Anhang D

Parametrisierungen des Pionflusses

In diesem Anhang wird ein Überblick über die verschiedenen Parametrisierungen des Pionflusses gegeben, die in der Literatur angegeben werden. Alle Parametrisierungen lassen sich in der folgenden Form schreiben [Lev95]:

$$f_{\pi/p}\left(x_\pi,\, t\right) = 3C_{\mathrm{CG}}^2 \frac{1}{4\pi} \frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} \frac{V\left(t\right)}{(t - m_\pi^2)^2}\, r\left(x_\pi\right) \left|F\left(x_\pi,\, t\right)\right|^2. \tag{D.1}$$

Dabei ist C_{CG} ein CLEBSCH–GORDAN–Koeffizient; es ist $3C_{\mathrm{CG}}^2 = 1$ für den Fluß von π^0–Mesonen aus dem Proton, 2 für π^+–Mesonen.

$g_{p\pi^0 p}$ ist die Pion–Proton–Kopplungskonstante für pseudoskalare Kopplung, mit dem Wert $\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} \approx 13.5$ (siehe Tabelle D.1). In manchen Arbeiten wird stattdessen die Kopplungskonstante $f_{p\pi^0 p}$ bzw. f_0 für pseudovektorielle Kopplung angegeben. Die Konstanten hängen über

$$\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} = \left(\frac{2m_p}{m_{\pi^+}}\right)^2 \frac{f_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} = \left(\frac{2m_p}{m_{\pi^+}}\right)^2 f_0^2 = 180.8\, f_0^2 \tag{D.2}$$

zusammen [Ber87].

$V\left(t\right)$ ist der Vertexfaktor, der von Spin und Parität des Endzustandes abhängt. Für die Reaktionen $p \to \pi^0 p,\ \pi^+ n$ ist [Koe96]

$$V\left(t\right) = -t + (m_N' - m_p)^2, \tag{D.3}$$

wobei $m_{N'}$ die Masse des entstehenden Nukleons $N' = p, n$ ist. Häufig wird der Term $(m_{N'} - m_p)^2$ vernachlässigt [Kop96, Lev95, Prz96, Hol96].

Der Term $1/(t - m_\pi^2)^2$ ist der Pion–Progagator.

Der Term $r\left(x_\pi\right)$ gibt die x_π–Abhängigkeit des Flußfaktors an. Im einfachsten Fall wird

$$r\left(x_\pi\right) = x_\pi \tag{D.4}$$

gesetzt [Prz96, Koe96, Hol96]. Bei größeren Werten von x_π bzw. t ist es nötig, das Pion zu REGGEisieren, was zu der Form

$$r\left(x_\pi\right) = x_\pi^{1-2\alpha'(t-m_\pi^2)} \tag{D.5}$$

[Prz96] führt, oder—bei Vernachlässigung der Pionmasse—zu

$$r(x_\pi) = x_\pi^{1-2\alpha'_\pi t} \tag{D.6}$$

[Kop96]. Dabei ist $\alpha'_\pi \approx 0.9\ldots 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$ die Steigung der Piontrajektorie.

$F(x_\pi, t)$ ist ein Formfaktor, der berücksichtigt, daß sich das Pion nicht auf der Massenschale befindet. Die Normierung ist grundsätzlich $F(x_\pi, t = m_\pi^2) = 1$. Eine Parametrisierung von $F(x_\pi, t)$ ist

$$F(t) = \exp\left(R_1^2[t - m_\pi^2]\right) \tag{D.7}$$

mit $R_1^2 = 0.3\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für ein REGGEisiertes Pion [Kop96] (der realistische Bereich von R_1^2 wird in [Kop96] als $0\ldots 2\,\mathrm{GeV}^{-2}$ angegeben, [Koe96] favorisiert $R_1^2 \approx 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$). Äquivalent ist die Schreibweise [Tho83]

$$F(t) = \exp\left(\lambda[t - m_\pi^2]/m_\pi^2\right), \tag{D.8}$$

der Autor gibt $\lambda \geq 0.039^{+0.012}_{-0.006}$ an. Dem entspricht in Gleichung D.7 ein $R_1^2 \geq 2.0\,\mathrm{GeV}^{-2}$, wobei [Tho83] ein nicht REGGEisiertes Pion annimmt, anders als [Kop96]. Eine andere Form ist

$$F(x_\pi, t) = \exp\left(\frac{R_{\pi N}^2}{2x_\pi}[t - m_\pi^2]\right) \tag{D.9}$$

mit $R_{\pi N} = 0.93\,\mathrm{GeV}^{-1}$ [Hol96], oder äquivalent

$$F(x_\pi, t) = \exp\left(\frac{1}{2\Lambda_{\pi N}^2 x_\pi}[t - m_\pi^2]\right) \tag{D.10}$$

mit $\Lambda_{\pi N} = 1.10\,\mathrm{GeV}$ [Prz96]. Eine weitere Parametrisierung erhält man bei Verwendung eines Monopolformfaktors

$$F(t) = \frac{1 - m_\pi^2/\Lambda^2}{1 - t/\Lambda^2} \tag{D.11}$$

Referenz	$g_{p\pi^0 p}^2/4\pi$
Messungen von $g_{p\pi^0 p}$	
STOKS et al. 93 [Sto93]	13.47 ± 0.11
KLOMP et al. 91 [Klo91]	13.58 ± 0.11
BERGERVOET et al. 90 [Ber90]	13.54 ± 0.12
BERGERVOET et al. 87 [Ber87]	13.11 ± 0.11
Messungen von $g_{p\pi^+ n}$	
ERICSON et al. 95 [Eri95]	14.62 ± 0.31
ARNDT et al. 94 [Arn94]	13.75 ± 0.15
KLOMP et al. 91 [Klo91]	13.40 ± 0.09
TIMMERMANS et al. 91 [Tim91]	13.60 ± 0.30
ARNDT et al. 90 [Arn90]	13.29 ± 0.27
KOCH und PIETARINEN 80 [Koc80]	14.28 ± 0.18

Tabelle D.1: Pion–Proton–Kopplungskonstanten

Wert der Pion–Proton–Kopplungskonstante $\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi}$. $\frac{g_{p\pi^+ n}^2}{4\pi}$ ist die entsprechende Kopplungskonstante für $\pi^\pm$–Austausch und ist so definiert, daß bei exakter Isospin–Symmetrie $\frac{g_{p\pi^0 p}^2}{4\pi} = \frac{g_{p\pi^+ n}^2}{4\pi}$ gelten müßte.

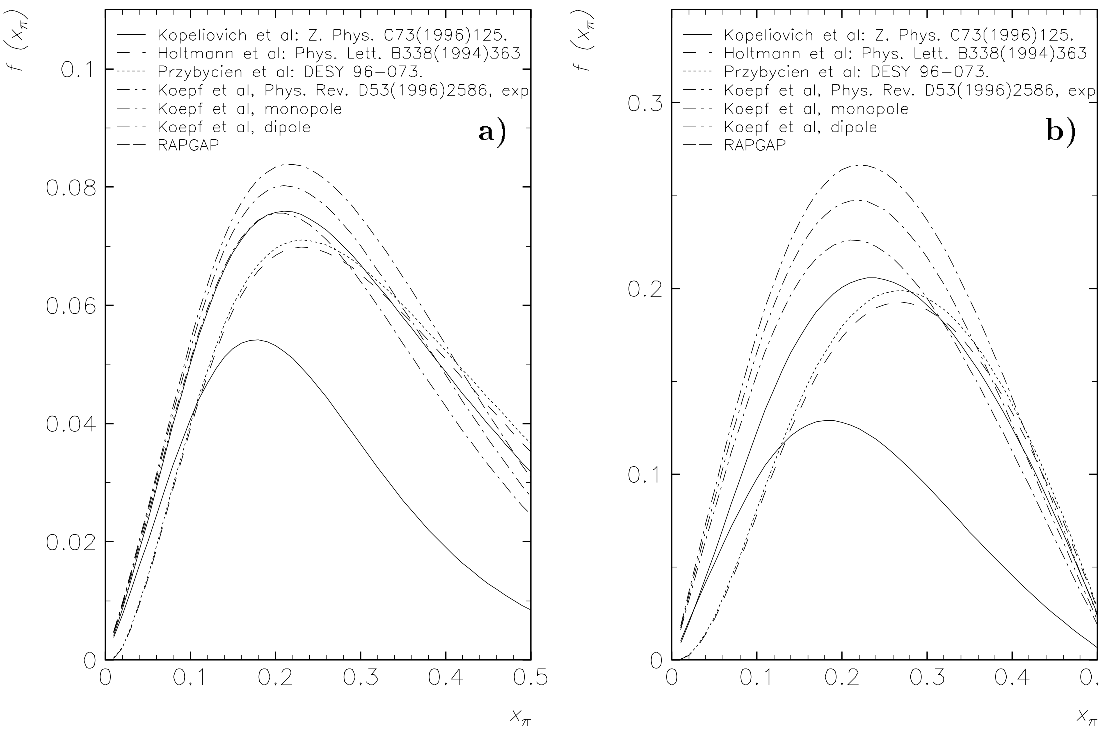


Abbildung D.1: Integral über t verschiedener Pionflüsse
a) Integral von t_{min} bis $t\,(p_\perp = 200\,\mathrm{MeV})$.
a) Integral von t_{min} bis $t = -0.5\,\mathrm{GeV}^2$.

[Fra89] mit $\Lambda \leq 0.5\,\mathrm{GeV}$. Der Dipolformfaktor schließlich ist durch

$$F\,(t) = \left(\frac{1 - m_\pi^2/\Lambda^2}{1 - t/\Lambda^2}\right)^2 \tag{D.12}$$

gegeben [Koe96].

D.1 Explizite Form der Pionflußfaktoren verschiedener Autoren

In diesem Abschnitt werden die Pionflußfaktoren verschiedener Autoren explizit angegeben; der Clebsch–Gordan–Koeffizient ist für π^0–Erzeugung angegeben, also $3C_{\mathrm{CG}}^2 = 1$.

Für diese Flußfaktoren ist in Tabelle D.2 der Wert $\langle f_{\pi^0/p}\,(x_\pi)\rangle$ des über t integrierten und über x_π gemittelten Flußfaktors angegeben:

$$\langle f_{\pi^0/p}\,(x_\pi)\rangle = \frac{1}{x_{\pi\mathrm{max}} - x_{\pi\mathrm{min}}} \int\limits_{x_\pi = x_{\pi\mathrm{min}}}^{x_{\pi\mathrm{max}}} \int\limits_{t=t_{\mathrm{max}}}^{t_{\mathrm{min}}} f_{\pi^0/p}\,(x_\pi, t)\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}x_\pi \tag{D.13}$$

mit

$$t_{\mathrm{max}} = t_{\mathrm{min}} - \frac{(0.2\,\mathrm{GeV})^2}{1 - x_\pi}. \tag{D.14}$$

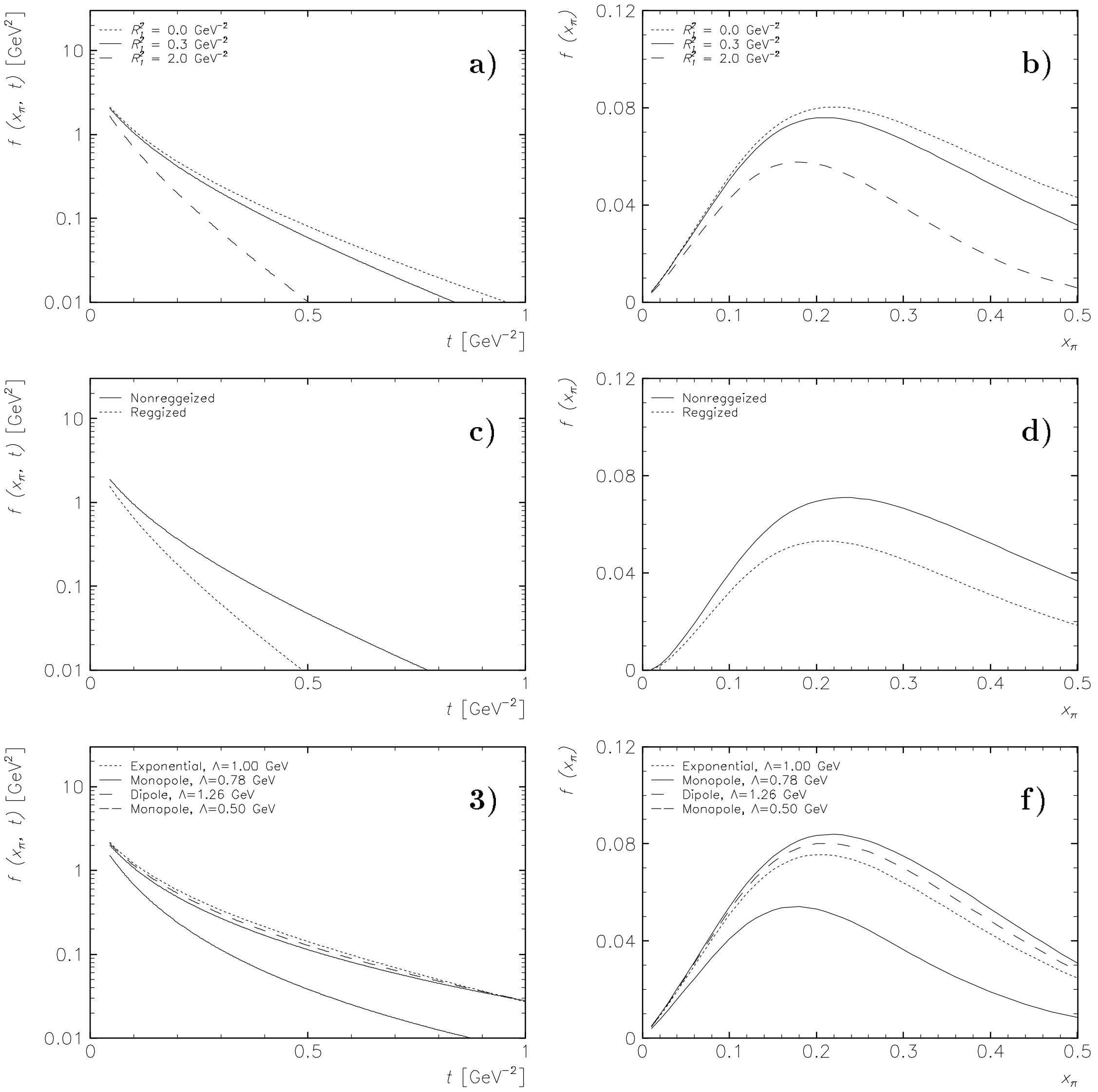


Abbildung D.2: Auswirkungen von Variationen des Pionflusses
links: t–Abhängigkeit bei $x_\pi = 0.2$
rechts: Integrierter Pionfluß für $t = t_{\min}$ bis $t\,(p_\perp = 200\,\mathrm{MeV})$
a, b) Fluß nach Kopeliovich et al., Gl. (D.15), bei Variation von R_1^2 zwischen 0 und $2\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Der empfohlenen Wert beträgt $R_1^2 = 0.3\,\mathrm{GeV}^{-2}$
c, d) Auswirkung der Reggeisierung auf den Fluß nach Przybycień et al., Gl. (D.17). Gepunktet ist die Reggeisierte Form, Standard ist die nicht Reggeisierte Form (durchgezogene Linie).
e, f) Auswirkung der Verwendung verschiedener Formfaktoren im Fluß nach Koepf et al, und Auswirkung der Verringerung des Abschneideparameters Λ_m von 0.78 auf 0.5 GeV (wie in RAPGAP verwendet).

Anmerkung: Nicht in allen Papieren wird konsequent zwischen $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}$ und $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}p_\perp^2}$ unterschieden, obwohl sich beide unterscheiden: es ist $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_\perp^2} = \frac{1}{1-x_\pi} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}$. In [Hol96, Prz96] wird dieser Faktor explizit aufgeführt (und hier weggelassen, da hier immer $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}$ angegeben wird). Der x_π–Bereich, über den gemittelt wird, entspricht den in der Analyse verwendeten Protonenergieintervallen. Der Unterschied zwischen dem gemittelten Fluß und dem Fluß in der Intervallmitte beträgt in allen Fällen weniger als 1 %. Außerdem sind in der Tabelle die Faktoren angegeben, um die sich der Pionfluß erhöht, wenn der t–Bereich bis $-5\,\mathrm{GeV}^2$ ausgedehnt wird.

Kopeliovich, Povh und Potashnikova

In [Kop96] wird folgender Fluß verwendet:

$$f_{\pi/p}\,(x_\pi,\,t) = \frac{1}{4\pi} \frac{g^2_{p\pi^0p}}{4\pi} \frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi^{1-2\alpha'_\pi t}\, \exp\left(2R_1^2[t-m_\pi^2]\right). \tag{D.15}$$

mit $R_1^2 = 0.3\,\mathrm{GeV}^{-2}$ und $\alpha'_\pi = 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Der realistische Bereich für R_1^2 wird als 0 bis $2\,\mathrm{GeV}^{-2}$ angegeben.

Holtmann et al.

[Hol96] gibt folgenden Flußfaktor an:

$$f_{\pi/p}\,(x_\pi,\,t) = \frac{1}{4\pi} \frac{g^2_{p\pi^0p}}{4\pi} \frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi\, \exp\left(\frac{R^2_{\pi N}}{x_\pi}[t-m_\pi^2]\right) \tag{D.16}$$

mit $R_{\pi N} = 0.93\,\mathrm{GeV}$.

Przybycień, Szczurek und Ingelman

[Prz96] gibt den gleichen Flußfaktor wie [Hol96] an, in leicht unterschiedlicher Notation:

Referenz	Mittlerer Pionfluß				Korrektur bis $t = -5\,\mathrm{GeV}^2$			
$x_\pi =$	0.122	0.171	0.220	0.268	0.122	0.171	0.220	0.268
[Kop96]	0.0594	0.0726	0.0755	0.0714	2.48	2.57	2.70	2.81
[Hol96]	0.0487	0.0638	0.0694	0.0681	2.13	2.39	2.63	2.81
[Prz96]	0.0495	0.0648	0.0705	0.0694	2.17	2.43	2.67	2.85
[Koe96], Exponential	0.0640	0.0793	0.0835	0.0799	3.19	3.15	3.18	3.18
[Koe96], Monopol	0.0598	0.0728	0.0749	0.0696	2.98	2.96	3.00	3.04
[Koe96], Dipol	0.0623	0.0765	0.0798	0.0753	3.09	3.06	3.09	3.11
RAPGAP	0.0470	0.0536	0.0508	0.0427	2.37	2.37	2.44	2.52

Tabelle D.2: Mittlerer Pionfluß
Wert des über x_π gemittelten Pionflusses für $t\,(p_\perp = 200\,\mathrm{MeV}) < t < t_{\mathrm{min}}$ für die einzelnen Protonenergiebereiche, sowie der Korrekturfaktor für die Extrapolation auf den t–Bereich $-5\,\mathrm{GeV}^2 < t < t_{\mathrm{min}}$.
Es ist jeweils über den Bereich $x_\pi \pm 0.0244$ um den angegebenen x_π–Wert herum gemittelt.

$$f_{\pi/p}\left(x_\pi,\, t\right) = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi\, \exp\left(\frac{1}{x_\pi \Lambda^2_{\pi N}}[t-m_\pi^2]\right) \tag{D.17}$$

mit $\Lambda_{\pi N} = 1.10\,\mathrm{GeV}$. In derselben Arbeit wird auch eine REGGEisierte Form

$$f_{\pi/p}\left(x_\pi,\, t\right) = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi^{2\alpha'_\pi(t-m_\pi^2)}\, \exp\left(\frac{1}{x_\pi \Lambda^2_{\pi N}}[t-m_\pi^2]\right) \tag{D.18}$$

angegeben, es wird aber kein anderer Formfaktor angegeben, so daß sich eine wesentlich steilere t–Abhängigkeit des Flußfaktors als bei anderen Parametrisierungen ergibt.

Koepf, Frankfurt und Strikman, Kumano, Thomas

In [Koe96] wird ein nicht REGGEisierter Fluss angegeben, mit der Form:

$$f_{\pi/p}\left(x_\pi,\, t\right) = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi\, \exp(2[t-m_\pi^2]/\Lambda_e^2) \tag{D.19}$$

mit $\Lambda_e = 1.0\,\mathrm{GeV}$. Der gleiche Flußfaktor wird auch in [Kum91a, Kum91b] verwendet. Statt des exponentiellen Formfaktors $F_\mathrm{e}\left(t\right) = \exp([t-m_\pi^2]/\Lambda_e^2)$ kann man nach Meinung der Autoren auch einen Monopolformfaktor $F_\mathrm{M}\left(t\right) = \frac{\Lambda_m^2 - m_\pi^2}{\Lambda_m^2 - t}$ oder einen Dipolformfaktor $F_\mathrm{D}\left(t\right) = \left(\frac{\Lambda_d^2 - m_\pi^2}{\Lambda_d^2 - t}\right)^2$ verwenden, mit der Relationen [Kum91a]

$$\Lambda_m \approx 0.62\Lambda_d \approx 0.78\Lambda_e. \tag{D.20}$$

In [Tho83] wird die Form

$$f_{\pi/p}\left(x_\pi,\, t\right) = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi\, \exp(2\lambda[t-m_\pi^2]/\mathrm{m}_\pi^2) \tag{D.21}$$

angegeben, mit $\lambda \geq 0.039^{+0.012}_{-0.006}$. Das entspricht in der Notation von Gl. D.19 einem Wert

$$\Lambda_e = \frac{sqrt\lambda}{m_\pi} \geq 1.41\,\mathrm{GeV}.$$

RAPGAP

Im Monte–Carlo–Generator RAPGAP wird wie in [Koe96] ein nicht REGGEisiertes Pion verwendet, mit einem Monopolformfaktor:

$$f_{\pi/p}\left(x_\pi,\, t\right) = \frac{1}{4\pi}\frac{g^2_{p\pi^0 p}}{4\pi}\frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2}\, x_\pi\, \left(\frac{1-m_\pi^2/\Lambda^2}{1-t/\Lambda^2}\right)^2 \tag{D.22}$$

und $\Lambda = 0.5\,\mathrm{GeV}$ [Fra89]. Der im Vergleich zu [Koe96] recht niedrige Parameter Λ (in [Koe96] wird $\Lambda \approx 0.78\,\mathrm{GeV}$ ermittelt) führt zu einem stärkeren Abfall des Formfaktors mit t und somit zu einer Unterdrückung des Pionflusses bei höheren x_π–Werten.

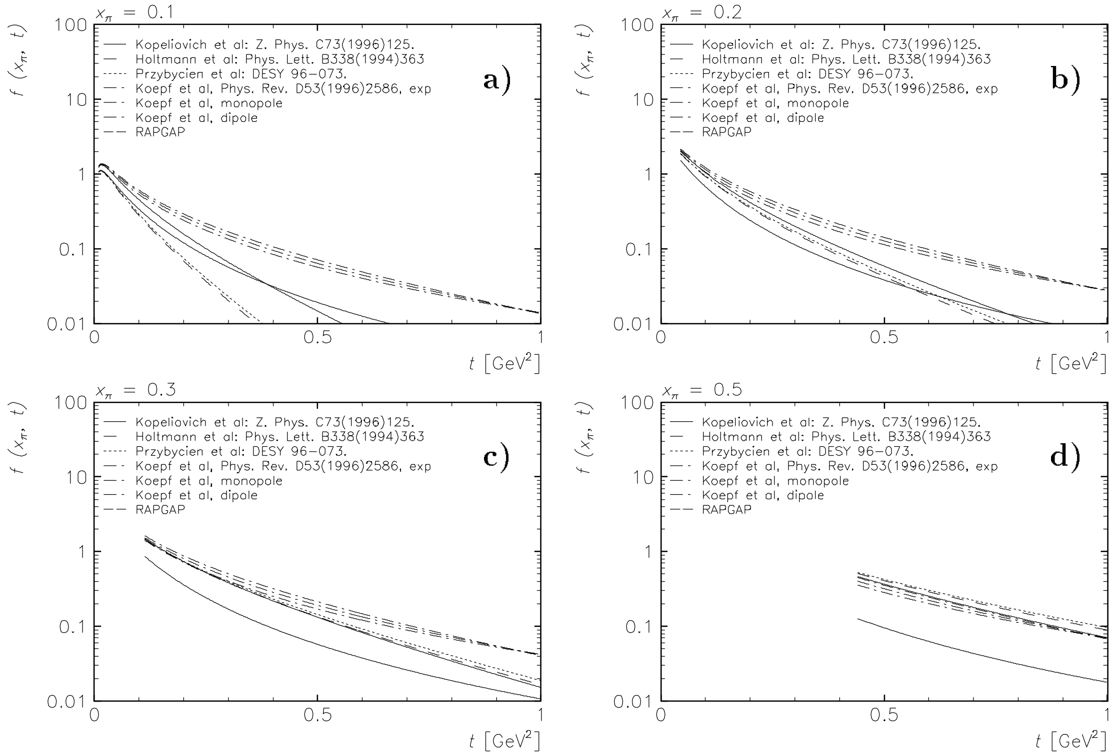


Abbildung D.3: t–Abhängigkeit verschiedener Pionflüsse
a) Bei $x_\pi = 0.1$ b) bei $x_\pi = 0.2$ c) Bei $x_\pi = 0.3$ b) bei $x_\pi = 0.5$

D.2 t–Abhängigkeit von $f_{\pi/p}$

Man kann den Pionfluß $f_{\pi/p}$ in einen von t abhängigen Teil und einen unabhängigen Teil aufspalten:

$$f_{\pi/p}\,(x_\pi,\,t) = \exp[B\,(x_\pi,\,t)\cdot(t - m_\pi^2)]\cdot f\,(x_\pi), \tag{D.23}$$

mit

$$B\,(x_\pi,\,t) = \frac{\mathrm{d}\,\ln f_{\pi/p}\,(x_\pi,\,t)}{\mathrm{d}\,t}. \tag{D.24}$$

Aus der Darstellung (D.1) des Pionflusses ergibt sich dann

$$\begin{aligned} B\,(x_\pi,\,t) &= \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}\ln\frac{V\,(t)}{(t-m_\pi^2)^2} + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}\ln r\,(x_\pi,\,t) + 2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}\ln F\,(x_\pi,\,t) && \text{(D.25)}\\ &= B_\mathrm{P}\,(t) + B_\mathrm{S}\,(x_\pi) + b_\mathrm{F}\,(x_\pi,\,t). && \text{(D.26)}\end{aligned}$$

B_P bezeichnet die t–Abhängigkeit des Popagators, B_S den *shrinkage*–Term und b_F den aus dem Formfaktor resultierende Anteil am Steigungsparameter.

Für den Propagatorterm erhält man mit $V\,(t) = -t$ den Ausdruck

$$B_\mathrm{P}\,(t) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}\ln\frac{-t}{(t-m_\pi^2)^2} = -\frac{t+m_\pi^2}{t(t-m_\pi^2)}. \tag{D.27}$$

Numerische Werte für B_P sind in Tabelle D.3 zusammengefaßt.

Für den *shrinkage*–Term

$$B_{\mathrm{S}}\,(x_\pi) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}\,\ln r\,(x_\pi,\,t) \tag{D.28}$$

erhält man im Fall nichtreggeisierter Pionen (Gl. D.4) $B_{\mathrm{S}} = 0$. Für reggeisierten Pionaustausch (Gl. D.5, D.6) ergibt sich

$$B_{\mathrm{S}}\,(x_\pi) = -2\alpha'_\pi\,\ln x_\pi. \tag{D.29}$$

Numerische Werte für B_{S} sind in Tabelle D.3 aufgeführt. Aufgrund dieses Beitrages zu B muß man darauf achten, Formfaktoren für reggeisierte und nichtreggeisierte Pionflüsse nicht zu mischen.

Alle Parametrisierungen des Formfaktors lassen sich darstellen als

$$|F\,(x_\pi,\,t)|^2 = \exp(b_{\mathrm{F}}\cdot[t-m_\pi^2]). \tag{D.30}$$

Dabei ergibt sich für die Parametrisierung (D.7)

$$b_{\mathrm{F}} = 2R_1^2 = 0.6\,\mathrm{GeV}^{-2} \tag{D.31}$$

(Bereich 0 bis $4\,\mathrm{GeV}^{-2}$), für (D.9) ergibt sich

$$b_{\mathrm{F}} = \frac{R_{\pi N}^2}{x_\pi}, \tag{D.32}$$

also $b_{\mathrm{F}} = 4.3\,\mathrm{GeV}^2$ bei $x_\pi = 0.2$, für (D.10) ist

$$b_{\mathrm{F}}\,(x_\pi) = \frac{1}{\Lambda_{\pi N}^2 x_\pi}, \tag{D.33}$$

also $b_{\mathrm{F}} = 4.1\,\mathrm{GeV}^2$ bei $x_\pi = 0.2$.

Daß der Monopolformfaktor (D.11) der Form

$$F\,(x_\pi,\,t) = \exp\left(\frac{b_{\mathrm{F}}}{2}[t-m_\pi^2]\right) \tag{D.34}$$

ähnlich ist, erkennt man aus der Reihenentwicklung

$$F\,(x_\pi,\,t) = \frac{1-\frac{b}{2}m_\pi^2+\left(\frac{b}{2}m_\pi^2\right)^2-\ldots}{1-\frac{b}{2}t+\left(\frac{b}{2}t\right)^2-\ldots}. \tag{D.35}$$

Man erhält aus

$$b_{\mathrm{F}} = 2\frac{\mathrm{d}\ln F\,(x_\pi,\,t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2}{\Lambda^2\,(1-t/\Lambda^2)} \tag{D.36}$$

für $\Lambda \leq 0.5\,\mathrm{GeV}$ den Wert $b_{\mathrm{F}} \geq 3.4\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei $t = t_{\mathrm{min}}\,(x_\pi = 0.2) = -0.044\,\mathrm{GeV}^2$. Für den Dipolformfaktor erhält man bei dem gleichen Λ den doppelten Wert.

x_π	t_{min} [GeV^2]	$t\,(p_\perp = 0.2\,\mathrm{GeV})$ [GeV^2]	$B_{\mathrm{P}}\,(t_{\mathrm{min}})$ [GeV^{-2}]	$B_{\mathrm{P}}\,(p_\perp = 0.2\,\mathrm{GeV})$ [GeV^{-2}]	$B_{\mathrm{P}}\,(t = -0.5\,\mathrm{GeV}^2)$ [GeV^{-2}]	B_{S} [GeV^{-2}]
0.1	−0.0098	−0.054	−30.5	9.2	1.86	4.6
0.2	−0.044	−0.094	9.5	7.2	1.86	3.2
0.3	−0.113	−0.170	6.4	4.7	1.86	2.4

Tabelle D.3: Werte von t_{min}, B_{P} und B_{S}
Aufgeführt sind die numerischen Werte von t_{min}, B_{P} und B_{S} für verschiedene Werte von x_π. Für die Berechnung von B_{S} wurde $\alpha'_\pi = 1\,\mathrm{GeV}^{-2}$ angenommen.

Andere Bezeichnungen für kinematische Größen

Statt des Impulsbruchteils x_π, den das Pion trägt, wird oft der Impulsbruchteil $1 - x_\pi$ des Nukleons benutzt. Dieser wird gewöhnlich mit z bezeichnet [Hol96, Kop96]. In [Lev95] dagegen bezeichnet z die Größe x_π selbst.

Wird statt t der Transversalimpuls $p_\perp$ des gestreuten Nukleons verwendet, so hat man [Koe96]

$$t = x_\pi m_p^2 - \frac{x_\pi m_N^2 + p_\perp^2}{1 - x_\pi}, \tag{D.37}$$

wobei m_N die Masse des gestreuten Nukleons ($N = p,\ n$) bezeichnet. Insbesondere ist

$$t = -\frac{x_\pi^2 m_p^2 + p_\perp^2}{1 - x_\pi}, \tag{D.38}$$

für den Fall $p \to p\pi^0$. In der Notation von [Hol96] gilt also

$$t = -\frac{(1 - z)^2 m_N^2 + p_\perp^2}{z}. \tag{D.39}$$

In [Hol96] wird noch die Größe M_{MB} verwendet, die die invariante Masse des Baryon–Meson–Systems bezeichnet. Hier ist $B = p,\ n$, und $M = \pi^0,\ \pi^+$. Es ist

$$M_{MB}^2\,(z,\, p_\perp^2) = \frac{m_B^2 + p_\perp^2}{z} + \frac{m_M^2 + p_\perp^2}{1 - z}. \tag{D.40}$$

Mit Gl. (D.39) erhält man daraus in der hier verwendeten Notation

$$m_N^2 - M_{MB}^2 = \frac{(t - m_\pi^2)^2}{x_\pi}. \tag{D.41}$$

Anhang E

Parametrisierungen der Pionstrukturfunktion

Es gibt eine Reihe von Parametrisierungen der Partondichten im geladenen Pion. Um zu überprüfen, inwieweit diese in der Lage sind, die beobachtete β, Q^2–Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(3)}$ wiederzugeben, wurden die Daten an die Form

$$F_2^{LP\,(3)}\left(\beta,\, Q^2,\, x_\pi\right) = f\left(x_\pi\right) \cdot F_2^{\pi^0}\left(\beta,\, Q^2\right) \tag{E.1}$$

angepaßt, wobei der Wert von $f\left(x_\pi\right)$ für die vier x_π–Werte einzeln angepaßt wurde. In einem auf Pionaustausch basierenden Modell erwartet man

$$f\left(x_\pi\right) = f_{\pi^0/p}\left(x_\pi\right),$$

die aus der Anpassung ermittelten Werte für $f\left(x_\pi\right)$ können also mit den theoretischen Werten für den Flußfaktor verglichen werden.

E.1 Berechnung von $F_2^{\pi^0}$ aus den Partondichten

Die numerischen Werte der Partondichten wurden mit dem Programmpaket PDFLIB [Plo96] ermittelt. Für einen gegebenen Wert von x (hier β) und Q^2 erhält man mit diesem Programm die Partondichten der einzelnen Quarksorten, wobei für u– und d–Quarks zwischen Valenzquark– $u_v\left(x\right)$, $d_v\left(x\right)$ und Seequarkanteil $u_s, \left(x\right)$, $d_s\left(x\right)$ unterschieden wird. Diese hängen folgendermaßen mit den Quark– und Antiquarkdichten im π^+ zusammen:

$$\begin{aligned} u_v\left(x\right) &= u^+\left(x\right) - \bar{u}^+\left(x\right) && \text{(E.2)}\\ u_s\left(x\right) &= \bar{u}^+\left(x\right) && \text{(E.3)}\\ d_v\left(x\right) &= \bar{d}^+\left(x\right) - d^+\left(x\right) && \text{(E.4)}\\ d_s\left(x\right) &= d^+\left(x\right). && \text{(E.5)} \end{aligned}$$

Der Wert von F_2 errechnet sich in führender Ordnung, sowie bei der Verwendung des DIS–Faktorisierungsschemas in allen Ordnungen α_s, folgendermaßen:

$$F_2\left(x,\, Q^2\right) = \sum_q e_q^2 \cdot x \cdot q\left(x\right), \tag{E.6}$$

wobei über alle Quark– und Antiquarksorten q summiert wird ($q = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}, b, \bar{b}$) und e_q die Ladung des (Anti)quarks in Einheiten der Elementarladung ist.

Alle in Parametrisiserungen der Partondichten beziehen sich auf geladene Pionen. Um zu den entsprechenden Partondichten des neutralen Pions zu gelangen, wird angenommen, daß aufgrund der Isospinsymmetrie gilt

$$
\begin{aligned}
u_v^0(x) = d_v^0(x) &= \frac{1}{2}[u_v^+(x) + d_v^+(x)] && \text{(E.7)}\\
u_s^0(x) = d_s^0(x) &= \frac{1}{2}[u_s^+(x) + d_s^+(x)]. && \text{(E.8)}
\end{aligned}
$$

In den in PDFLIB implementierten Parametrisiserungen wird angenommen, daß die Valenzquarkdichten von u und $\bar{d}$ gleich sind, ebenso die Seequarkkdichten von u, d, s, so daß sich auch die Valenzquarkdichten von geladenem und neutralem Pion nicht unterscheiden.

Die Quarkdichten erhält man dann als

$$
u(x) = \bar{u}(x) = d(x) = \bar{d}(x) = \frac{1}{2}u_v^0(x) + u_s^0(x) = \frac{1}{2}d_v^0(x) + d_s^0(x).
$$

Für $F_2^{\pi^0}$ erhält man den Ausdruck

$$
\begin{aligned}
F_2^{\pi^0}(x\,Q^2) &= \frac{4}{9}x\left[u^0(x) + \bar{u}^0(x) + c^0(x) + \bar{c}^0(x)\right] + \frac{1}{9}x\left[d^0(x) + \bar{d}^0(x) + s^0(x) + \bar{s}^0(x)\right] && \text{(E.9)}\\
&= \frac{4}{9}x\left[u_v^0(x) + 2u_s^0(x) + 2c_s^0(x)\right] + \frac{1}{9}x\left[d_v^0(x) + 2d_s^0(x) + 2s_s^0(x)\right] && \text{(E.10)}\\
&= \frac{4}{9}x\left[u_v^+(x) + 2u_s^+(x) + 2c_s^+(x)\right] + \frac{1}{9}x\left[d_v^+(x) + 2d_s^+(x) + 2s_s^+(x)\right] = F_2^{\pi^\pm}(x\,Q^2) && \text{(E.11)}
\end{aligned}
$$

wobei die letzte Gleichung nur im Fall $u_v^+(x) = d_v^+(x)$ und $u_s^+(x) = d_s^+(x)$ gilt.

E.1.1 Berechnung von F_2 im $\overline{\mathrm{MS}}$–Faktorisierungsschema

Im $\overline{\mathrm{MS}}$–Faktorisierungsschema ist der Zusammenhang zwischen den Partondichten für die Ordnung α_s^2 und der Strukturfunktion F_2 komplizierter als in in Gleichung E.6. Allgemein gilt [Ste95]:

$$
F_2(x,\,Q^2) = \sum_{f=q,\bar{q},g} \int_0^1 C_2^f\left(x/\xi,\,Q^2/\mu^2,\,\alpha_s(\mu^2)\right)\cdot f(\xi,\,\mu^2)\,\mathrm{d}\xi \tag{E.12}
$$

mit der Faktorisierungsskala μ^2 (die in der Regel gleich Q^2 gesetzt wird), den Partondichten $f(\xi,\,\mu^2)$ und den Wilson–Koeffizientenfunktionen C_2^f. Die Berechnung von F_2 für Partondichten, die im $\overline{MS}$-Schema gegeben sind, wird das Programm `mrsf2msb.f` verwendet [Sti96].

E.1.2 Parametrisierung von Owens

Owens [Owe84] benutzt die Daten zur Drell–Yan–produktion von Myonpaaren der NA3–Kollaboration [NA3-83a] und der E537–Kollaboration [Ana88], sowie die J/ψ–produktionsdaten von NA3 [NA3-83b] und der Omega–Kollaboration [Cor77], um die Partondichten im Pion bei $Q_0^2 = 4\,\mathrm{GeV}^2$ anzupassen. NA3 untersucht die DRELL–YAN–Produktion von Myonpaaren in $\pi^\pm N$–Streuung auf Platin im Bereich $x_{q/\pi} \gtrsim 0.2$.

Er benutzt für die Valenzquarkdichte $v\,(x)$ den Ansatz

$$x \cdot v\,(x) \propto x^a \cdot (1-x)^b$$

mit der Normierung

$$\int v\,(x)\,\mathrm{d}x = 1$$

und für die Gluondichte $g\,(x)$ sowie die Dichten der leichten Seequarks $s\,(x)$ und der *charm*–Seequarks $c\,(x)$

$$x \cdot g\,(x),\;\; x \cdot s\,(x),\;\; x \cdot c\,(x) A x^a \cdot (1-x)^b \cdot (1 + \gamma_1 x + \gamma_2 x^2),$$

wobei die Parameter A, a, b, γ_1 und γ_2 für die Gluonen, leichten und *charm*–Seequarks getrennt angepaßt werden. Die Partondichten werden dann gemäß den ALTARELLI–PARISI–Gleichungen in Q^2 entwickelt. Es werden zwei Parametersätze angegeben, als OW–P 1 und 2 bezeichnet, die sich aus der Verwendung verschiedener Werte von Λ_{QCD} ergeben. Die Partondichte ist für Matrixelemente führender Ordnung α_s berechnet. Das Ergebnis der Anpassung von $F_2^{LP\,(3)}$ an OW–P 1 ist in Abbildung E.1 gezeigt, in Tabelle E.1 sind die angepaßten Koeffizienten angegeben. Die Anpassung wurde nur für die 36 Datenpunkte mit $Q^2 > Q_0^2$ durchgeführt.

E.1.3 Parametrisierung von Aurenche et al.

AURENCHE und Mitarbeiter [Aur89] benutzen die Daten für prompte Produktion von Photonen WA70–Kollaboration [WA70-88a, WA70-88b] und des NA24–Experimentes [NA24-87b] für ihre Analyse, Daten der DRELL–YAN–Experimente NA3 [NA3-83a], NA10 [NA10-85b], E537 [Ana88], E615 [Con89], Daten zur J/ψ–Produktion von NA3 [NA3-83b] und WA11 [WA11-83] und zur Υ–Produktion vonNA10 [NA10-86].

E.2 Einzelne Parametrisierungen

E.2.1 Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt

GLÜCK, REYA und VOGT [Glu92]

Sie benutzen die Form der Valenzquarkdichte von scshape Aurenche et al. [Aur89] Sie vergleichen ihre Parametrisiserung mit den DRELL–YAN–Daten von NA3 [NA3-83a], NA10 [NA10-85a, NA10-85b][NA10-85c, NA10-86], NA24 [NA24-87a], E537 [Ana88], E615 [Con89], den Daten zur Produktion prompter Photonen von WA70 [WA70-88a] und NA24 [NA24-87b], und den Daten zur Υ–Produktion von NA10 [NA10-85c, NA10-86].

E.2.2 Parametrisierung von Sutton, Martin, Roberts und Stirling

[Sut92]

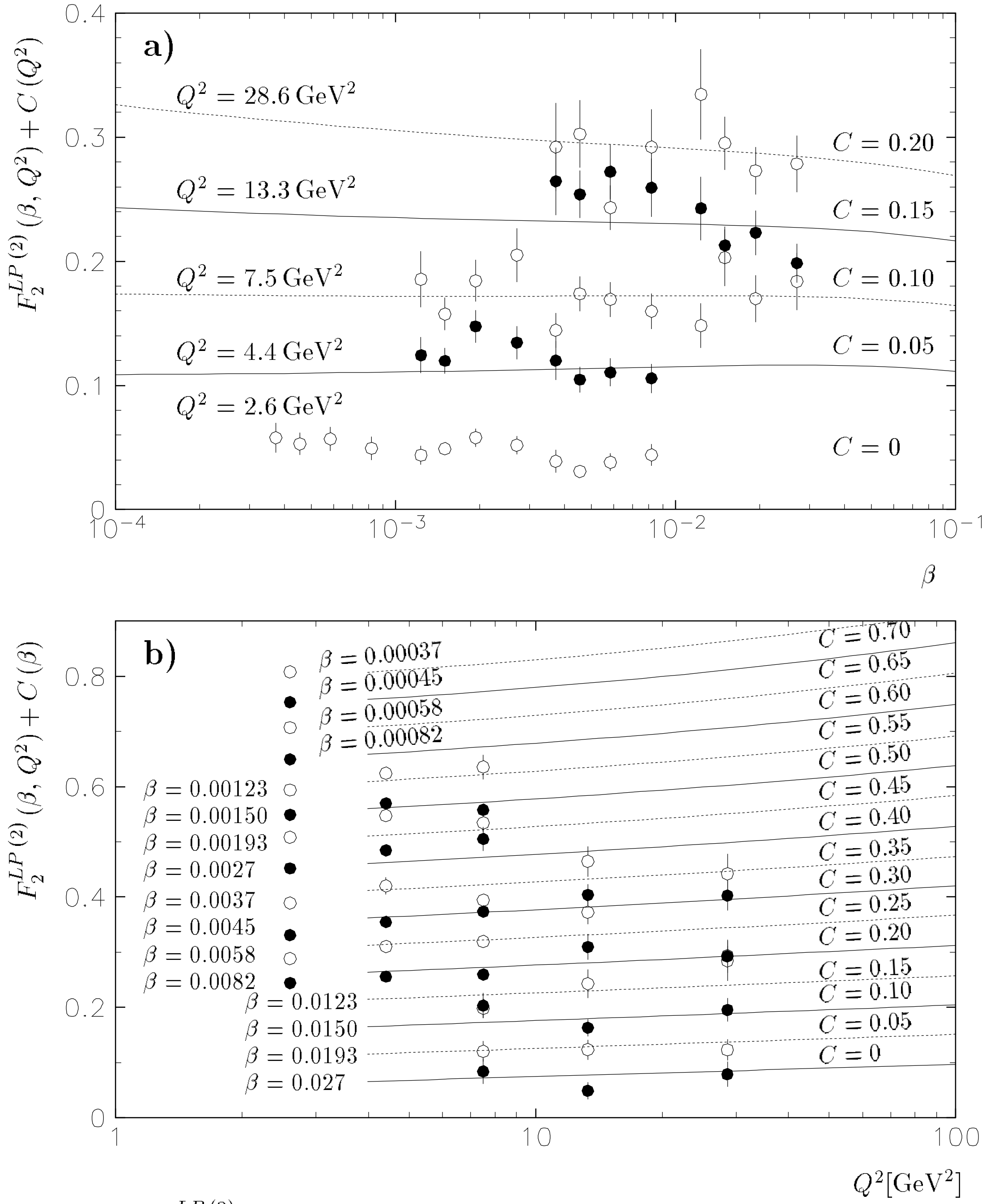
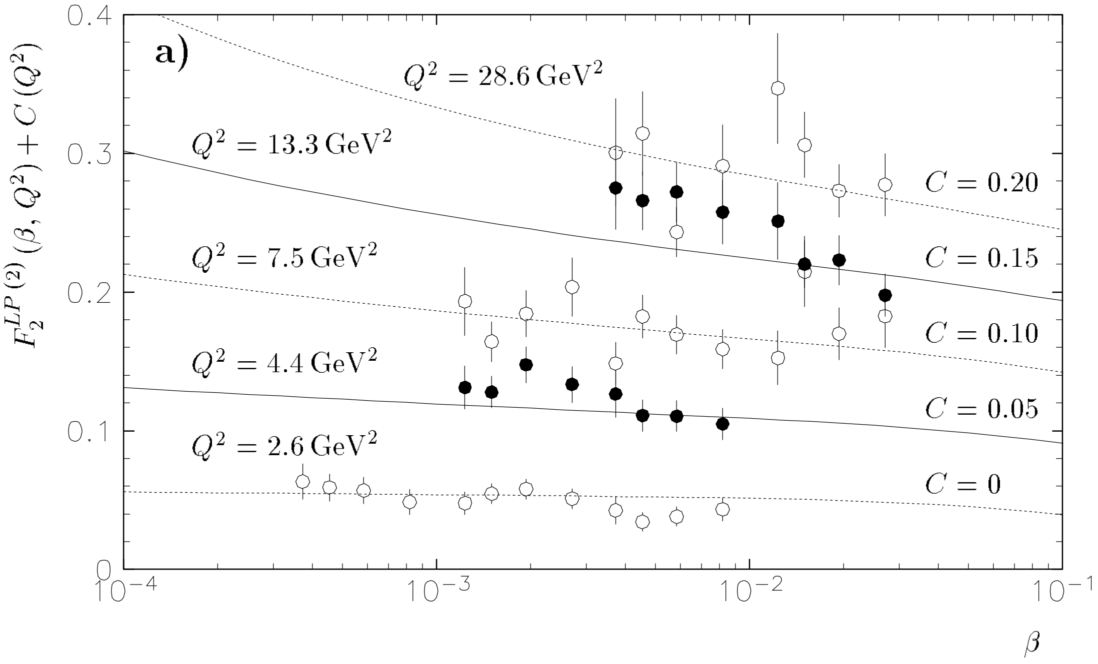


Abbildung E.1: $F_2^{LP\,(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathbb{P}})$
a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\, Q^2)$ von β.
b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\, Q^2)$ von Q^2.
Die Kurven zeigen die Pionstrukturfunktion $F_2^{\pi}(\beta,\, Q^2)$ in der Parametrisierung OW–P 1, skaliert mit 0.248.
Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.
Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1 \ldots 4$ sind mit f_3/f_j skaliert, um sie vergleichbar zu machen (siehe Text).



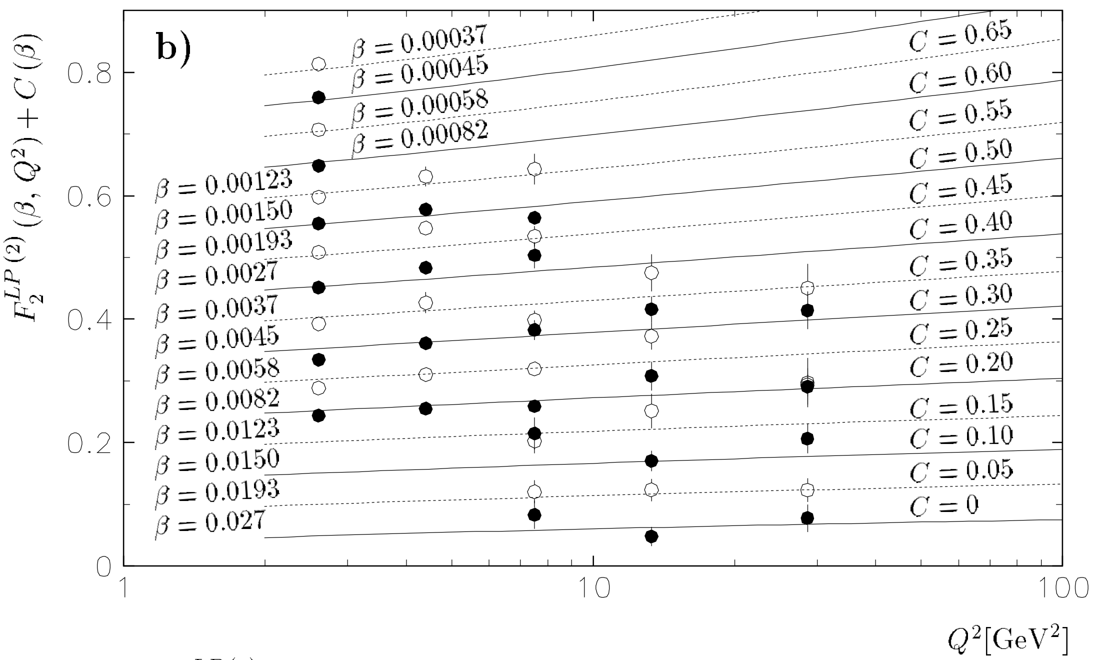


Abbildung E.2: $F_2^{LP\,(3)}(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$

a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von β.

b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von Q^2.

Die Kurven zeigen die Pionstrukturfunktion $F_2^{\pi}(\beta,\,Q^2)$ in der Parametrisierung ABFKW–P 1, skaliert mit 0.169.

Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.

Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1 \ldots 4$ sind mit f_3/f_j skaliert, um sie vergleichbar zu machen (siehe Text).

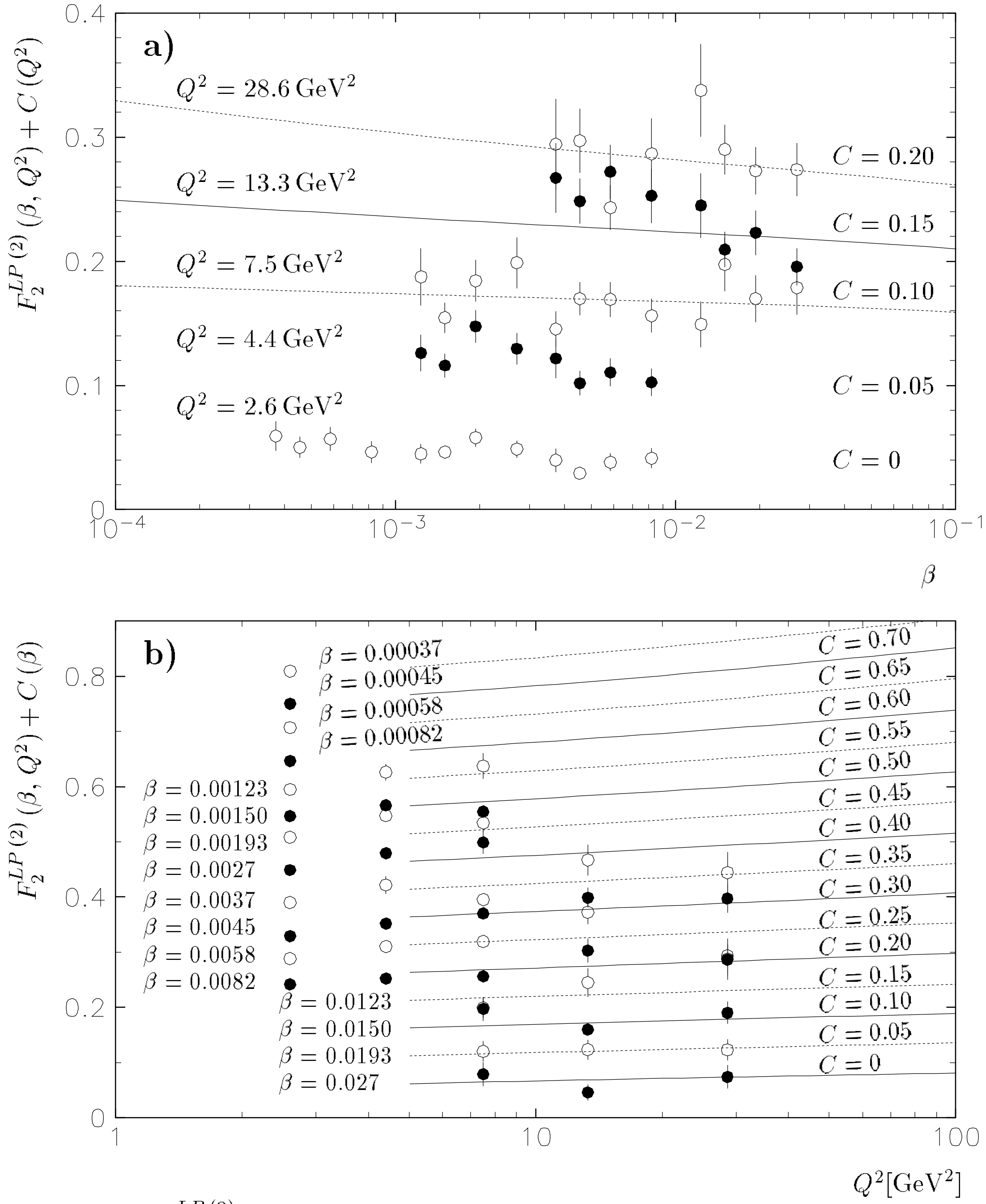


Abbildung E.3: $F_2^{LP\,(3)}(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$
a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von β.
b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von Q^2.
Die Kurven zeigen die Pionstrukturfunktion $F_2^{\pi}(\beta,\,Q^2)$ in der Parametrisierung SMRS–P3, skaliert mit 0.211.
Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.
Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1 \ldots 4$ sind mit f_3/f_j skaliert, um sie vergleichbar zu machen (siehe Text).

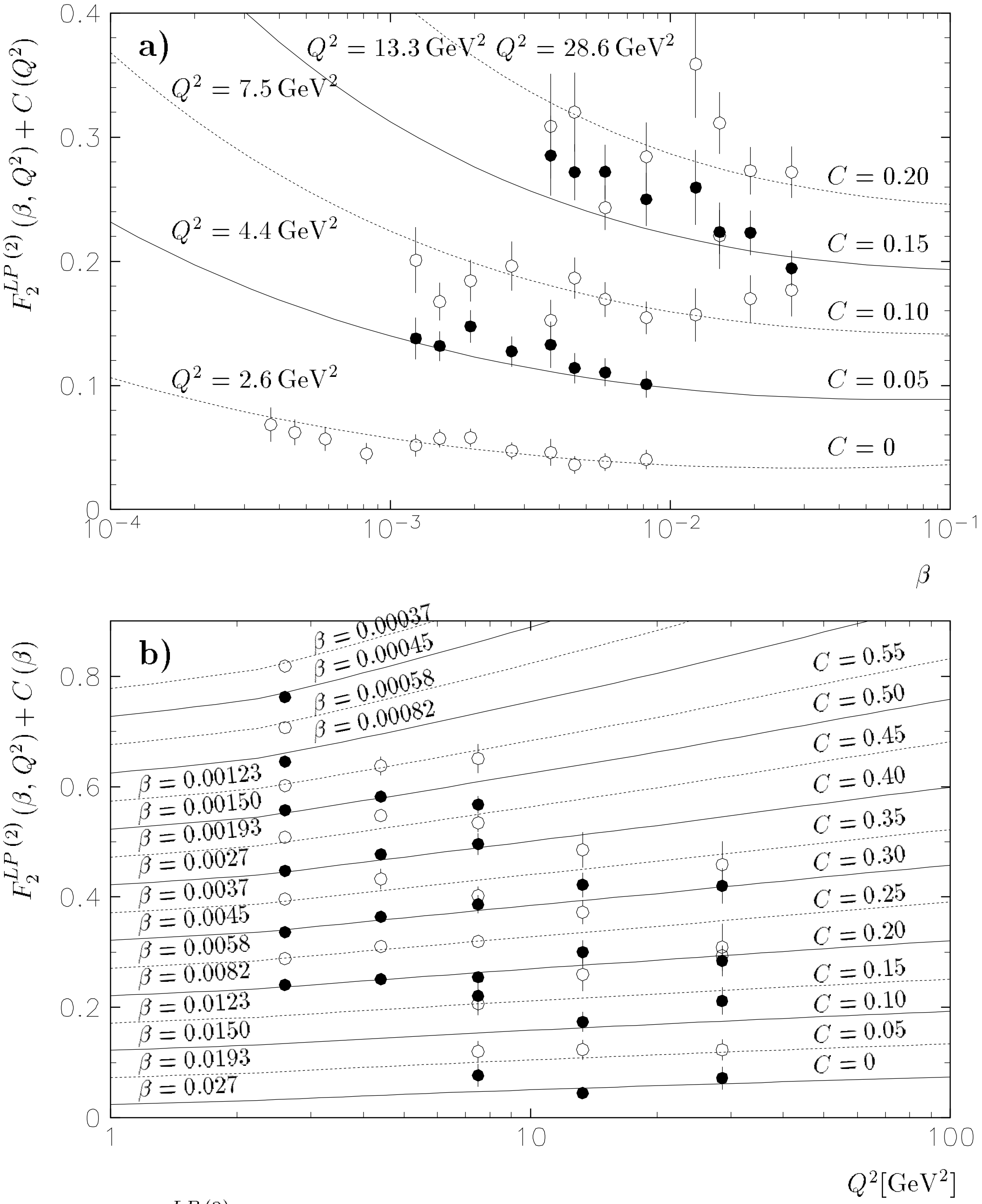


Abbildung E.4: $F_2^{LP\,(3)}(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$
a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von β.
b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von Q^2.
Die Kurven zeigen die Pionstrukturfunktion $F_2^{\pi}(\beta,\,Q^2)$ in der Parametrisierung GRV–P(LO), skaliert mit 0.221.
Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.
Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1 \ldots 4$ sind mit f_3/f_j skaliert, um sie vergleichbar zu machen (siehe Text).

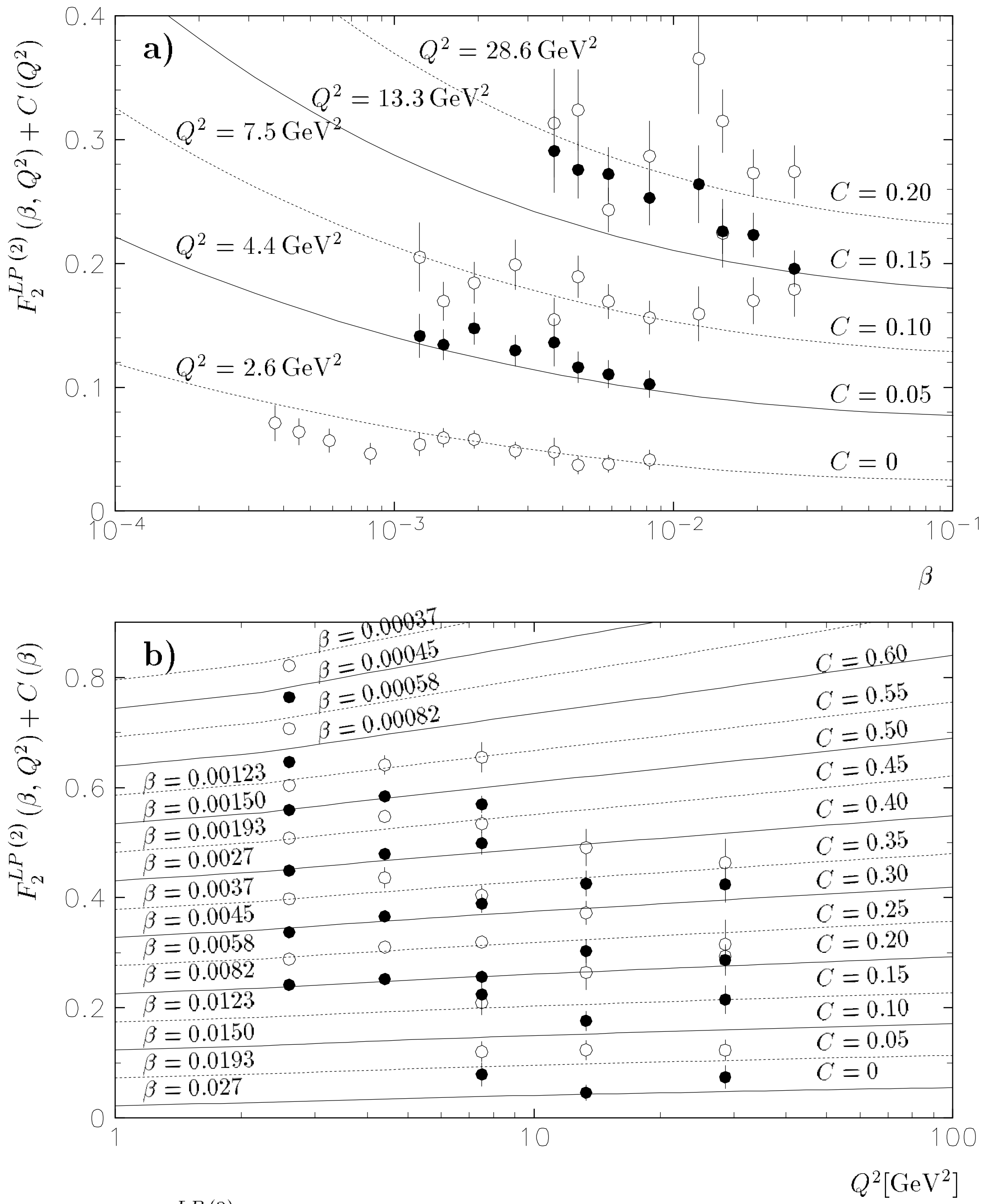


Abbildung E.5: $F_2^{LP\,(3)}(\beta,\,Q^2,\,x_{\mathbb{P}})$
a) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von β.
b) Abhängigkeit von $F_2^{LP\,(2)}(\beta,\,Q^2)$ von Q^2.
Die Kurven zeigen die Pionstrukturfunktion $F_2^{\pi}(\beta,\,Q^2)$ in der Parametrisierung GRV–P(HO), skaliert mit 0.149.
Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven abwechselnd durchgezogen und gepunktet dargestellt; offene Kreise gehören zu gepunkteten Linien, geschlossene Kreise zu den durchgezogenen Linien. Es sind nur die statistischen Fehler dargestellt.
Die Daten für die Protonenergiebereiche $j = 1\ldots4$ sind mit f_3/f_j skaliert, um sie vergleichbar zu machen (siehe Text).

Parametrisierung	$Q^2_{\min}$	$f(x_\pi = 0.268)$	$f(x_\pi = 0.220)$	$f(x_\pi = 0.171)$	$f(x_\pi = 0.122)$	$\chi^2/df\ (CL)$
Anpassungen ab 2.4 GeV^2						
ABFKW–P1 [Aur89]	2.0	0.135 ± 0.010	0.166 ± 0.010	0.169 ± 0.009	0.170 ± 0.010	61.2/44 (4.4 %)
ABFKW–P2	2.0	0.096 ± 0.007	0.119 ± 0.007	0.123 ± 0.007	0.121 ± 0.008	82.8/44 (0.036 %)
ABFKW–P3	2.0	0.172 ± 0.012	0.213 ± 0.012	0.212 ± 0.012	0.225 ± 0.014	64.2/44 (2.5 %)
GRV–P(LO) [Glu92]	0.25	0.163 ± 0.012	0.201 ± 0.013	0.221 ± 0.014	0.240 ± 0.014	63.9/44 (2.7 %)
GRV–P(HO)	0.3	0.106 ± 0.008	0.135 ± 0.007	0.149 ± 0.008	0.157 ± 0.010	86.7/44 (0.013 %)
Anpassungen ab 4.4 GeV^2						
OW–P 1 [Owe84]	4.0	0.236 ± 0.022	0.296 ± 0.019	0.271 ± 0.019	0.270 ± 0.021	48.8/32 (2.9 %)
OW–P 2	4.0	0.224 ± 0.019	0.282 ± 0.019	0.254 ± 0.018	0.258 ± 0.022	52.1/32 (1.4 %)
ABFKW–P1 [Aur89]	2.0	0.144 ± 0.014	0.181 ± 0.013	0.176 ± 0.013	0.184 ± 0.018	43.2/32 (8.9 %)
ABFKW–P2	2.0	0.114 ± 0.011	0.143 ± 0.010	0.141 ± 0.009	0.144 ± 0.012	42.8/32 (9.6 %)
ABFKW–P3	2.0	0.164 ± 0.015	0.208 ± 0.014	0.199 ± 0.015	0.219 ± 0.017	49.9/32 (2.3 %)
GRV–P(LO) [Glu92]	0.25	0.167 ± 0.015	0.211 ± 0.014	0.220 ± 0.015	0.254 ± 0.020	55.3/32 (0.6 %)
GRV–P(HO)	0.3	0.121 ± 0.011	0.153 ± 0.011	0.166 ± 0.012	0.189 ± 0.015	56.7/32 (0.46 %)
Anpassungen ab 7.5 GeV^2						
OW–P 1 [Owe84]	4.0	0.221 ± 0.025	0.298 ± 0.027	0.251 ± 0.023	0.261 ± 0.029	34.5/24 (7.6 %)
OW–P 2	4.0	0.207 ± 0.024	0.276 ± 0.024	0.231 ± 0.024	0.246 ± 0.025	34.7/24 (7.3 %)
ABFKW–P1 [Aur89]	2.0	0.136 ± 0.016	0.183 ± 0.015	0.164 ± 0.015	0.183 ± 0.019	34.8/24 (7.1 %)
ABFKW–P2	2.0	0.110 ± 0.013	0.151 ± 0.013	0.136 ± 0.011	0.149 ± 0.015	35.2/24 (6.5 %)
ABFKW–P3	2.0	0.152 ± 0.018	0.201 ± 0.017	0.180 ± 0.017	0.210 ± 0.021	37.1/24 (4.3 %)
SMRS–P1 [Sut92]	5.0	0.277 ± 0.030	0.366 ± 0.030	0.305 ± 0.030	0.327 ± 0.031	35.6/24 (6.0 %)
SMRS–P2	5.0	0.222 ± 0.026	0.298 ± 0.026	0.253 ± 0.023	0.267 ± 0.026	34.1/24 (8.3 %)
SMRS–P3	5.0	0.180 ± 0.020	0.244 ± 0.021	0.211 ± 0.025	0.223 ± 0.021	33.7/24 (9.0 %)
GRV–P(LO) [Glu92]	0.25	0.159 ± 0.019	0.208 ± 0.019	0.200 ± 0.019	0.249 ± 0.025	48.6/24 (2.1 %)
GRV–P(HO)	0.3	0.120 ± 0.014	0.157 ± 0.015	0.157 ± 0.015	0.195 ± 0.019	53.5/24 (0.050 %)

Tabelle E.1: Ergebnis der Anpassung der Daten an verschiedene Parametrisierungen der Pionstrukturfunktion.

Literaturverzeichnis

[Ana88] E. Anassontzis et al. (1988): High–mass dimuon production in $\bar{p}N$ and π^-N interactions at 125 GeV/c. — *Phys. Rev.* ***D38*** *(No. 5), 1377–1403.*

[Arn90] Richard A. Arndt, Z. Li, L. D. Roper & R. L. Workman (1990): Determination of the πNN coupling constant from elastic pion–nucleon scattering data. — *Phys. Rev. Lett.* ***65*** *(No. 2), 157–158.*

[Arn94] Richard A. Arndt, R. L. Workman & M. M. Pavan (1994): Pion–nucleon partial–wave analysis with fixed–t dispersion relation constraints. — *Phys. Rev.* ***C49*** *(No. 5), 2729–2734.*

[Aur89] P. Aurenche et al. (1989): The gluon content of the pion from high–p_t direct photon production. — *Phys. Lett.* ***B233*** *(No. 3, 4), 517–521.*

[Ber87] J. R. Bergervoet, P. C. van Campen, T. A. Rijken & J. J. de Swart (1987): Determination of the $pp\pi^0$ coupling constant and breaking of charge independence. — *Phys. Rev. Lett.* ***59*** *(No. 20), 2255–2258.*

[Ber90] J. R. Bergervoet et al. (1990): Phase shift analysis of all proton–proton scattering data below $T_{\text{lab}} = 350$ MeV. — *Phys. Rev.* ***C41*** *(No. 4), 1435–1452.*

[Con89] J. S. Conway et al. (1989): Experimental study of muon pairs produced by 252 – GeV pions on tungsten. — *Phys. Rev.* ***D39*** *(No. 1), 92–122.*

[Cor77] M. J. Corden et al. (1977): Experimental comparison of J/ψ production by $\pi^\pm$, $K^\pm$, p and $\bar{p}$ beams at 39.5 GeV/c. — *Phys. Lett.* ***68B*** *(No. 1), 96–100.*

[Eri95] T. E. O. Ericson, B. Loiseau, J. Nilsson & N. Olsson (1995): The πNN coupling from high precision np charge exchange data. — *CERN preprint CERN–TH/95–158, 4 pp., Geneva. Submitted to Few Body Systems.*

[Fra89] L. L. Frankfurt, L. Mankiewitz & M. I. Strikman (1989): Low limit on the slope of $NN\pi$ and $N\Delta\pi$ vertex form factors from deep inelastic lepton scattering. — *Z. Phys.* ***A334****, 343–347.*

[Glu92] M. Glück, W. Reya & A. Vogt (1992): Pionic parton distributions. — *Z. Phys.* ***C53****, 651–655.*

[Hol96] H. Holtmann et al. (1996): How to measure the pion structure function at HERA. — *Phys. Lett.* ***B338****, 363–368.*

[Klo91] R. A. M. Klomp, V. G. J. Stoks & J. J. de Swart (1991): Determination of the $NN\pi$ coupling constants in NN partial–wave analyses. — *Phys. Rev.* ***C44*** *(No. 4), R1258–R1261.*

[Koc80] R. Koch & E. Pietarinen (1980): Low–energy πN partial wave analysis. — *Nucl. Phys.* ***A336****, 331–346.*

[Koe96] W. Koepf, L. L. Frankfurt & M. Strikman (1996): Virtual meson cloud of the nucleon and deep inelastic lepton scattering. — *Phys. Rev.* ***D53*** *(No. 5), 2586–2598.*

[Kop96] Boris Kopeliovich, B. Povh & I. Potashnikova (1996): Deep–inelastic electroproduction of neutrons in the proton fragmentation region. — *Z. Phys.* ***C73****, 125–131.*

[Kum91a] S. Kumano (1991): πNN form factor for explaining sea–quark distributions in the nucleon. — *Phys. Rev.* ***D43*** *(No. 1), 59–63.*

[Kum91b] S. Kumano (1991): Effects of πNN form factor on pionic contributions to $\bar{u}(x) - \bar{d}(x)$ distributions in the nucleon. — *Phys. Rev.* ***D43*** *(No. 9), 3067–3070.*

[Lev95] G. Levman & K. Furutani (1995): Virtual pion scattering at HERA. — *DESY report DESY 95–142, 34 pp., Hamburg.*

[NA3-83a] NA3 Collaboration, J. Badier et al. (1983): Experimental determination of the π meson structure functions by the Drell–Yan mechanism. — *Z. Phys.* ***C18****, 281–287.*

[NA3-83b] NA3 Collaboration, J. Badier et al. (1983): Experimental J/ψ hadronic production from 150 to 280 GeV/c. — *Z. Phys.* ***C20****, 101–116.*

[NA10-85a] NA10 Collaboration, B. Betev et al. (1985): Differential cross–section of high–mass muon pairs produced by a 194 GeV/c π^- beam on a tungsten target. — *Z. Phys.* ***C28****, 9–14.*

[NA10-85b] NA10 Collaboration, B. Betev et al. (1985): Observation of anomalous scaling violation in muon pair production by 194 GeV/c π^-–tungsten interactions. — *Z. Phys.* ***C28****, 15–22.*

[NA10-85c] NA10 Collaboration, S. Falciano et al. (1985): Production of Υ by 194 GeV/c negative pions on tungsten. — *Phys. Lett.* ***158B*** *(No. 1), 92–96.*

[NA10-86] NA10 Collaboration, M. Grossmann–Handshin et al. (1986): A high–statistics study of Υ–meson production in π^-W reactions at 286 GeV/c. — *Phys. Lett.* ***B179*** *(No. 1, 2), 170–176.*

[NA24-87a] NA24 Collaboration, C. de Marzo et al. (1987): Experimental determination of the π meson structure functions by the Drell–Yan mechanism. — *Z. Phys.* ***C18****, 281–287.*

[NA24-87b] NA24 Collaboration, C. DE MARZO et al. (1987): Measurement of direct photon production at large transverse momentum in $\pi^- p$, $\pi^+ p$, and pp collisions at 300 GeV/c. — *Phys. Rev.* ***D36*** *(No. 1), 8–15.*

[Owe84] J. F. OWENS (1984): Q^2–dependent parametrization of pionic parton distribution functions. — *Phys. Rev.* ***D30*** *(No. 5), 943–946.*

[Plo96] H. PLOTHOW–BESCH (1996): PDFLIB: Nucleon, pion and photon parton density functions and α_s calculations. User's manual version 7.07. — *CERN program library long writeup W5051.* `http://consult.cern.ch/writeups/pdflib`.

[Prz96] M. PRZYBYCIEŃ, A. SZCZUREK & G. INGELMAN (1996): Properties of HERA events fron DIS on pions in the proton. — *DESY report DESY 96–073, 14 pp., Hamburg. Electronic preprint* ***hep–ph/9606294.***

[Ste95] G. STERMAN et al. (1995): Handbook of perturbative QCD. — *Rev. mod. Phys.* ***67****, 157–248.*

[Sti96] W. STIRLING (1996): `mrsf2msb.f`: Program for computing MRS parton densities. — *`http://durpdg.dur.ac.uk/pdflib/mrs/mrsf2msb.f`.*

[Sto93] VINCENT STOCKS, R. TIMMERMANS & J. J. DE SWART (1993): Pion–nucleon coupling constant. — *Phys. Rev.* ***C47*** *(No. 2), 512–520.*

[Sut92] P. J. SUTTON, A. D. MARTIN, R. G. ROBERTS & W. J. STIRLING (1992): Parton distributions for the pion extracted from Drell–Yan and prompt photon experiments. — *Phys. Rev.* ***45*** *(No. 7), 2349–2359.*

[Tho83] A. W. THOMAS (1993): A limit on the pionic component of the nucleon through SU (3) flavour breaking in the sea. — *Phys. Lett.* ***126B*** *(No. 1, 2), 97–100.*

[Tim91] R. G. E. TIMMERMANS, TH. A. RIJKEN & J. J. DE SWART (1991): Determination of the charged–pion coupling constant from data on the charge–exchange reaction $\bar{p}p \to \bar{n}n$. — *Phys. Rev. Lett.* ***67*** *(No. 9), 1074–1077.*

[WA11-83] WA11 Collaboration, J. G. MCEWEN et al. (1983): Experimental estimate of the gluon structure function of the pion from J/ψ production. — *Phys. Lett.* ***121B*** *(No. 2, 3), 198–202.*

[WA70-88a] WA70 Collaboration, M. BONESINI et al. (1988): High transverse momentum prompt photon production by π^- and π^+ on protons at 280 GeV/c. — *Z. Phys.* ***C37****, 535–544.*

[WA70-88b] WA70 Collaboration, M. BONESINI et al. (1988): Production of high transverse momentum prompt photons and neutral pions in proton–proton interactions at 280 GeV/c. — *Z. Phys.* ***C38****, 371–382.*