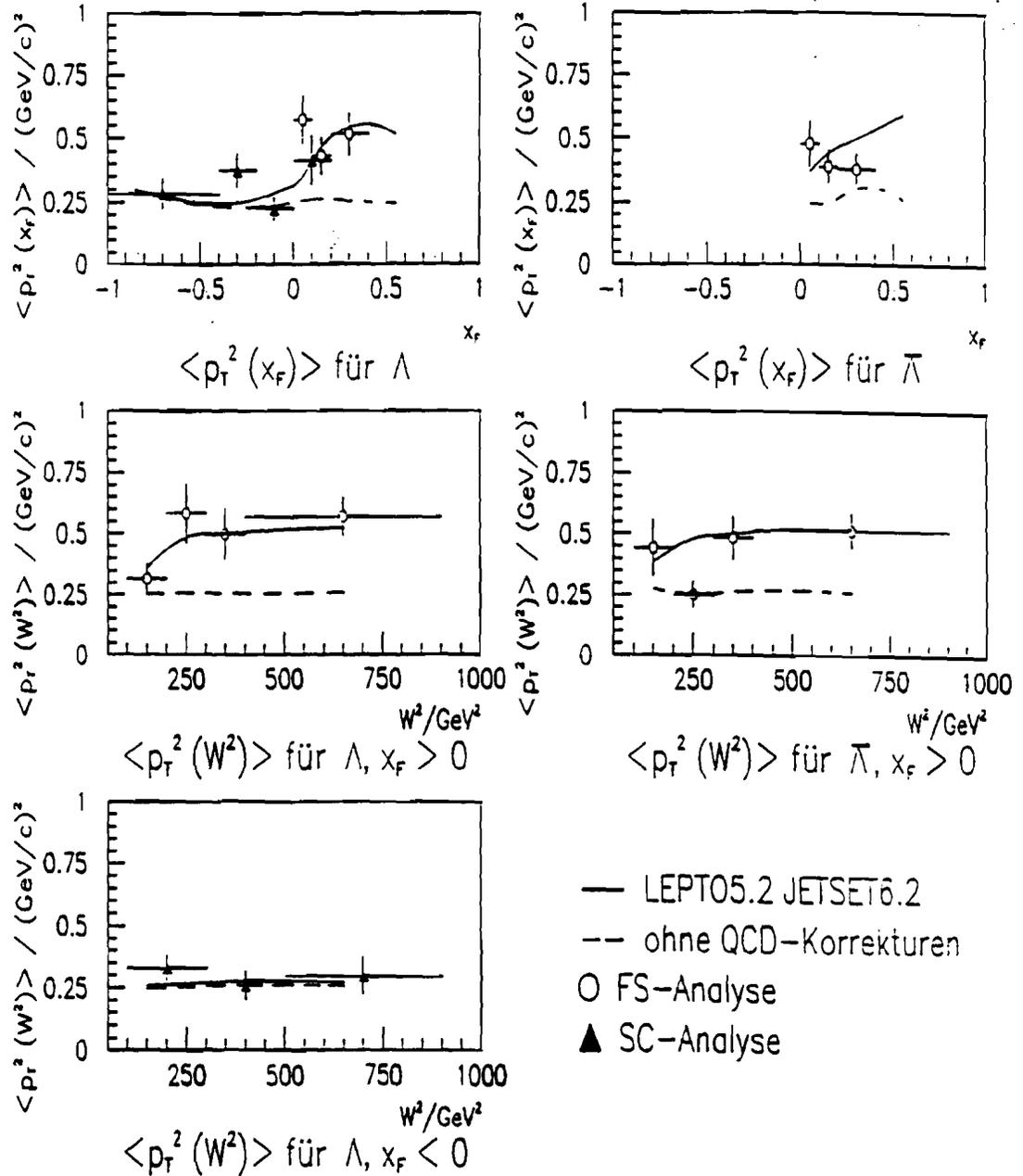


Abb. 8.5: Die Mittelwerte von p_T^2 als Funktion von x_F ('seagull plot') für Λ -Hyperonen im gesamten Produktionsbereich und für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Bereich $x_F > 0$ und die Mittelwerte von p_T^2 als Funktion von W^2 für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Bereich $x_F > 0$ und für Λ -Hyperonen im Bereich $x_F < 0$.

$\Lambda/\bar{\Lambda}$ - Produktionsverhältnisse

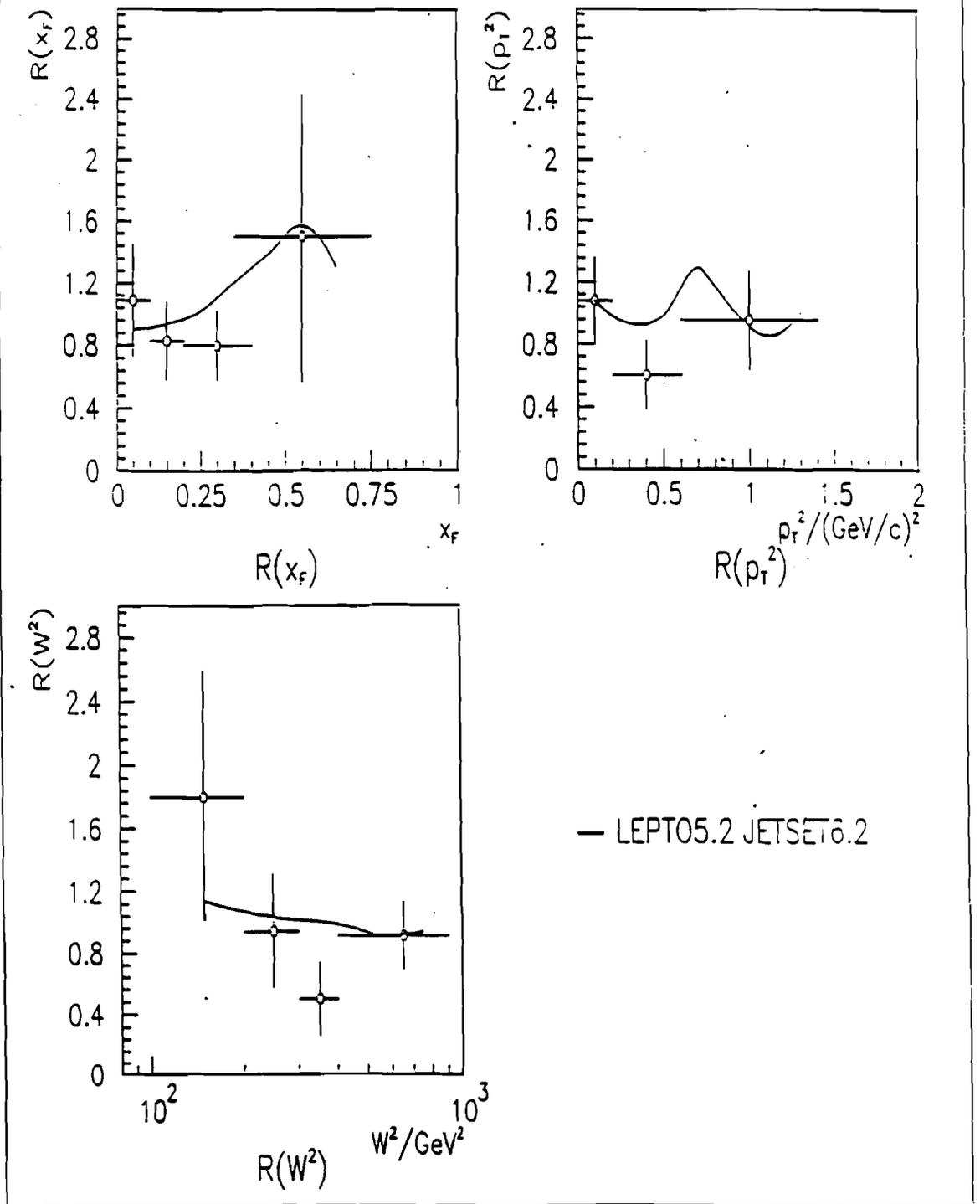


Abb. 8.6: Die Produktionsverhältnisse R von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen als Funktion von x_F , p_T^2 und W^2 im Bereich $x_F > 0$.

Vergleich von $\langle n(W^2) \rangle$ in verschiedenen Experimenten

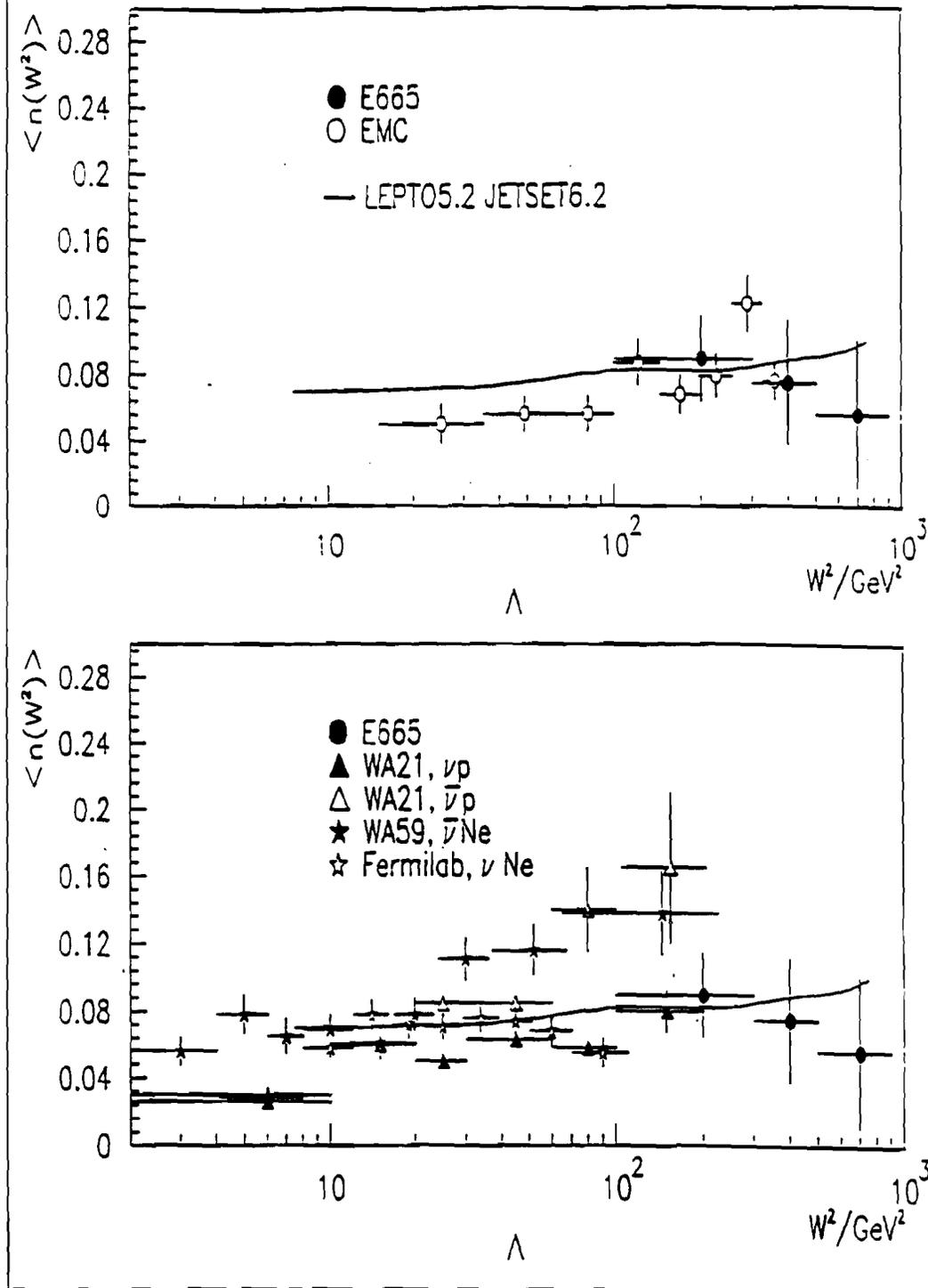


Abb. 8.7: Vergleich der mittleren Multiplizität als Funktion von W^2 für Λ -Hyperonen aus der vorliegenden Arbeit (E665) und aus Daten der EMC^[82] (oben) und aus Daten von (Anti-)Neutrino-Experimenten (unten) (WA21^[83], WA59^[84], Fermilab^[85]). Ebenfalls dargestellt sind die Vorhersagen des Lund-Modells für die Myon-Nukleon-Streuung mit $P_{AR}(2) = 0.2$.

Vergleich von $1/N_{\Lambda} dN/dy^*$ in verschiedenen Experimenten

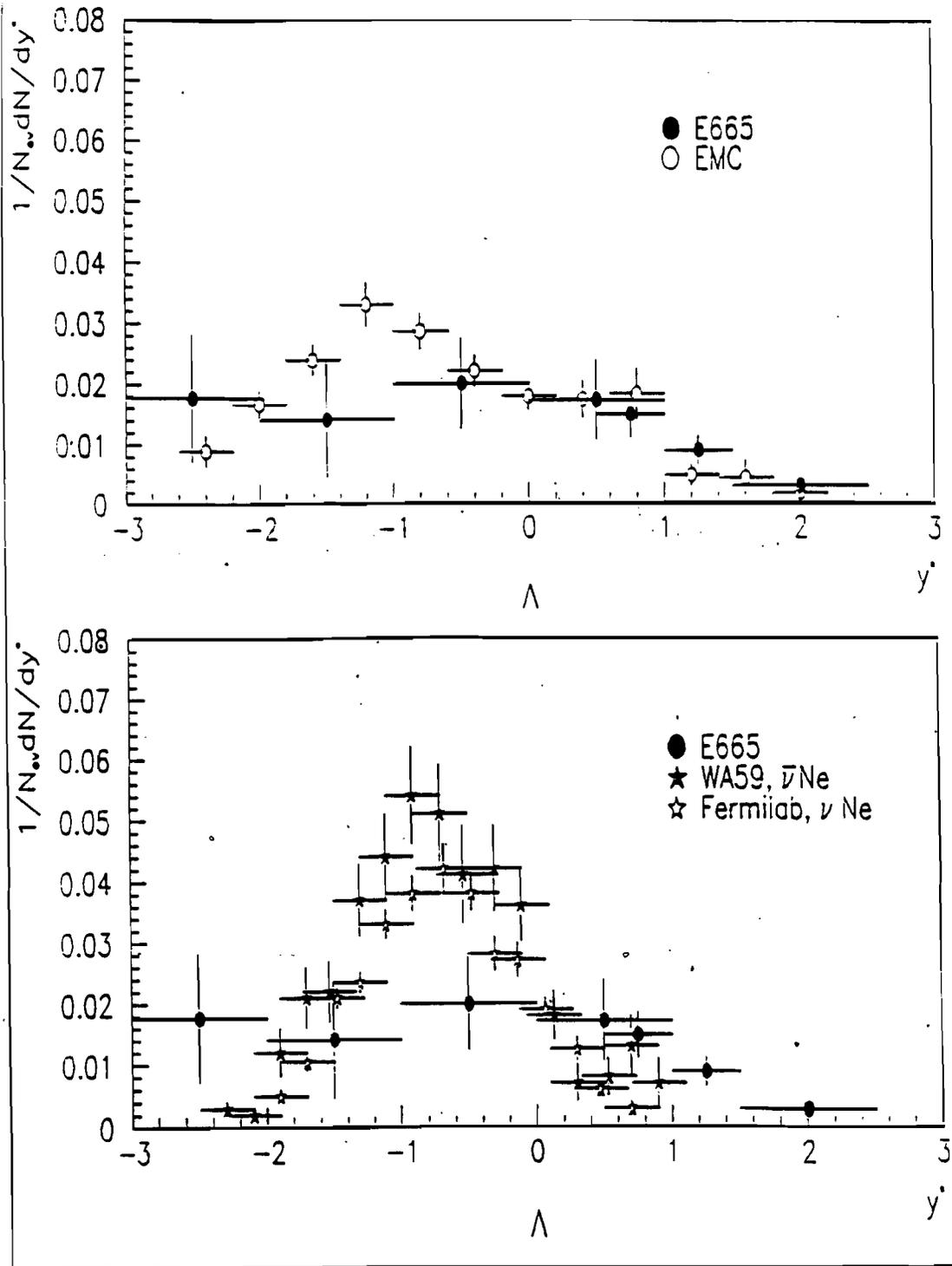


Abb. 8.8: Vergleich der normierten Verteilung der CMS-Rapidity y^* von Λ -Hyperonen aus der vorliegenden Arbeit (E665) und aus Daten der EMC^[82] (oben) und aus Daten von (Anti-)Neutrino-Experimenten (unten) (WA59^[84], Fermilab^[85]).

9. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen des Lund-Modells

Im folgenden werden die in Kap. 7. und Kap. 8. dargestellten Resultate für die Produktion von neutralen K -Mesonen und Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit den Vorhersagen des Lund-Modells verglichen und interpretiert. Hier wurde die Version *LEPTO5.2-JETSET6.2* (*QCD*-Matrix-Elemente) herangezogen — diese Programmversion ist die neueste ausführlich getestete Ausgabe des Lund-Modells. Für den Vergleich mit den experimentellen Daten wurden in die einzelnen Abbildungen die Vorhersagen des Lund-Modells und weitere Kurven mit der Bezeichnung 's/ \bar{s} aus Nukleon' und 'ohne *QCD*-Korrekturen' eingezeichnet. Die erstgenannten Kurven geben den Anteil der seltsamen Teilchen an, die ein $s(\bar{s})$ -Quark aus dem getroffenen Nukleon enthalten und werden in Kap. 9.1. und Kap. 9.2. diskutiert. Die Vorhersagen 'ohne *QCD*-Korrekturen' bezeichnen den Beitrag der Ereignisse ohne Gluon-Bremsstrahlung oder Photon-Gluon-Fusion (vgl. Kap. 2.1.4. und Abb. 2.4a.)-d.) und werden in Kap. 9.3. mit den experimentellen Daten und den Vorhersagen des Lund-Modells einschließlich der *QCD*-Korrekturen verglichen.

In den Lund-Vorhersagen wurde für den Parameter $PAR(2)$ im *JETSET*-Programm ein Wert von $PAR(2) = 0.2$ gewählt. Dieser Parameter gibt die relative Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von s -Quarks und u -Quarks in der Fragmentation als Verhältnis der Einzelwahrscheinlichkeiten $P(s)$ und $P(u)$ nach

$$PAR(2) = P(s)/P(u) \quad (9.1)$$

an. Der Wert von 0.2 wurde durch Anpassung der Vorhersagen des Lund-Modells an die experimentellen Daten bestimmt (vgl. Kap. 9.4.). Dieser Wert weicht deutlich von dem Standardwert im *JETSET*-Programm von $PAR(2) = 0.3$ ab.

Ein weiterer Parameter bestimmt das relative Verhältnis der Erzeugung von Baryonen durch die paarweise Produktion von Diquarks und Antidiquarks und durch den *Popcorn*-Mechanismus (s. Kap. 2.3.3.) nach

$$P_P = N_P / (N_P + N_{Dq}) \quad (9.2)$$

P_P bezeichnet die relative Häufigkeit der Produktion von Baryonen nach dem *Popcorn*-Mechanismus und N_P bzw. N_{Dq} die Anzahl der durch den *Popcorn*- bzw. Diquark-Antidiquark-Mechanismus erzeugten Baryonen. Im Lund-Programm beträgt der Standardwert für P_P 0.5, d.h. beide Methoden der Baryon-Erzeugung sind gleich wahrscheinlich. In der Verteilung der *CMS*-Rapidität y^* der Λ -Hyperonen in Abb. 8.3 zeigt sich für die Vorhersage nach dem Lund-Modell mit $P_P = 0.5$ im zentralen Bereich eine Verarmungszone. Wird der *Popcorn*-Mechanismus durch die Wahl $P_P = 0$ ausgeschaltet, so verschwindet diese Zone (s. Abb. 9.1). Da die statistischen Fehler der experimentellen Daten für die Produktion von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen zu groß sind, um signifikante Aussagen über den Parameter P_P zu treffen, wurde in den Modellvorhersagen der Standardwert von $P_P = 0.5$ beibehalten.

In Abb. 9.2 sind die Vorhersagen verschiedener Versionen des Lund-Modells, unter anderem auch der Version *LEPTO4.3-JETSET4.3* mit einem Wert von 0.3 für den Parameter $PAR(2)$, den experimentellen Daten für die normierte y^* -Verteilung von neutralen K -Mesonen gegenübergestellt. Die Version *LEPTO4.3-JETSET4.3* wurde für die Erzeugung der *MC*-Ereignisse in der Detektorsimulation herangezogen, da einige Hadronverteilungen besser beschrieben werden (vgl.^[78]). Die Voraussagen dieses Modells liegen weit über den experimentellen Daten für die Produktion von neutralen K -Mesonen im zentralen Bereich

und im Vorwärtsbereich und legen den Schluß nahe, daß der Wert von 0.3 für den Parameter $PAR(2)$ zu hoch gewählt ist (s. auch Kap. 9.4.).

Ebenfalls in Abb. 9.2 eingezeichnet sind die Voraussagen des *ARIADNE-Lund*-Modells nach der Methode der *QCD-Schauer*. Die Vorhersagen dieses Modells liegen im zentralen Bereich unterhalb der Vorhersagen der *Lund*-Modelle nach der Methode der *QCD*-Matrix-Elemente. Das *Lund*-Modell wird in den folgenden Betrachtungen mit der Version *LEPTO5.2-JETSET6.2* (*QCD*-Matrix-Elemente) mit $PAR(2) = 0.2$ und $P_P = 0.5$ gleichgesetzt.

9.1. VERGLEICH DER ERGEBNISSE FÜR DIE PRODUKTION VON NEUTRALEN K -MESONEN

Tab. 9.1 gibt eine Aufstellung der verschiedenen Beiträge zur Produktion von neutralen K -Mesonen im *Lund*-Modell. Bei mehr als 80 % der neutralen K -Mesonen stammt das $s(\bar{s})$ -Quark des $\bar{K}^0(K^0)$ -Mesons aus der Produktion von $s\bar{s}$ -Quarkpaaren in der Fragmentation. Bei etwa 10 % der neutralen K -Mesonen wird das $s(\bar{s})$ -Quark von einem Seequark des getroffenen Nukleons geliefert, und der Beitrag aus dem Zerfall von Teilchen mit Charm-Quarks macht weniger als 10 % aus. Etwa 55 % der neutralen K -Mesonen stammen im *Lund*-Modell aus dem Zerfall von Resonanzen mit Seltsamkeit. Es wurde allerdings bereits in Kap. 7.5. gezeigt, daß im Modell die Produktion von Resonanzen möglicherweise überschätzt wird.

Tab. 9.1: Die einzelnen Beiträge zur Produktion von neutralen K -Mesonen im *Lund*-Modell mit $PAR(2) = 0.2$. Die erste Zeile gibt den Anteil der neutralen K -Mesonen mit einem in der Fragmentation erzeugten $s(\bar{s})$ -Quark an. In der zweiten Zeile befindet sich der Anteil der neutralen K -Mesonen mit einem $s(\bar{s})$ -Quark aus dem getroffenen Nukleon und in der dritten Zeile der Beitrag aus Charmzerfällen.

Beitrag	$x_F > 0$	$x_F < 0$	gesamt
$s(\bar{s})$ aus der Fragmentation	79 %	88 %	82 %
$s(\bar{s})$ aus dem Nukleon	11 %	7 %	10 %
$s(\bar{s})$ aus Charmzerfällen	10 %	5 %	8 %

Beim Vergleich der experimentellen Daten mit den Modellvorhersagen in den Abbildungen 7.1-7.8 zeigt sich, daß das *Lund*-Modell in den meisten Fällen sehr gut mit den Daten übereinstimmt.

Das Anwachsen der mittleren Multiplizität mit ν und W^2 wird durch den größer werdenden Phasenraum zur Produktion von $s\bar{s}$ -Paaren in der Fragmentation erklärt (vgl. Abb. 7.1-7.3). Die Produktion von neutralen K -Mesonen bei großen Werten von $x_F \gtrsim 0.3$ ist relativ unabhängig von dem für die Fragmentation verfügbaren Phasenraum und damit auch unabhängig von ν und W^2 (s. Abb. 7.2 und Abb. 7.3 für den Bereich $x_F > 0.3$). Der absolute Beitrag der neutralen K -Mesonen mit s - oder \bar{s} -Quarks aus dem getroffenen Nukleon ist praktisch konstant als Funktion von Q^2, x_B, ν und W^2 . Der relative Anteil bemißt sich etwa zu 10 - 15 % bei $x_F \lesssim 0.3$. Im Bereich $x_F \gtrsim 0.3$ nimmt dieser zu und beträgt dort zwischen 20 und 30 % (vgl. Abb. 7.2-7.4).

In Kap. 7.5. wurde bereits gezeigt, daß das *Lund*-Modell die Produktion von geladenen K^* -Mesonen überschätzt. Im *Lund*-Modell werden pseudoskalare Mesonen und Vektormesonen mit gleichen Häufigkeiten produziert (vgl. Kap. 2.3.3.). Die Ergebnisse aus Kap. 7.5. können daher so interpretiert werden, daß das Verhältnis V/P von Vektormesonen V und pseudoskalaren Mesonen P im *Lund*-Modell möglicherweise zu groß gewählt ist. Ähnliche Schlußfolgerungen ergaben sich auch in Arbeiten zur Produktion von ρ -Mesonen^{[87],[88]} in Experimenten zur Streuung von (Anti-)Neutrinos.

Der Vergleich der Vorhersagen des *Lund*-Modells für den Mittelwert von p_T^2 als Funktion von x_F , W^2 und Q^2 mit den experimentellen Daten wird in Kap. 9.3. diskutiert.

9.2. VERGLEICH DER ERGEBNISSE FÜR DIE PRODUKTION VON Λ - UND $\bar{\Lambda}$ -HYPERONEN

In Tab. 9.2 bzw. Tab. 9.3 sind die einzelnen Beiträge zur Produktion von Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen aufgeführt. Wie für die neutralen K -Mesonen wird in mehr als 80 % aller Fälle das s - bzw. \bar{s} -Quark durch Produktion von $s\bar{s}$ -Quark-Paaren oder Diquark-Antidiquark-Paaren mit Seltsamkeit in der Fragmentation erzeugt. Im Vorwärtsbereich beträgt der Anteil von Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit s - bzw. \bar{s} -Quarks aus dem Nukleon etwa 11 – 12 %. Im Rückwärtsbereich ist dieser Anteil für die Λ -Hyperonen wesentlich größer als für die $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen und bemißt sich dort zu 17 % gegenüber nur 3 % für $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen. Der Anteil der Erzeugung aus Charmzerfällen ist kleiner als in der Produktion von neutralen K -Mesonen und beträgt etwa 5 – 6 % im Vorwärtsbereich und noch wesentlich weniger im Rückwärtsbereich.

Etwa 55 % der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen stammen aus Zerfällen von Baryon-Resonanzen oder anderen Baryonen mit Seltsamkeit.

Tab. 9.2: Die einzelnen Beiträge zur Produktion von Λ -Hyperonen im *Lund*-Modell mit $PAR(2) = 0.2$. Die erste Zeile gibt den Anteil der Λ -Hyperonen mit einem in der Fragmentation erzeugten s -Quark an. In der zweiten Zeile befindet sich der Anteil der Λ -Hyperonen mit einem s -Quark aus dem getroffenen Nukleon und in der dritten Zeile der Beitrag aus Charmzerfällen.

Beitrag	$x_F > 0$	$x_F < 0$	gesamt
s aus der Fragmentation	83 %	83 %	83 %
s aus dem Nukleon	12 %	17 %	16 %
s aus Charmzerfällen	5 %	0 %	1 %

Im Vorwärtsbereich stimmen die Vorhersagen des *Lund*-Modells gut mit den experimentellen Daten überein (vgl. Abb. 8.1–8.6). Das Anwachsen der mittleren Multiplizität in der Vorwärtshemisphäre mit zunehmenden Werten von ν und W^2 (s. Abb. 8.1 und Abb. 8.2) wird im Rahmen des *Lund*-Modells durch den wachsenden Phasenraum zur Erzeugung von Diquark-Antidiquark-Paaren oder Quark-Antiquark-Paaren im *Popcorn*-Modell erklärt.

Tab. 9.3: Die einzelnen Beiträge zur Produktion von $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Lund-Modell mit $PAR(2) = 0.2$. Die erste Zeile gibt den Anteil der $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit einem in der Fragmentation erzeugten \bar{s} -Quark an. In der zweiten Zeile befindet sich der Anteil der $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit einem \bar{s} -Quark aus dem getroffenen Nukleon und in der dritten Zeile der Beitrag aus Charmzerfällen.

Beitrag	$x_F > 0$	$x_F < 0$	gesamt
\bar{s} aus der Fragmentation	83 %	94 %	87 %
\bar{s} aus dem Nukleon	11 %	3 %	8 %
\bar{s} aus Charmzerfällen	6 %	3 %	5 %

Wie für die Produktion der neutralen K -Mesonen ist der absolute Beitrag der Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit einem s - bzw. \bar{s} -Quark aus dem getroffenen Nukleon im Vorwärtsbereich nur schwach von ν oder W^2 abhängig, und der relative Anteil nimmt mit zunehmenden Werten von x_F oder y^* zu (s. Abb. 8.1–8.3). Im Bereich von $y^* \gtrsim 2$ ist dieser Beitrag beträchtlich und von der Größenordnung 30 – 40 % (vgl. Abb. 8.3).

Im Rückwärtsbereich liegen die Vorhersagen des Lund-Modells oberhalb der experimentellen Daten (vgl. Abb. 8.3). Im Modell werden im Rückwärtsbereich Λ -Hyperonen in den meisten Fällen direkt aus einem ud -Diquark des getroffenen Nukleons in Verbindung mit der Produktion eines $s\bar{s}$ -Paares in der Fragmentation erzeugt. Da diese Art der Erzeugung von Λ -Hyperonen weitgehend unabhängig von dem für die Fragmentation verfügbaren Phasenraum ist und da die Λ -Produktion in Rückwärtsrichtung überwiegt, sagt das Lund-Modell für den gesamten Produktionsbereich nur eine leichte Zunahme der mittleren Multiplizität mit W^2 voraus (vgl. Abb. 8.2).

Im Vorwärtsbereich entstehen durch die Erzeugung von Diquark-Antidiquark-Paaren oder einer Kette von Quark-Antiquark-Paaren in der Fragmentation Λ -Hyperonen und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen, in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, mit sehr ähnlichen Produktionsraten (s. Abb. 8.6).

9.3. QCD-EFFEKTE IM MITTLEREN QUADRAT DES TRANSVERSALIMPULSES

Nach^[18] führen QCD-Effekte zu einer Vergrößerung von $\langle p_T^2 \rangle$ im Vorwärtsbereich. Zum mittleren Transversalimpuls relativ zur Richtung des virtuellen Photons tragen außerdem der Transversalimpuls des getroffenen Quarks im Nukleon und der Transversalimpuls aus der Fragmentation senkrecht zur Ausdehnung des Farbstrings bei (vgl. Kap. 2.3.3. und^[89]). Der aus der Wechselwirkung von Quarks und Antiquarks mit Gluonen stammende Anteil zu $\langle p_T^2 \rangle$ ist daher experimentell aus den Hadronverteilungen nur schwer zu isolieren.

In die Abb. 7.6–7.8 und Abb. 8.5 sind neben den Vorhersagen des Lund-Modells die Beiträge zum mittleren Quadrat des Transversalimpulses von neutralen seltsamen Teilchen aus Ereignissen ohne Gluon-Bremsstrahlung oder Photon-Gluon-Fusion (vgl. Kap. 2.1.4. und Abb. 2.4a.)–d.) eingetragen ('ohne QCD-Korrekturen'). Diese Anteile zu $\langle p_T^2 \rangle$ sind relativ unabhängig von W^2 , Q^2 und x_F und für die Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre annähernd gleich. Im Vorwärtsbereich liegen die experimentellen Werte weit oberhalb der Vorhersagen ohne Ereignisse mit QCD-Korrekturen. Mit zunehmenden Werten von x_F (s. Abb. 7.6) und zunehmenden Werten von W^2 im Bereich $x_F > 0.1$ (s. Abb. 7.7) nehmen dabei für

die neutralen K -Mesonen die Unterschiede zwischen den experimentellen Daten und diesen Vorhersagen zu. Am auffälligsten ist dies im Bereich $x_F > 0.3$. Im Rahmen des Quark-Parton-Modells läßt sich diese Tatsache dadurch erklären, daß die im Bereich $x_F \gtrsim 0.3$ erzeugten Hadronen häufig das in der Primär-Wechselwirkung getroffene Quark enthalten (vgl. auch Kap. 9.1. und die Kurven 's/3 aus Nukleon' in Abb. 7.4). Bei Ereignissen mit Gluon-Bremsstrahlung oder Photon-Gluon-Fusion nehmen daher viele Hadronen mit großen Werten von x_F den Transversalimpuls der emittierten Partonen auf.

Ähnliche Effekte lassen sich auch für die Λ -Hyperonen beobachten (vgl. Abb. 8.5): im Vorwärtsbereich nimmt der Unterschied zwischen den experimentellen Daten und den Modellvorhersagen ohne Ereignisse mit QCD -Korrekturen mit zunehmenden Werten von W^2 zu.

In den Vorhersagen des *Lund*-Modells einschließlich der QCD -Korrekturen in Abb. 7.7 steigt der mittlere Transversalimpuls zunächst mit W^2 an und fällt für $W^2 \gtrsim 400 \text{ GeV}^2$ wieder ab. Diese Abnahme von $\langle p_T^2 \rangle$ kann z.T. dadurch erklärt werden, daß viele Ereignisse mit großen Werten von W^2 kleine Werte von $x_{Bj} \lesssim 0.01$ besitzen. Nach^{[18],[90]} ist jedoch zu erwarten, daß bei festen Werten von W^2 der QCD -Beitrag zu $\langle p_T^2 \rangle$ mit abnehmenden Werten von x_{Bj} abfällt. Die experimentellen Daten für die neutralen K -Mesonen zeigen einen deutlichen Anstieg von $\langle p_T^2 \rangle$ mit zunehmenden Werten von W^2 im Bereich $x_F > 0.1$, wohingegen die Voraussagen ohne Ereignisse mit QCD -Korrekturen praktisch unabhängig von W^2 sind (s. Abb. 7.7).

Die Vorhersagen des *Lund*-Modells mit QCD -Korrekturen sind qualitativ in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, liegen jedoch für die neutralen K -Mesonen im Bereich $x_F \gtrsim 0.3$ etwas unterhalb der experimentellen Daten. In früheren Versionen des *Lund*-Modells^[77] wurde der Transversalimpuls durch zusätzliche Berücksichtigung der Abstrahlung von 'weichen' Gluonen bei großen Werten von $x_F \simeq 0.5$ erhöht (vgl. auch^[91]), jedoch fällt bei noch höheren Werten von x_F aufgrund des in diesem Bereich für die Gluon-Emission begrenzten Phasenraums der Transversalimpuls etwas ab^[51].

Im Bereich $x_F > 0.3$ zeigt sich ferner für die neutralen K -Mesonen eine Zunahme von $\langle p_T^2 \rangle$ mit Q^2 (vgl. Abb. 7.8), die vom *Lund*-Modell nicht reproduziert wird. Die Vorhersagen des *ARIADNE*-Modells (nicht dargestellt) sind mit den Vorhersagen des *Lund*-Modells nach der Methode der Matrix-Elemente verträglich.

Bei der Simulation von QCD -Schauern ist bis jetzt noch ungeklärt, ob die Größen Q^2 oder W^2 als Skalenparameter bei der Schauerentwicklung maßgeblich sind^[92]. Dies ließe sich prinzipiell durch eine Untersuchung des mittleren Transversalimpulses als Funktion von Q^2 in verschiedenen Intervallen von W^2 und als Funktion von W^2 in verschiedenen Intervallen von Q^2 für die Produktion von neutralen K -Mesonen im Bereich $x_F \gtrsim 0.3$ experimentell nachprüfen. Aufgrund der kinematischen Beziehung zwischen Q^2 und W^2 (vgl. (2.5)) ist es nämlich erforderlich, den Wert jeweils einer der beiden Variablen festzuhalten (s. auch^[89]). Die experimentelle Statistik aus der vorliegenden Analyse ließ jedoch eine weitere Unterteilung der Daten nicht zu.

Im Rückwärtsbereich ist der mittlere Transversalimpuls im *Lund*-Modell, in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wesentlich kleiner als im Vorwärtsbereich, unter anderem, weil keine Abstrahlung von Gluonen durch das Targetfragment stattfindet. Es zeigen sich daher auch keine signifikanten Unterschiede zu den Vorhersagen ohne Ereignisse mit QCD -Korrekturen.

9.4. DIE BESTIMMUNG DES s/u -PARAMETERS IM LUND-MODELL

Der das Verhältnis zur Erzeugung von s - und u -Quarks in der Fragmentation bestimmende Parameter $PAR(2)$ (vgl. (9.1)) wurde in der vorliegenden Arbeit auf 2 verschiedene Arten bestimmt. In der ersten Methode wurden die Vorhersagen des Lund-Modells für das Produktionsverhältnis von neutralen K -Mesonen und geladenen π -Mesonen an die entsprechenden Werte aus den experimentellen Daten im Vorwärtsbereich $x_F > 0$ angepaßt. Im zweiten Verfahren wurde der Parameter durch Vergleich der theoretisch vorhergesagten mit der experimentell bestimmten Multiplizität von neutralen K -Mesonen im Vorwärtsbereich ermittelt. Der Wert des Parameters wurde dabei durch Minimierung von χ^2 -Werten bestimmt, die aus den vorhergesagten und experimentell gemessenen Werten und den statistischen Fehlern berechnet wurden. Das erste Verfahren ist im Prinzip vorzuziehen, da das Verhältnis der Erzeugung von s - und u -Quarks in der Fragmentation nicht direkt die absolute Zahl der K -Mesonen im Vorwärtsbereich festlegt, sondern im wesentlichen das Produktionsverhältnis von K - und π -Mesonen bestimmt.

Bei der ersten Methode bildeten die in den rekonstruierten Ereignissen im Bereich (6.1) zum Primärvertex assoziierten und nicht mit einer Myon-Interpretation verträglichen geladenen Teilchen die Kandidatenmenge der geladenen Pionen. Eine Analyse von MC -Ereignissen zeigte, daß etwa 80% dieser Kandidaten tatsächlich geladene Pionen sind. Der Untergrund besteht aus Elektronen oder Positronen (3%), geladenen K -Mesonen (11%) und (Anti-)Protonen (6%). Die Zahl $N_{\pi,i}$ der geladenen Pionen in einem Intervall i wurde dabei (vgl. auch (6.4a)) nach der Formel

$$N_{\pi,i} = \frac{m_{gen,i}^{\pi}}{m_{rec,i}^h} \cdot n_{rec,i}^h \quad (9.3)$$

ermittelt. $m_{gen,i}^{\pi}$ bezeichnet die Anzahl der im Intervall i erzeugten geladenen π -Mesonen und $m_{rec,i}^h$ die Anzahl der im Intervall i rekonstruierten Kandidaten von geladenen π -Mesonen. Die Zahlen $m_{gen,i}^{\pi}$ und $m_{rec,i}^h$ wurden in $FS-MC$ -Ereignissen bestimmt, die nach dem Lund-Modell mit $PAR(2) = 0.3$ erzeugt wurden. $n_{rec,i}^h$ bezeichnet die Zahl der im Intervall i rekonstruierten Kandidaten von geladenen π -Mesonen in den experimentellen FS -Daten.

Abb. 9.3 zeigt die Produktionsverhältnisse von neutralen K -Mesonen und positiven, negativen und geladenen π -Mesonen als Funktion von x_F und W^2 im Bereich $x_F > 0$. Mit zunehmenden Werten von x_F steigt das Verhältnis zunächst an und erreicht ein Plateau bei $x_F \simeq 0.4$, während es als Funktion von W^2 praktisch konstant ist. Die auf die negativen und positiven π -Mesonen bezogenen Verhältnisse sind annähernd gleich. Die Vorhersagen des Lund-Modells mit dem oben erwähnten Wert von $PAR(2) = 0.2$ stimmen gut mit den experimentellen Daten überein.

Der Parameter $PAR(2)$ wurde durch Vergleich der in Abb. 9.3 dargestellten experimentellen Daten mit den Modellvorhersagen für die Verhältnisse als Funktion von x_F und W^2 mittels Auffinden der minimalen χ^2 -Werte bestimmt. Tab. 9.4 bzw. Tab. 9.5 geben eine Aufstellung der als Funktion von x_F bzw. W^2 im Bereich $x_F > 0$ ermittelten Werte.

Tab. 9.4: Die Werte des s/u -Parameters $PAR(2)$ als Funktion von x_F in den Anpassungen der Vorhersagen des Lund-Modells für die Produktionsverhältnisse von neutralen K -Mesonen und π^+ -Mesonen (K^0/π^+) und neutralen K -Mesonen und π^- -Mesonen (K^0/π^-) an die experimentellen Werte. In der letzten Zeile befinden sich die durch Kombination der Ergebnisse für die beiden Verhältnisse ermittelten Resultate.

Verhältnis	$0 < x_F < 0.2$	$0.2 < x_F < 0.4$	$x_F > 0.4$
K^0/π^+	$0.20^{+0.02}_{-0.02}$	$0.20^{+0.01}_{-0.02}$	$0.24^{+0.04}_{-0.06}$
K^0/π^-	$0.18^{+0.02}_{-0.01}$	$0.20^{+0.01}_{-0.02}$	$0.23^{+0.04}_{-0.05}$
kombiniert	$0.19^{+0.01}_{-0.01}$	$0.20^{+0.01}_{-0.01}$	$0.23^{+0.04}_{-0.04}$

Tab. 9.5: Die Werte des s/u -Parameters $PAR(2)$ als Funktion von W^2 (in GeV^2) für $x_F > 0$ in den Anpassungen der Vorhersagen des Lund-Modells für die Produktionsverhältnisse von neutralen K -Mesonen und π^+ -Mesonen (K^0/π^+) und neutralen K -Mesonen und π^- -Mesonen (K^0/π^-) an die experimentellen Werte. In der letzten Zeile befinden sich die durch Kombination der Ergebnisse für die beiden Verhältnisse ermittelten Resultate.

Verhältnis	$100 < W^2 < 300$	$300 < W^2 < 500$	$W^2 > 500$
K^0/π^+	$0.19^{+0.02}_{-0.02}$	$0.22^{+0.02}_{-0.02}$	$0.17^{+0.03}_{-0.02}$
K^0/π^-	$0.19^{+0.02}_{-0.02}$	$0.21^{+0.02}_{-0.02}$	$0.17^{+0.03}_{-0.02}$
kombiniert	$0.19^{+0.02}_{-0.02}$	$0.21^{+0.02}_{-0.02}$	$0.17^{+0.02}_{-0.02}$

Aus den Ergebnissen ergeben sich keine Hinweise für eine x_F - oder W^2 -Abhängigkeit des Parameters — in allen Bereichen sind die Werte mit 0.2 verträglich.

Tab. 9.6 gibt eine Aufstellung der im Gesamtbereich durch Anpassung der Verhältnisse als Funktion von x_F und W^2 für $x_F > 0$ ermittelten Werte. Nach Kombination der auf die positiven und negativen π -Mesonen bezogenen Ergebnisse erhält man einen Wert von $0.196^{+0.008}_{-0.009}$ bei einem χ^2 pro Freiheitsgrad von 0.74. Der systematische Fehler wurde durch Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit in der Produktion von neutralen K -Mesonen (vgl. Kap. 7.8.) zu $\Delta_{sys} = {}^{+0.04}_{-0.02}$ abgeschätzt. Der Hauptbeitrag zur systematischen Unsicherheit bei der Bestimmung der Anzahl der geladenen Pionen liegt in der Bestimmung des Anteils der geladenen K -Mesonen und beträgt etwa 3–4 %. Dieser Beitrag läßt sich gegenüber dem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Anzahl der neutralen K -Mesonen vernachlässigen.

Im zweiten Verfahren wurde der Parameter $PAR(2)$ durch Vergleich der experimentell bestimmten mit den theoretisch vorhergesagten Werten für die mittlere Multiplizität von neutralen K -Mesonen als Funktion von W^2 im Bereich $x_F > 0$ (vgl. Abb. 7.3) bestimmt. Es ergab sich hier ein Wert von $0.197^{+0.016}_{-0.016}$ bei einem minimalen χ^2 von 0.97 pro Freiheitsgrad. Der systematische Fehler liegt in der gleichen Größenordnung wie im ersten Verfahren. Die Resultate beider Methoden stimmen somit ausgezeichnet überein. Der in der vorliegenden Arbeit bestimmte Wert für $PAR(2)$ weicht vom Standardwert von 0.3 im Lund-Programm nach Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit um etwa 2 Standardabweichungen ab.

Tab. 9.6: Die Werte des s/u -Parameters $PAR(2)$ für $x_F > 0$ in den Anpassungen der Vorhersagen des Lund-Modells für die Produktionsverhältnisse von neutralen K -Mesonen und π^+ -Mesonen (K^0/π^+) und neutralen K -Mesonen und π^- -Mesonen (K^0/π^-) an die experimentellen Werte. In der letzten Zeile befindet sich der durch Kombination der Ergebnisse für die beiden Verhältnisse berechnete Wert. In der letzten Spalte steht der Wert für das χ^2 pro Freiheitsgrad (χ^2/NDF) in den Anpassungen. Die Ergebnisse wurden mittels Interpolation der χ^2 -Werte für $PAR(2) = 0.19, 0.20$ und 0.21 ermittelt.

Verhältnis	Parameterwert	χ^2/NDF
K^0/π^+	$0.197^{+0.008}_{-0.010}$	0.63
K^0/π^-	$0.194^{+0.009}_{-0.010}$	0.84
$K^0/(\pi^+ + \pi^-)$	$0.196^{+0.008}_{-0.009}$	0.74

Tab. 9.7 gibt einen Überblick über die in verschiedenen Experimenten bestimmten Werte für den s/u -Parameter. Der in der vorliegenden Arbeit ermittelte Wert ist in Übereinstimmung mit dem Wert aus der Streuung von (Anti-)Neutrinos an Protonen^[93] und dem Ergebnis von 0.24 für die Produktion von neutralen K -Mesonen in den EMC-Daten^[82] in der Myon-Nukleon-Streuung und weiterhin verträglich mit den Resultaten des JADE-Experiments^[94] und des TPC-Experiments^[95] zur Elektron-Positron-Vernichtung. Der Wert aus dem TASSO-Experiment^[96] zur Elektron-Positron-Vernichtung und der Wert aus den EMC-Daten für die Produktion von geladenen und neutralen K -Mesonen liegt oberhalb der hier ermittelten Zahl.

Tab. 9.7: Vergleich von Werten für das Verhältnis $P(s)/P(u)$ in verschiedenen Experimenten: EMC^[82], JADE^[94], TPC^[95], TASSO^[96], WA21^[93]. Der erste Fehler in der 3. Spalte gibt die statistische, der zweite Fehler die systematische Unsicherheit an.

Experiment:	Schwerpunktenergie W :	$P(s)/P(u)$:
μN -Streuung:		
vorliegende Arbeit:	$\langle W \rangle = 17$ GeV	$0.196^{+0.008+0.04}_{-0.009-0.02}$
EMC:	$\langle W \rangle = 12$ GeV	$(K^0 + K^\pm) : 0.30 \pm 0.01 \pm 0.07$ $(\text{nur } K^0) : 0.24$
e^+e^- -Vernichtung:		
JADE:	$W = 12 - 35$ GeV	$0.27 \pm 0.03 \pm 0.05$
TPC:	$W = 29$ GeV	0.25 ± 0.016
TASSO:	$W = 34$ GeV	$0.35 \pm 0.02 \pm 0.05$
$\bar{\nu} p$ -Streuung:		
WA21:	$\langle W \rangle = 5$ GeV	$0.203 \pm 0.014 \pm 0.010$

ABBILDUNGEN KAPITEL 9.

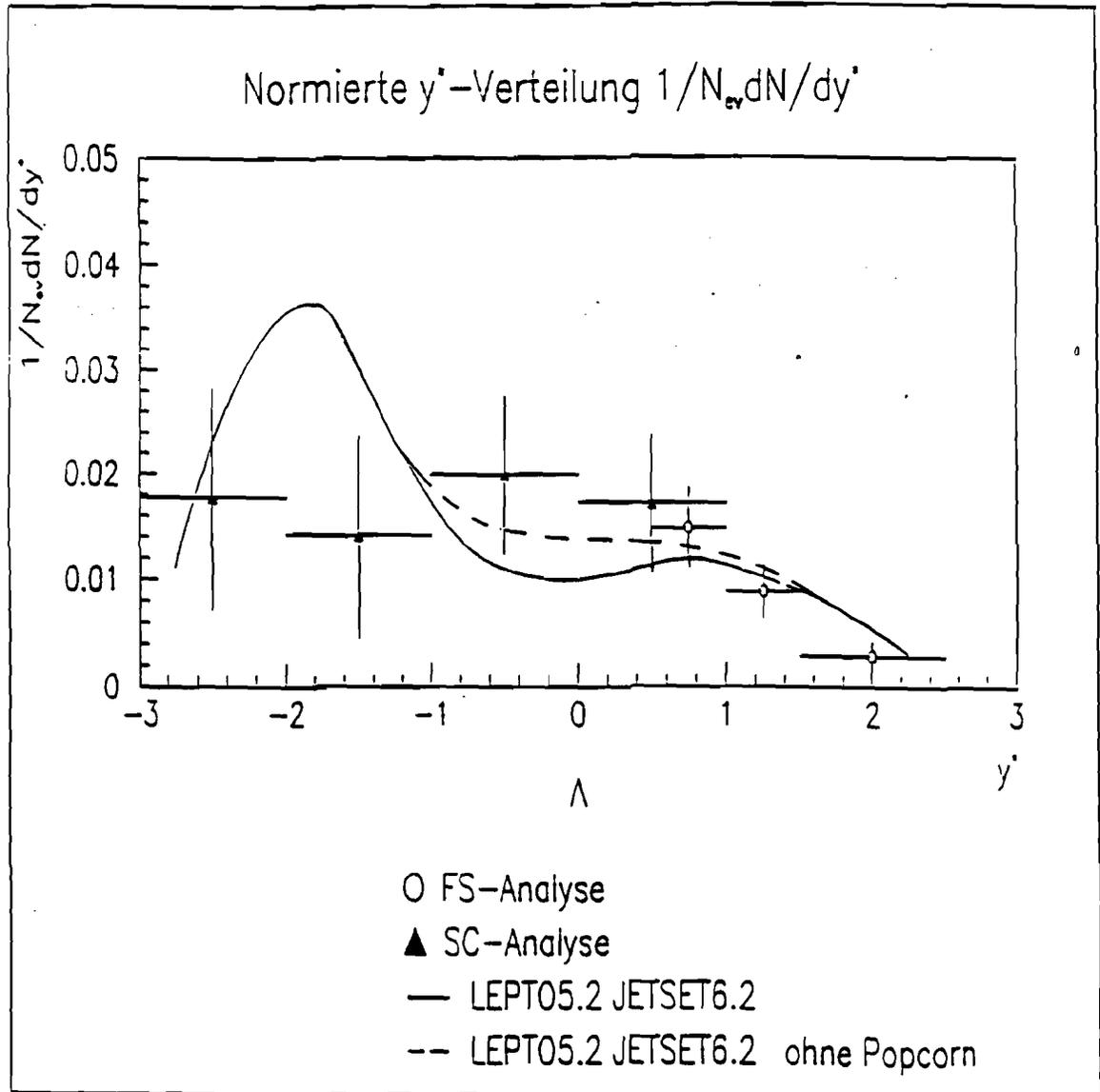


Abb. 9.1: $1/N_{ev}dN/dy^*$ für Λ -Hyperonen im Modell LEPTO5.2-JETSET6.2 mit und ohne Popcorn-Baryon-Erzeugung, verglichen mit den experimentellen Daten.

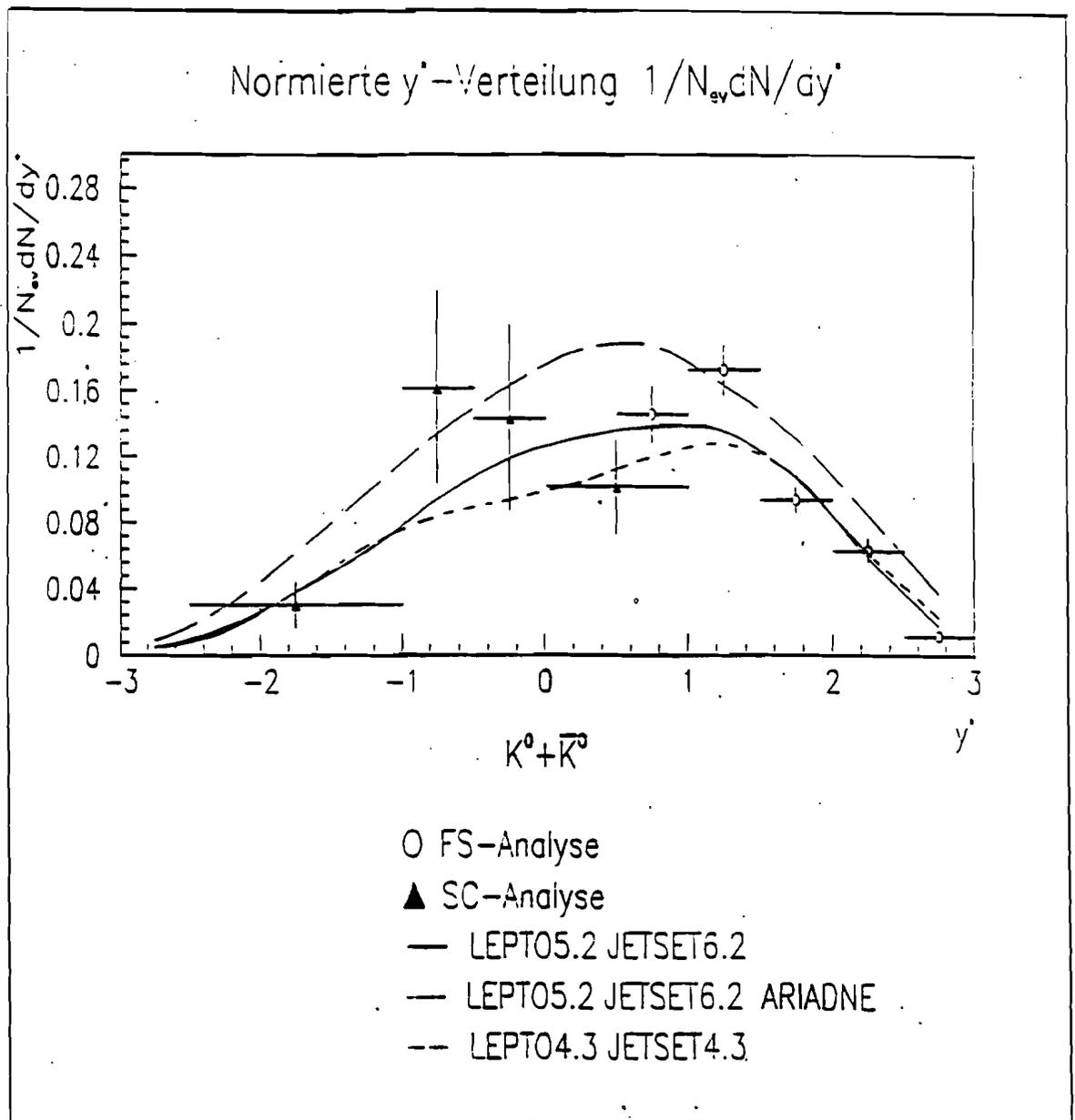


Abb. 9.2: $1/N_{ev}dN/dy^*$ für neutrale K -Mesonen in den Modellen LEPTO5.2-JETSET6.2 mit $PAR(2) = 0.2$ (QCD-Matrix-Elemente und QCD-Parton-Schauer nach dem ARIADNE-Modell) und LEPTO4.3-JETSET4.3 (QCD-Matrix-Elemente) mit $PAR(2) = 0.3$.

K^0 / π - Produktionsverhältnisse

— LEPTO5.2 JETSET6.2

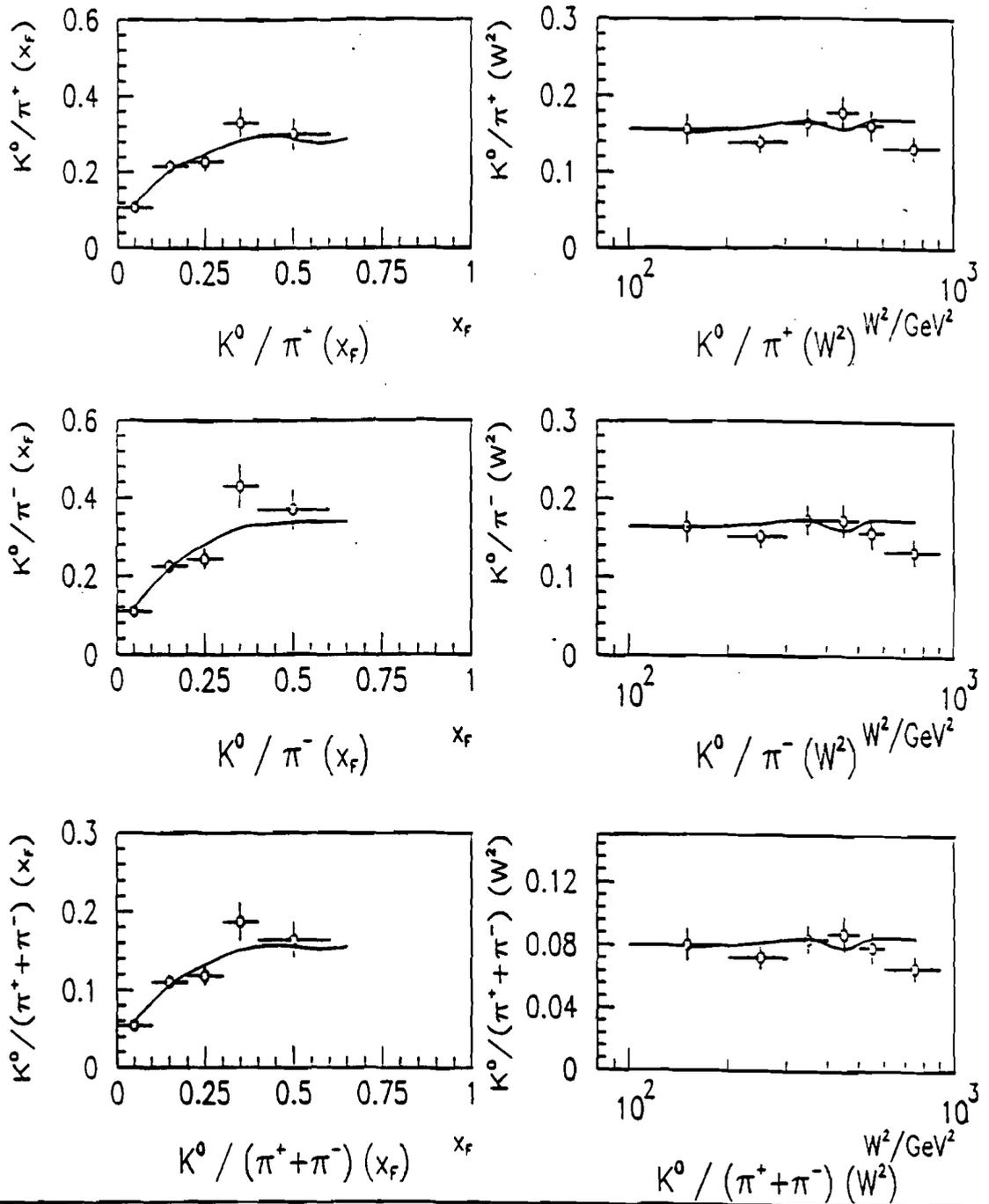


Abb. 9.3: Die Produktionsverhältnisse von neutralen K -Mesonen und π^+ -Mesonen (K^0/π^+), neutralen K -Mesonen und π^- -Mesonen (K^0/π^-) und neutralen K -Mesonen und geladenen π -Mesonen ($K^0/(\pi^+ + \pi^-)$) als Funktion von x_F und W^2 im Bereich $x_F > 0$.

10. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion von neutralen seltsamen Teilchen in der tief-inelastischen Streuung von Myonen an D_2 , H_2 und Xenon untersucht. Es fanden hierbei Daten aus dem E665-Experiment am *Tevatron*-Protonenbeschleuniger in Chicago, Illinois, USA, Verwendung. Da sich in den D_2 -Daten keine signifikanten Unterschiede zu den H_2 -Daten ergaben, wurden beide Datensätze zusammengeführt. Soweit nicht anders erwähnt, beziehen sich alle Resultate auf diese ($D_2 + H_2$)-Datenmenge.

Die Selektion der Kandidaten von seltsamen Teilchen

Die Produktion von neutralen seltsamen Teilchen wurde im Zerfall in 2 geladene Spuren (V^0 -Zerfall) untersucht. In der Analyse wurden 2 verschiedene Datensätze verwendet:

- Die Zerfälle aus den Vorwärts-Spektrometer(*FS*)-Daten für den Bereich $x_F > 0$.
- Die Zerfälle aus den Streamerkammer(*SC*)-Daten für den Bereich $x_F < 0$.

Die Kandidaten von K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen in geladene Spuren wurden mit Hilfe von kinematischen Fits und Schnitten in den aus den Zerfallsspuren berechneten Variablen ermittelt. Der abgeschätzte Untergrund von Spurkombinationen, die nicht aus V^0 -Zerfällen stammen, beträgt nach dem Selektionsverfahren im Vorwärtsbereich für K_S^0 -Zerfälle etwa 10 % und für Λ -Zerfälle etwa 16 % und im Rückwärtsbereich 37 % für K_S^0 - und 31 % für Λ -Zerfälle. Die gesamte Datenmenge im Vorwärts-Spektrometer bemißt sich zu 1266 Kandidaten von K_S^0 -Zerfällen, 123 Kandidaten von Λ - und 116 Kandidaten von $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen. In den *SC*-Daten für die in der Streamerkammer gemessenen Spuren wurden 58 Λ - und 116 K_S^0 -Kandidaten ausgewählt. Mit der geringen Statistik in den *SC*-Daten ergab sich im Bereich $x_F < 0$ keine ausreichende Anzahl von $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten. Die $\bar{\Lambda}$ -Produktion wurde in der vorliegenden Arbeit daher nur im Vorwärtsbereich untersucht.

Die Korrektur der experimentellen Daten

Die Korrektur der experimentellen Daten wurde mit Hilfe von nach dem *Monte-Carlo*(*MC*)-Verfahren simulierten Ereignissen vorgenommen. Im Selektionsverfahren zeigte sich, daß diese *MC*-Daten mit den experimentellen Daten sehr gut übereinstimmen. Die experimentellen Daten für die K_S^0 -, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten wurden mit Korrekturfaktoren versehen, die aus dem Verhältnis der generierten und rekonstruierten wahren V^0 -Zerfälle gebildet wurden. Diese Korrekturfaktoren nehmen mit zunehmenden Werten der Teilchen- und Ereignisvariablen im Vorwärtsbereich ab, während sie im Rückwärtsbereich relativ unabhängig vom kinematischen Bereich sind.

Der Beitrag des Untergrunds von Spurkombinationen, die nicht aus wahren V^0 -Zerfällen stammen, wurde in *MC*-Ereignissen ermittelt und auf die Zahl der rekonstruierten Ereignisse bezogen. Dieser Untergrundanteil wurde von den experimentellen Daten nach der Selektion abgezogen.

In den *MC*-Ereignissen sind die Abweichungen der rekonstruierten von den wahren kinematischen Variablen durch Unzulänglichkeiten im Detektor und den Einfluß von Ereignissen mit abgestrahlten Strahlungsphotonen klein.

Ergebnisse für die Produktion von neutralen K -Mesonen

Die mittlere Multiplizität der neutralen K -Mesonen wächst mit zunehmenden Werten von ν und W^2 an und zeigt im Vorwärtsbereich keine Abhängigkeit von Q^2 und x_{Bj} . Im

Vorwärtsbereich nimmt mit zunehmenden Werten von x_F die Stärke des Anstiegs der mittleren Multiplizität als Funktion von W^2 ab. Die neutralen K -Mesonen werden hauptsächlich im zentralen Bereich mit einer leicht positiven *Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie* von $A = 0.19 \pm 0.12$ erzeugt. Die mittlere Vorwärts-, Rückwärts- bzw. Gesamt-Multiplizität bemißt sich jeweils zu 0.31 ± 0.02 , 0.21 ± 0.06 bzw. 0.52 ± 0.06 .

Der mittlere Transversalimpuls ist im Vorwärtsbereich deutlich größer als im Rückwärtsbereich und nimmt für $x_F > 0.1$ mit W^2 und x_F stark zu. Im Bereich $x_F > 0.3$ steigt $\langle p_T^2 \rangle$ außerdem mit Q^2 an. Die Steigung der normierten Verteilung von p_T^2 im Vorwärtsbereich nimmt mit zunehmenden Werten von x_F ab, gleichbedeutend mit einer Zunahme des mittleren Transversalimpulses.

Die Ergebnisse für die Multiplizität von neutralen K -Mesonen als Funktion von W^2 aus der vorliegenden Arbeit schließen sich gut an die Ergebnisse aus dem EMC-Experiment zur Myon-Nukleon-Streuung bei vergleichbaren und zur Streuung von (Anti-)Neutrinos bei kleineren invarianten Massen an. Die Zunahme der mittleren Multiplizität mit $\ln W^2$ ist in den Experimenten zur Myon-Nukleon-Streuung bei $W^2 \gtrsim 30 \text{ GeV}^2$ größer als in den Experimenten zur (Anti-)Neutrino-Streuung bei $W^2 \lesssim 100 \text{ GeV}^2$.

Mit Hilfe einer Anpassung an die invariante Masse der Kombinationen von K_S^0 -Kandidaten mit geladenen zum Primärvertex assoziierten Spuren wurden die Vorwärts-Multiplizitäten von geladenen K^* -Mesonen ermittelt. Bei einem Konfidenzniveau von 95 % ergaben sich obere Grenzwerte von 0.084 bzw. 0.095 für die Vorwärts-Multiplizität von K^{*+} - bzw. K^{*-} -Mesonen.

Im FS -Datensatz wurden durch das Selektionsverfahren in 18 Ereignissen jeweils 2 K_S^0 -Kandidaten ausgewählt. Die daraus berechnete Multiplizität von Paaren neutraler K -Mesonen im Bereich $x_F > 0$ bietet keinen Hinweis für eine korrelierte Erzeugung.

Die Resultate für die Produktion von neutralen K -Mesonen in Xenon stimmen im Rahmen der gesamten experimentellen Unsicherheit mit den Resultaten aus den $(D_2 + H_2)$ -Daten überein.

Durch Variation der Selektionsschnitte und Verwendung verschiedener experimenteller Datensätze und verschiedener MC -Datenmengen wurde die systematische Unsicherheit in der Bestimmung der Zahl der neutralen K -Mesonen abgeschätzt. Der systematische Fehler ist demnach etwas größer als der statistische Fehler.

Ergebnisse für die Produktion von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen

Die mittlere Multiplizität der Λ - und der $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich nimmt mit ν und W^2 zu und ist unabhängig von Q^2 und x_{Bj} . Für den gesamten x_F -Bereich ist die mittlere Multiplizität im Rahmen der Fehler unabhängig von W^2 . Die Λ -Hyperonen werden hauptsächlich im Rückwärtsbereich und im zentralen Bereich erzeugt. Der mittlere Transversalimpuls von Λ -Hyperonen ist im Vorwärtsbereich größer als im Rückwärtsbereich. Die Ergebnisse für die Produktion von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen im Vorwärtsbereich stimmen innerhalb der Fehler miteinander überein. Ferner sind im Vorwärtsbereich die Resultate aus dem Xenon-Datensatz in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den $(D_2 + H_2)$ -Daten.

Die Resultate für Λ -Hyperonen aus dem EMC-Experiment zur Myon-Nukleon-Streuung stimmen in der Vorwärtshemisphäre mit den Werten aus der vorliegenden Arbeit überein. Im Rückwärtsbereich liegen die EMC-Daten oberhalb der Daten aus dem E665-Experiment. Ebenso liegen die Resultate aus (Anti-)Neutrino-Experimenten z.T. deutlich über den Daten aus der vorliegenden Analyse. Dies kann möglicherweise durch die in der (Anti-)Neutrino-Streuung wesentlich zahlreichere Erzeugung von Teilchen mit *Charm*-Quarks erklärt werden.

Wie für die neutralen K -Mesonen ist die systematische Unsicherheit in der Ermittlung der Zahl der Λ -Hyperonen etwas größer als die statistische Unsicherheit.

Vergleich mit den Vorhersagen des Lund-Modells

Die Vorhersagen der Version *LEPTO5.2-JETSET6.2* des Lund-Modells mit einem Wert für den s/u -Parameter $PAR(2)$ von 0.2 sind für die neutralen K -Mesonen und im Vorwärtsbereich für die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Im Rückwärtsbereich liegen die experimentellen Daten für die Λ -Hyperonen deutlich unterhalb der Modellvorhersagen. Im Lund-Modell wird ferner die K^* -Produktion im Vorwärtsbereich überschätzt.

Das $s(\bar{s})$ -Quark der neutralen seltsamen Teilchen stammt nach den Vorhersagen des Modells mit $PAR(2) = 0.2$ in mehr als 80 % aller Fälle aus der Fragmentation. Der absolute Anteil von wahren V^0 -Zerfällen mit einem $s(\bar{s})$ -Quark aus dem getroffenen Nukleon ist unabhängig von den Ereignisvariablen und der relative Beitrag nimmt mit zunehmenden Werten von x_F stark zu.

Im mittleren Quadrat des Transversalimpulses der neutralen K -Mesonen als Funktion von x_F, W^2 und Q^2 zeigen sich deutliche QCD -Effekte. Modellvorhersagen ohne Berücksichtigung von Ereignissen mit *Gluon-Bremsstrahlung* oder *Photon-Gluon-Fusion* liegen weit unterhalb der experimentellen Daten. Die Vorhersagen des Lund-Modells für $\langle p_T^2 \rangle$ unter Einschluß von QCD -Korrekturen geben eine gute Beschreibung der experimentellen Daten; allerdings liegen die theoretischen Werte z.T. etwas unterhalb der Daten. Die experimentell beobachtete Zunahme des mittleren Transversalimpulses als Funktion von Q^2 für $x_F > 0.3$ wird im Modell nicht reproduziert.

Der s/u -Parameter im Lund-Modell wurde zum einen durch Anpassung der Vorhersagen für die Produktionsverhältnisse von neutralen K -Mesonen und geladenen Pionen und weiterhin durch Anpassung der Vorhersagen für die Multiplizität von neutralen K -Mesonen an die entsprechenden experimentellen Daten bestimmt. Es ergaben sich Werte von $0.196^{+0.008}_{-0.009}(stat.)^{+0.04}_{-0.02}(syst.)$ im ersten und von $0.197^{+0.016}_{-0.016}(stat.)^{+0.04}_{-0.02}(syst.)$ nach dem letzteren Verfahren. Beide Werte stimmen somit ausgezeichnet überein. Der Standardwert von 0.3 im Lund-Programm liegt damit etwa 2 Standardabweichungen über dem hier ermittelten Wert. Die meisten der in anderen Experimenten berechneten Werte des Parameters sind verträglich mit dem Ergebnis aus der vorliegenden Arbeit.

Ausblick für weitere Analysen mit den neuen Daten des E665-Experiments

Im Lauf der Jahre 1990 und 1991 wurden im E665-Experiment weitere Daten mit einem modifizierten Detektor und einer Reihe von Targets mit verschiedenen Massenzahlen, wie z.B. C, Ca, Cu, Pb genommen. Die Streamerkammer wurde hier durch eine Reihe von *Vertex-Driftkammern* ersetzt, die jedoch im Gegensatz zur hohen SC -Akzeptanz in der Rückwärtshemisphäre erst im Bereich $x_F \gtrsim -0.3$ eine ausreichende Akzeptanz für geladene Hadronen aufweisen. Bei der neuen Datennahme konnte die Luminosität deutlich gesteigert werden, sodaß eine wesentlich höhere Statistik in den neuen Daten zu erwarten ist. Es erscheint daher möglich, weitergehende Untersuchungen anzustellen, die an der insbesondere im Rückwärtsbereich begrenzten Statistik der Daten von 1987/1988 scheiterten.

Eine Auswahl von Themenbereichen ist im folgenden aufgeführt:

- Die Untersuchung von Korrelationen seltsamer Teilchen in der Vorwärtshemisphäre mit seltsamen Teilchen in der Rückwärtshemisphäre

- Kerneffekte in der Produktion von neutralen seltsamen Teilchen in der Rückwärtshemisphäre
- Die Untersuchung des mittleren Transversalimpulses von neutralen K -Mesonen im Bereich $x_F > 0.3$ als Funktion von Q^2 in verschiedenen W^2 -Bereichen und als Funktion von W^2 in verschiedenen Q^2 -Bereichen
- Die Untersuchung der Produktion von $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in der Rückwärtshemisphäre
- Die Bestimmung des relativen Verhältnisses zur Produktion von Diquarks mit Seltsamkeit und Diquarks ohne Seltsamkeit in der Fragmentation im *Lund*-Modell durch Anpassung an die experimentellen Daten für Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen
- Vergleich der *Lund*-Vorhersagen mit und ohne *Popcorn*-Baryon-Erzeugung für die Produktion von Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen mit den experimentellen Daten
- Die Untersuchung der Produktion von Σ^* -Baryonen

Die Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit sollen nach einer weiteren Überarbeitung in einer Fachzeitschrift veröffentlicht werden.

Anhang A: Am Experiment E665 beteiligte Institute

Die folgenden Institute waren zur Zeit der ersten Datennahme von 1987–1988 am Experiment E665 beteiligt:

Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA

University of California, San Diego, CA, USA

Institute for Nuclear Physics, Krakau, Polen

Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL, USA

Universität Freiburg, Freiburg, BRD

Harvard University, Cambridge, MA, USA

University of Illinois, Chicago, IL, USA

University of Maryland, College Park, MD, USA

Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, BRD

University of Washington, Seattle, WA, USA

Universität Wuppertal, Wuppertal, BRD

Yale University, New Haven, CT, USA

Anhang B: Kinematische Fits mit dem SQUAW-Fit-Programm

Zweck des SQUAW-Fit-Programms^[80] ist es, durch Minimierung eines χ^2 -Werts Spuren an eine bestimmte Reaktionshypothese anzupassen. Im folgenden soll eine kurze Zusammenfassung der Methode gegeben werden. Weitere Einzelheiten lassen sich^[80] und^{[97],[98]} entnehmen.

B.1. DEFINITION DER GRÖSSEN

Die gemessenen Werte der Spurparameter (i.a. $y', z', 1/p$) aller in der Reaktionshypothese auftretenden Spuren werden im folgenden mit a_i bezeichnet und deren Fehlermatrix durch

$$G_{ij}^{-1} = da_i da_j \quad (B.1)$$

definiert; G_{ij} ist die Gewichtsmatrix für die Fehler da_i, da_j und G_{ij}^{-1} die zugehörige inverse Matrix.

Für die im Fit angepaßten Variablen wird im folgenden die Notation x_i und

$$E_{ij} = dx_i dx_j \quad (B.2)$$

für deren Fehlermatrix verwendet. Weiterhin werden die Differenzen c_i zwischen den im Fit angepaßten und den gemessenen Spurparametern nach

$$c_i = x_i - a_i \quad (B.3)$$

gebildet.

In der Anpassung an die γ -Konversions-Hypothese werden zusätzlich die ungemessenen Spurparameter des in der Konversion 'angestoßenen' Protons ermittelt. Es wird angenommen, daß diese Spurparameter a_k^* ($k = 1 - 3$) vollkommen unabhängig von den gemessenen Variablen a_i sind. Analog wie oben werden für die im Fit angepaßten Spurparameter x_k^* des Protons Differenzvektoren c_k^* durch

$$c_k^* = x_k^* - a_k^* \quad , \quad (B.3')$$

die Fehlermatrix nach der Anpassung im Fit durch

$$E_{kl}^* = dx_k^* dx_l^* \quad , \quad (B.2')$$

sowie die Gewichtsmatrix

$$G_{kl}^* = 1/da_k^* 1/da_l^* \quad (B.1')$$

eingeführt.

Aus den oben eingeführten Größen kann ein χ^2 durch

$$\chi^2 = \sum_{ij} c_i^T G_{ij} c_j + \sum_{kl} c_k^{*T} G_{kl}^* c_l^* \quad (B.4)$$

definiert werden (c_i^T bzw. c_k^{*T} bezeichnen die zu c_i bzw. c_k^* transponierten Vektoren), das unter gewissen Zwangsbedingungen

$$f_m = 0 \quad (B.5)$$

zu minimieren ist.

Zu diesem Zweck wird eine Größe M durch

$$M = 2 \sum_m f_m^T \alpha_m + \chi^2 \quad (B.6)$$

mit *Lagrange-Multiplikatoren* α_m eingeführt; f_m^T bezeichnet wiederum den zu f_m transponierten Vektor.

Unter Verwendung der Ableitungen B_{im} der Zwangsbedingungen f_m bezüglich x_i und der Ableitungen B_{km}^* von f_m bezüglich x_k^* nach

$$B_{im} = d(f_m)/d(x_i) \quad , \quad B_{km}^* = d(f_m)/d(x_k^*) \quad (B.7)$$

ergibt sich damit

$$0 = dM/d(\alpha_m) = 2f_m \quad , \quad (B.8a)$$

$$0 = dM/d(x_i) = \sum_m 2B_{im}\alpha_m + \sum_j 2G_{ij}c_j \quad , \quad (B.8b)$$

$$0 = dM/d(x_k^*) = \sum_m 2B_{km}^*\alpha_m + \sum_l 2G_{kl}^*c_l^* \quad . \quad (B.8c)$$

Die zu B_{im}, B_{km}^* transponierten Matrizen werden im folgenden mit $B_{im}^T = B_{mi}, B_{km}^{*T} = B_{mk}^*$ bezeichnet.

B.2. DIE ANPASSUNG DER SPURPARAMETER

Entwickelt man (B.8a) um eine 'Testlösung' (x_{0i}, x_{0k}^*) , so erhält man

$$0 = f_m(x_0, x_0^*) + \sum_i B_{mi}^T(x_0, x_0^*)(c_i - c_{0i}) + \sum_k B_{mk}^{*T}(x_0, x_0^*)(c_k^* - c_{0k}^*) \quad , \quad (B.9)$$

mit $c_{0i} = x_{0i} - a_i, c_{0k}^* = x_{0k}^* - a_k^*$.

Unter Verwendung der Definition

$$r_m = \sum_i B_{mi}^T(x_0, x_0^*)c_{0i} + \sum_k B_{mk}^{*T}(x_0, x_0^*)c_{0k}^* - f_m(x_0, x_0^*) \quad (B.10)$$

ergibt sich aus (B.9)

$$r_m = \sum_i B_{mi}^T(x_0, x_0^*)c_i + \sum_k B_{mk}^{*T}(x_0, x_0^*)c_k^* \quad (B.11)$$

Mit der Definition der Matrix H_{mn} nach

$$H_{mn} = \sum_{ij} B_{mi}^T G_{ij}^{-1} B_{jn} \quad (B.12)$$

lassen sich die Vektoren α_n und c_l^* mit Hilfe der Gleichungen

$$\begin{aligned} - \sum_n H_{mn}\alpha_n + \sum_l B_{ml}^{*T}c_l^* &= r_m \\ \sum_n B_{kn}^*\alpha_n + \sum_l G_{kl}^*c_l^* &= 0 \quad , \end{aligned} \quad (B.13)$$

oder in Matrixform geschrieben nach

$$K \begin{pmatrix} \alpha \\ c^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ 0 \end{pmatrix} \quad (B.13'a)$$

mit

$$K = \begin{pmatrix} -H & B^{*T} \\ B^* & G^* \end{pmatrix} \quad (B.13'b)$$

ermitteln.

c_i läßt sich durch

$$c_i = - \sum_{jm} G_{ij}^{-1} B_{jm} \alpha_m \quad (B.14)$$

und χ^2 durch

$$\chi^2 = - \sum_m \alpha_m^T r_m \quad (B.15)$$

berechnen; α_m^T bezeichnet den zu α_m transponierten Vektor.

Die Gleichungen (B.10) und (B.12-15) erlauben die Aufstellung einer iterativen Vorschrift zum Auffinden des Minimums von χ^2 . In jedem Iterationsschritt werden die Größen f_m , B_{im} und B_{km}^* an den neuen Werten (c_i, c_k^*) berechnet. Damit werden die Größen $r_m, H_{mn}, \alpha_n, c_i^*$ nach (B.10), (B.12-13) und schließlich nach (B.14) die Werte von c_i für den nächsten Iterationsschritt bestimmt.

Das Verfahren konvergiert, wenn die Summe aus den Absolutbeträgen der Zwangsbedingungen genügend klein wird (die Bedingungen $f_m = 0$ müssen erfüllt sein) und wenn die Variation von χ^2 ebenfalls genügend klein ist, da χ^2 einen Minimalwert annehmen muß. Sind diese Bedingungen erfüllt, so ergeben die Werte von c_i, c_k^* aus dem letzten Iterationsschritt die gewünschte Lösung für die angepaßten Spurparameter ($x_i = a_i + c_i, x_k^* = a_k^* + c_k^*$).

Um die Fehlermatrix für die angepaßten Spurparameter zu erhalten, muß die zu K inverse Matrix I nach

$$I = K^{-1} = \begin{pmatrix} W & V^T \\ V & U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -H & B^{*T} \\ B^* & G^* \end{pmatrix}^{-1} \quad (B.16)$$

gebildet werden; V^T ist die zu V transponierte Matrix. Die Fehlermatrix E_{ij} für die angepaßten gemessenen Spurparameter ist damit in Matrixschreibweise durch

$$E = G^{-1} + G^{-1} B W B^T G^{-1} \quad (B.17)$$

und die Fehlermatrix E_{kl}^* für die ungemessenen Spurparameter des auslaufenden Protons in γ -Konversionen durch

$$E_{kl}^* = U_{kl} \quad (B.18)$$

gegeben.

B.3. DIE METHODE DER 3C-FITS FÜR DIE V^0 -VERTIZES

In die sog. '3C-Fits' für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Hypothesen ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$), ($\Lambda \rightarrow p \pi^-$), ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$) und ($\gamma(+p) \rightarrow e^+ e^- (+p')$) gehen die Spurparameter der beiden Zerfallsspuren und die Richtung des aus den Koordinaten von Primär- und V^0 -Vertex berechneten neutralen Teilchens zusammen mit den zugehörigen Fehlermatrizen ein.

Für die Spurparameter wurde in den Anpassungen eine Darstellung der Form (ϕ, s, k) gewählt, die durch

$$\begin{aligned} \phi &= \arctan(p_y/p_x) \quad , \\ s &= p_z/p_{xy} \quad , \quad \text{mit} \quad p_{xy} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \\ k &= 1/p \cdot \sqrt{1 + s^2} \end{aligned} \quad (B.19)$$

gegeben ist.

Die Spurparameter (ϕ_1, s_1, k_1) und (ϕ_2, s_2, k_2) der beiden Zerfallsspuren wurden nach (B.19) und die Richtung (ϕ_0, s_0) des neutralen Teilchens aus den Koordinaten (x_p, y_p, z_p) bzw. (x_0, y_0, z_0) von Primär- bzw. V^0 -Vertex nach

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \arctan\left(\frac{y_0 - y_p}{x_0 - x_p}\right) \quad , \\ s_0 &= \frac{z_0 - z_p}{\sqrt{(x_0 - x_p)^2 + (y_0 - y_p)^2}} \end{aligned} \quad (B.20)$$

ermittelt.

Die Fehlermatrix G_{ij}^{-1} aus (B.1) für die gemessenen Parameter $(\phi_1, s_1, k_1, \phi_2, s_2, k_2, \phi_0, s_0)$ besteht aus einer (6×6) -Diagonalmatrix für die beiden Zerfallsspuren mit Berücksichtigung von Spur-Spur-Korrelationen und einer (2×2) -Diagonalmatrix für das neutrale Teilchen (s. Abb. B.1).

Unter Ausnutzung der Vierimpuls-Erhaltung kann ein 3-fach überbestimmtes Gleichungssystem aufgestellt werden mit 3 Zwangsbedingungen f_m ($m = 1 - 3$)* für die invariante Masse m_0 der Zerfallsspuren und die Richtung (ϕ_0, s_0) des neutralen Teilchens.

Für die Hypothesen $(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$, $(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$, $(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)$ ist die Zwangsbedingung f_1 für die invariante Masse m_0 von der Form

$$\begin{aligned} f_1 = m_0 - \left\{ m_1^2 + m_2^2 + \right. \\ \left. + 2\sqrt{m_1^2 + (1 + s_1^2)/k_1^2} \sqrt{m_2^2 + (1 + s_2^2)/k_2^2} - \right. \\ \left. - 2(s_1 s_2 + \sin\phi_1 \sin\phi_2 + \cos\phi_1 \cos\phi_2)/(k_1 k_2) \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (B.21a)$$

und für die γ -Konversions-Hypothese von der Form

$$\begin{aligned} f_1 = m_p + m_e^2/m_p - \sum_i^{N_{tr}} \sqrt{m_i^2 + p_i^2} + \\ + 1/m_p \sum_{i>j}^{N_{tr}} \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \sqrt{m_j^2 + p_j^2} - \\ - 1/m_p \sum_{i>j}^{N_{tr}} (p_{ix}p_{jx} + p_{iy}p_{jy} + p_{iz}p_{jz}) \end{aligned} \quad (B.21a')$$

Die Summe geht hier und in den folgenden Formeln über die Anzahl der auslaufenden Spuren N_{tr} (einschließlich des auslaufenden Protons für die γ -Konversions-Hypothese). m_p bzw. m_e bezeichnen die Proton- bzw. Elektronmasse, m_1 und m_2 die Massen der Zerfallsspuren im V^0 -Zerfall für die einzelnen Zerfallshypothesen und m_0 die Masse des neutralen Teilchens, die auf die Werte für die K_S^0 -, Λ - oder $\bar{\Lambda}$ -Masse festgesetzt wird.

Für die Zwangsbedingungen f_2, f_3 wurde die folgende Darstellung

$$f_2 = \sum_i^{N_{tr}} (p_{iy} - \tan\phi_0 p_{ix}) \quad , \quad (B.21b)$$

*)Daher die Bezeichnung '3C' für '3 Constraints'.

$$f_3 = \sum_i^{N_{tr}} (\sin \phi_0 p_{iz} - s_0 p_{iy}) \quad (B.21c)$$

gewählt.

ABBILDUNGEN ANHANG B

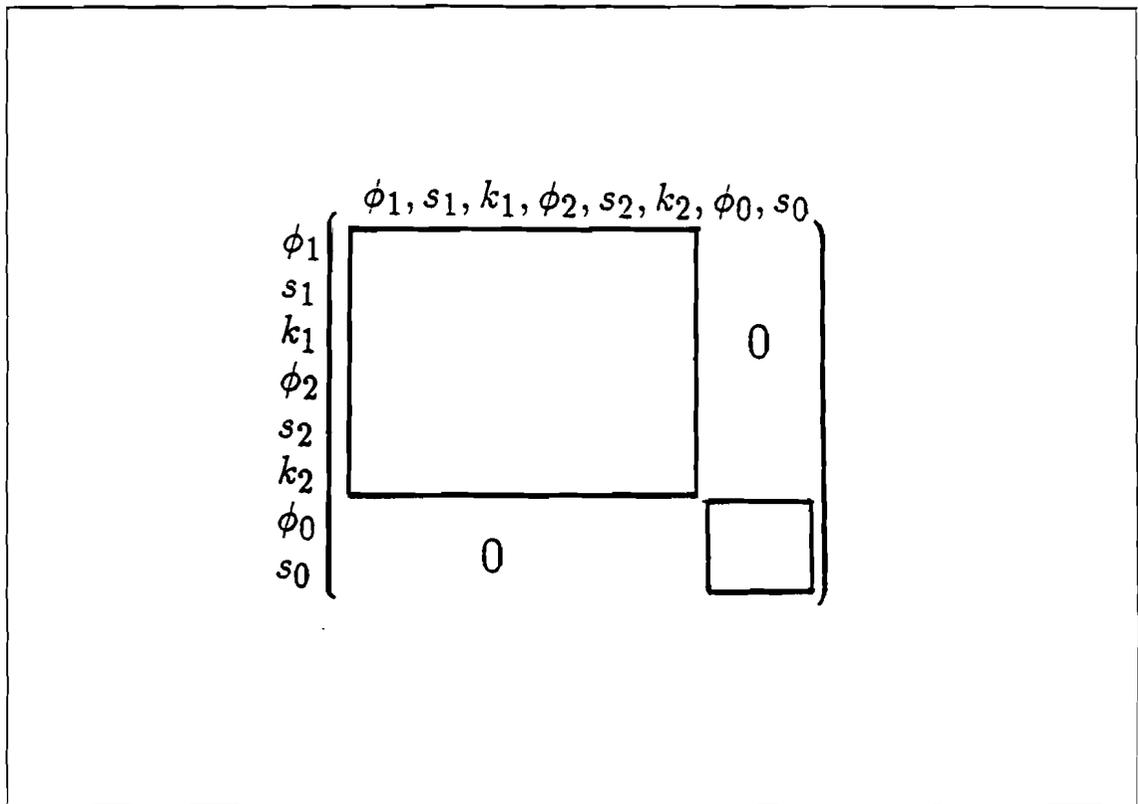


Abb. B.1: Die Fehlermatrix G_{ij}^{-1} für die Spurparameter im V^0 -Zerfall.

Anhang C: Die Berücksichtigung der Magnetfeld-Abhängigkeit für die Fehlermatrizen der Spuren im V^0 -Zerfall

Die Abhängigkeit der Impulskoordinaten einer Spur I an einem Ort \vec{r}_0 von einem dort herrschenden Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r}_0)$ läßt sich in der Form^[99]

$$(D_I)_{ij} = \frac{\delta p_{I,i}}{\delta r_{0,j}} = \frac{-\vec{B}(\vec{r}_0) \times \vec{p}_I)_i \cdot p_{I,j}}{|\vec{p}_I|^2} \quad (C.1)$$

darstellen. Die Matrix D_I ist in Einheiten von [GeV/cm] und das Magnetfeld B in Einheiten von [kG/(0.3 · 10⁻³)] mit dem durch die Ladung der Spur I bestimmten Vorzeichen gegeben. $(D_I)_{ij}$ bezeichnet die (3 × 3)-Matrix der Ableitungen der Impulskoordinaten $p_{I,i}$ ($i = x, y, z$) für die Spur I nach den Ortskoordinaten $r_{0,j}$ ($j = x, y, z$), \vec{r}_0 den Ortsvektor, \vec{p}_I den Impulsvektor der Spur I und \vec{B} den Vektor des magnetischen Feldes.

Im V^0 -Zerfall läßt sich damit die Abhängigkeit der Fehlermatrix G_{ij}^{-1} ($i, j = 1 - 6$) vom Magnetfeld \vec{B} für die in der Form $(y'_1, z'_1, 1/p_1, y'_2, z'_2, 1/p_2)$ dargestellten Spurparameter a_i, a_j der Zerfallsspuren $I = 1, 2$ in der Form

$$G^{-1'}_{ij} = G_{ij}^{-1} + \sum_{klmn} \frac{\delta a_i}{\delta p_k} \frac{\delta p_k}{\delta r_{0,l}} \frac{\delta a_j}{\delta p_m} \frac{\delta p_m}{\delta r_{0,n}} d(r_{0,l}, r_{0,n}) \quad (C.2)$$

berücksichtigen.

$G^{-1'}_{ij}$ beschreibt die modifizierte Fehlermatrix, $\delta a_i/\delta p_k$ die Transformationsmatrix der Spurparameter a_i zu den Impulskoordinaten $p_k = (p_{1,x}, p_{1,y}, p_{1,z}, p_{2,x}, p_{2,y}, p_{2,z})$, und $d(r_{0,l}, r_{0,n})$, ($l, n = x, y, z$) bezeichnet die (3 × 3)-Fehlermatrix der Koordinaten des rekonstruierten V^0 -Vertex. Die (6 × 3)-Matrix $\delta p_i/\delta r_{0,j}$, ($i = 1 - 6$), ($j = x, y, z$) besitzt die Form

$$\frac{\delta p_i}{\delta r_{0,j}} = \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \end{pmatrix} \quad (C.3)$$

mit den nach (C.1) gegebenen Matrizen D_I für beide Zerfallsspuren $I = 1, 2$.

Nach den Modifikationen (C.1-3) besitzt die Fehlermatrix $G^{-1'}$ die Gestalt

$$G^{-1'} = \begin{pmatrix} A & C \\ C^T & B \end{pmatrix} \quad (C.4)$$

mit den (3 × 3)-Matrizen A, B, C und der zu C transponierten Matrix C^T . Die Matrix C beschreibt Spur-Spur-Korrelationen zwischen den Zerfallsspuren 1 und 2, die aufgrund der Berücksichtigung der Magnetfeld-Abhängigkeit auftreten.

LITERATURVERZEICHNIS

1. E.D.Bloom et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969)
2. M.Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969)
3. F.E.Close, Rep. Prog. Phys. **42**, 1285 (1979)
4. A.Bodek et al., Phys. Rev. **D20**, 1471 (1979)
5. J.J.Aubert et al., Nucl. Phys. **B259**, 189 (1985)
6. A.C.Benvenuti et al., Phys. Lett. **B223**, 485 (1989)
7. R.D.Field, R.P.Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1 (1978)
8. G.Ingelman, Dokumentation LEPTO5.2, DESY, Hamburg, Juli 1987
9. T.Sjöstrand, LU TP 85-10, Universität Lund, 1985
10. J.D.Bjorken, Phys. Rev. **179**, 1547 (1969)
11. D.H.Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley, 1987
12. Particle Data Group, Phys. Rev. **D45/II** (1992)
13. C.G.Callan, D.J.Gross, Phys. Rev. Lett. **21**, 311 (1968)
14. R.P.Feynman, Proc. of the 3rd Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, S. 237, Stonybrook, New York, 1969
15. G.Miller et al., Phys. Rev. **D5**, 528 (1972)
16. D.B.MacFarlane et al., Z. Phys. **C26**, 1 (1984)
17. F.Bergsma et al., Phys. Lett. **B123**, 269 (1983)
18. A.Altarelli, G.Martinelli, Phys. Lett. **B76**, 89 (1978)
19. A.C.Benvenuti et al., Phys. Lett. **B237**, 592 (1990)
20. A.Altarelli, G.Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977)
21. Y.L.Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **73**, 1216 (1977)
22. M.R.Adams et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1026 (1992)
23. L.W.Mo, Y.S.Tsai, Rev. Mod. Phys. **41**, 205 (1969)
24. Y.S.Tsai, SLAC-PUB-848 (1971)
25. N.Pavel, Dissertation, Universität Wuppertal, 1989; EMC Internal Report EMC/88/2
26. J.Drees, WU-B78-16, Wuppertal, April 1978; Z. Phys. **C10**, 101 (1981)
27. R.Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 231 (1957)
28. R.Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28**, 214 (1956)
29. I.Sick, Nucl. Phys. **A218**, 509 (1974)
30. S.Stein et al., Phys. Rev. **D12**, 1884 (1975)
31. J.H.Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
32. K.Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**, 1 (1976)
33. K.Kleinknecht, Proc. XXIV Int. Conf. on High Energy Physics, S. 98, München, August 1988
34. H.Burkhardt et al., Phys. Lett. **B206**, 169 (1988)

35. J.R.Patterson et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 1491 (1990)
36. M.Kobayashi, T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
37. E.G.Rowe, E.J.Squires, Rep. Prog. Phys. **32**, 273 (1969)
38. J.D.Barrow, Surveys in High En. Phys. **1**, 182 (1980)
39. I.I.Bigi, A.I.Sanda, Phys. Rev. **D29**, 1393 (1984); H.Albrecht et al., Phys. Lett. **B192**, 245 (1987)
40. W.Braunschweig et al., Z. Phys. **C36**, 349 (1987)
41. H.J.Behrend et al., Phys. Lett. **B183**, 400 (1987)
42. W.Bartel et al., Z. Phys. **C33**, 23 (1986)
43. T.Sjöstrand, Int. Journ. of Mod. Phys. **A3**, 751 (1988)
44. B.R.Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36**, 253 (1986)
45. I.G.Knowles, Nucl. Phys. **B310**, 571 (1988)
46. G.Marchesini, B.R.Webber, Nucl. Phys. **B310**, 461 (1988)
47. J.Chyla, D.Hantke, Vorträge HERA Workshop WG10: Monte Carlo Generators, DESY, Hamburg, 1991; N.Magnussen et al., Proc. of the Workshop Physics at HERA, Vol. 3, Monte Carlo Generators, S. 1167, DESY, Hamburg, 1991
48. G.Gustafson, Phys. Lett. **B175**, 453 (1986); B.Andersson et al., Z. Phys. **C43**, 625 (1989)
49. L.Lönnblad, Dokumentation ARIADNE Version 4, DESY 92-046; Proc. of the Workshop Physics at HERA, Vol. 3, Monte Carlo Generators, S. 1440, DESY, Hamburg, 1991
50. Proc. of the Workshop Physics at HERA, Vol. 1-3, DESY, Hamburg, 1991
51. M.Bengtsson et al., DESY 87-097, LU TP 87-11, August 1987
52. B.Andersson et al., Phys. Rep. **97**, 31 (1983)
53. M.R.Adams et al., Nucl. Inst. and Meth. **A291**, 533 (1990)
54. K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992
55. J.P.Albanese et al., Nucl. Inst. and Meth. **212**, 111 (1983)
56. W.R.Francis, T.B.W.Kirk, Phys. Rep. **54**, 307 (1979)
57. A.Malensek, J.Morfin, FNAL Internal Report TM-1193, 1983
58. V.Eckardt, Dissertation, Universität Hamburg, 1972
59. H.J.Gebauer, E665 Internal Report, VS012 MU001, 1986
60. M.de Palma et al., Nucl. Inst. and Meth. **217**, 135 (1983)
61. A.Bhatti et al., E665 Internal Report, UW016 FS011, 1986
62. T.Kirk et al., E665 Internal Report, FL027 FS010, 1985
63. S.Aid et al., 1985 FNAL Gas Sampling Calorimetry Workshop
64. H.J.Trost, E665 Internal Report, BT046
65. D.Hantke, E665 Internal Report

66. S.Söldner-Rembold, Dissertation, TU München, 1992; MPI-PhE/92-17, Oktober 1992
67. *ZEBRA*-Manual Version 3.53, Long-Write-up, CERN Computer Centre
68. M.H.Schmitt, Dissertation, Harvard-Universität, Oktober 1991
69. J.J.Ryan, Dissertation, Massachusetts Inst. of Technology, Februar 1991
70. A.F.Salvarani, Dissertation, Univ. of California, San Diego, 1991; A.F.Salvarani, E665 Internal Report, SW040, August 1986
71. J.H.Potter, Handbook of the Engineering Sciences, Vol. II, D.Van Nostrand, 1967
72. P.L.Anthony, Dissertation, Massachusetts Inst. of Technology, September 1990; E665 Internal Report, STO149, Februar 1989
73. A.Bhatti, W.Wittek, S.Wolbers, The E665 Vertex Processor, E665 Internal Report, August 1990
74. W.Wittek, E665 Internal Report, SW046
75. W.Wittek, E665 Internal Report, SW123
76. D.Hantke, S.Söldner-Rembold, A.Röser, E665 Internal Report, München, März 1989
77. G.Ingelman, T.Sjöstrand, LU TP 80-12, Universität Lund, Oktober 1980; T.Sjöstrand, LU TP 82-3, Universität Lund, März 1982
78. U.Ecker, Dissertation, Universität Wuppertal, 1991
79. R.Brun et al., GEANT3 Manual, CERN DD/EE/84-1, September 1987
80. O.I.Dahl et al., Group A programming note, Lawrence Radiation Lab, S. 126, 1968
81. S.Magill, Dissertation, Univ. of Illinois at Chicago, Chicago, 1990
82. M.Arneodo et al., Z. Phys. C34, 283 (1987)
83. G.T.Jones et al., MPI-PhE/92-11, August 1992, wird veröffentlicht in Z. Phys. C
84. S.Willocq et al., Z. Phys. C53, 207 (1992)
85. N.J.Baker et al., Phys. Rev. D34, 1251 (1986)
86. J.D.Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1964)
87. W.Wittek et al., Z. Phys. C44, 175 (1989)
88. G.T.Jones et al., Z. Phys. C51, 11 (1991)
89. N.Schmitz, Hadron production in high energy collisions of leptons with nucleons and nuclei, Intern. J. Mod. Phys. A3, 1997 (1988); MPI-PAE/Exp.El. 180, München, Mai 1987
90. N.Schmitz, New results on hadron production in lepton-nucleon and lepton-nucleus scattering, Proc. 18th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, S. 657, Tashkent, UDSSR, 1987; MPI-PAE/Exp.El. 186, München, Oktober 1987
91. M.Berggren et al., Z. Phys. C50, 427 (1991)
92. N.Brook, G.Ingelman, L.Lönnblad, TSL/ISV-92-0061, März 1992; Proc. of the Workshop Physics at HERA, Vol. 1, S. 275, DESY, Hamburg, 1991
93. G.T.Jones et al., Z. Phys. C27, 43 (1985)
94. W.Bartel et al., Z. Phys. C20, 187 (1983)

95. M.Derrick et al., Phys. Rev. **D35**, 2639 (1987)
96. M.Althoff et al., Z. Phys. **C27**, 27 (1985)
97. R.Boeck, CERN 60-30, 1960
98. D.Hantke, Fitting V^0 s with SQUAW, E665 Internal Report, 1991
99. W.Witteck, E665 Internal Report, SW089

Danksagung

Herrn Prof. Norbert Schmitz möchte ich danken für die Themenstellung und die Ermöglichung eines längeren USA-Aufenthalts zur Einarbeitung in das E665-Experiment. Den Mitgliedern der E665-Gruppe am Max-Planck-Institut, insbesondere Frau Brigitte Leupold, Frau Petra Strube und den Herren Dr. Michael Aderholz, Dr. Ivo Derado, Dr. Gabor Jancso, Andreas Manz, Dr. Stefan Söldner-Rembold, Miguel Vidal und Dr. Wolfgang Wittek gebührt mein Dank für ihre Unterstützung ebenso wie den Meß-Teams für die Auswertung der Streamerkammer-Daten.

Ganz herzlich danke ich meinem Betreuer, Herrn Dr. Wolfgang Wittek, für Rat und Hilfe bei der komplizierten Analyse der experimentellen Daten und das akkurate Korrekturlesen der Arbeit.

Herr Dr. Ulrich Katz aus der Neutrino-Gruppe am Max-Planck-Institut half mir durch interessante Vorschläge und Diskussionen bei der Auswertung und Interpretation der Resultate. Dem Leiter des Rechenzentrums, Herrn Manfred Reitberger, und den Systemprogrammierern Hans Kühlwein, Uwe Leupold und Reza Moghaddam danke ich für die Wartung der Computeranlage und der Laserdrucker und die sorgfältige Installation der verschiedenen Betriebssysteme.

Special thanks to Dr. Stephen Wolbers for making available the SQUAW-Fitting Code and for helpful discussions related to V^0 Analysis, and Dr. Vassili Papavassiliou for taking over a big deal of the Monte Carlo Production.

Ohne die aufopferungsvolle Arbeit aller am E665-Experiment beteiligten Personen wäre die vorliegende Analyse unmöglich gewesen — die hier nicht genannten Mitglieder des Experiments mögen Verständnis dafür haben, daß sie nicht alle namentlich aufgeführt wurden.

Last not least möchte ich mich auch bei den Sekretärinnen der Abteilung A am Max-Planck-Institut für Physik, Frau Edeltraud Haag und Frau Heidi Holtz ganz herzlich für Ihre Hilfsbereitschaft und freundliche Unterstützung bei diversen administrativen Angelegenheiten bedanken.

