

Experimentalphysik V - Kern- und Teilchenphysik Vorlesungsmitschrift

Dozent: Prof. K. Jakobs

Verfasser: R. Gugel

27. Februar 2013

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

9.1 Der Prozess $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

- Der $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Prozess ist ein wichtiger Prozess zum Test der QED (bei niedrigen Energien $\lesssim 40\text{GeV}$)
- Es handelt sich um einen rein leptonen Prozess, d.h. es tritt keine Fragmentation auf.
- Feynman-Diagramme: siehe Abb. 9.1

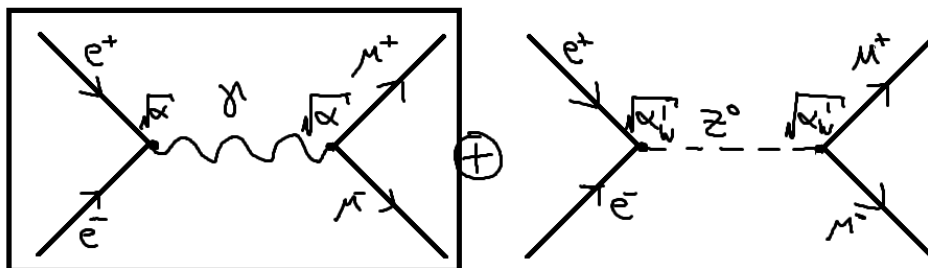


Abbildung 9.1: Feynman-Diagramme des $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Prozesses. Bis $\sim 40\text{GeV}$ ist der elektromagnetische Prozess klar dominant

- Die Übergangsamplitude bzw. Matrixelemente sind in der QED/elektroschwachen Theorie berechenbar (vgl. Elementarteilchen II, QFT). Im Grenzfall niedriger Energie wird der Prozess durch die QED beschrieben (nur Photonaustausch). In der elektroschwachen Theorie setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus γ und Z^0 Austausch sowie deren Interferenz zusammen.

Üblicherweise werden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von s, t und u berech-

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

net:

$$\begin{aligned} s &:= (P(e^-) + P(e^+))^2 \approx 4k^2 \quad (\text{für } k \gg m) \\ t &:= (P(e^-) - P(\mu^-))^2 \approx -2k^2(1 - \cos \theta) \\ u &:= (P(e^-) - P(\mu^+))^2 \approx -2k^2(1 + \cos \theta) \end{aligned} \quad (9.1)$$

Die QED-Berechnung (für niedriger Energien, d.h. nur Beiträge durch Photonen) liefert¹:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{CMS}} &= \frac{1}{64\pi^2 \cdot s} |\mathbf{m}|^2 \\ \text{wobei } |\mathbf{m}|^2 &= 2 \cdot e^4 \frac{t^2 + u^2}{s^2} \quad (\text{invariante Amplitude}) \end{aligned} \quad (9.2)$$

Der Vorgang $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ werde nun im CMS durch die Viererimpulse $(E(e^-), \vec{k})$ und $(E(e^+), -\vec{k})$ der Ausgangsteilchen (Elektron und Positron) sowie $(E(\mu^-), \vec{k}')$ und $(E(\mu^+), -\vec{k}')$ der Myonen beschrieben. In der Hochenergienäherung, für $k^2, k'^2 \gg m_e, m_\mu$ ist

$$\Rightarrow |\vec{k}| = |\vec{k}'| \quad (9.3)$$

Mit $\theta = \angle(\vec{k}, \vec{k}')$ ergeben sich die obigen Beziehungen für s, t, u . Weiterhin ergibt

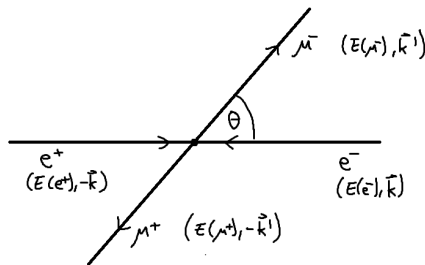


Abbildung 9.2: e^+e^- -Kollision im CMS

sich im CMS:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta) \quad (9.4)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ist dann

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) &= \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \\ \sigma_{\text{tot}} &= \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \end{aligned} \quad (9.5)$$

¹siehe z.B. Vorlesungen *Elementarteilchen II* oder *Standardmodell*

9.2 Weitere QED Streuprozesse

Weitere wichtige Streuprozesse in der QED umfassen

(i) Bhabha-Streuung: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

$$|m|^2 = 2 \cdot e^4 \left\{ \underbrace{\frac{u^2 + t^2}{s^2}}_{\text{Vernichtung}} + \underbrace{\frac{2u^2}{t \cdot s}}_{\text{Interferenz}} + \underbrace{\frac{s^2 + u^2}{t^2}}_{\text{Streuung}} \right\} \quad (9.6)$$

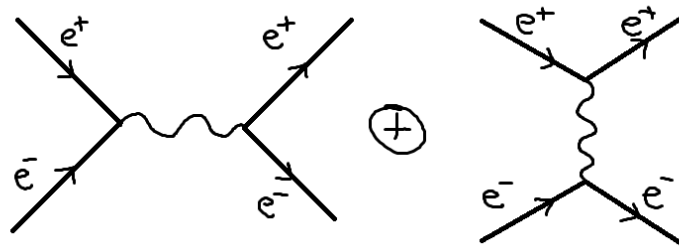


Abbildung 9.3: Feynman-Diagramm zur Bhabha-Streuung

(ii) Møller-Streuung: $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$. Auf Grund der Vertauschbarkeit der beiden

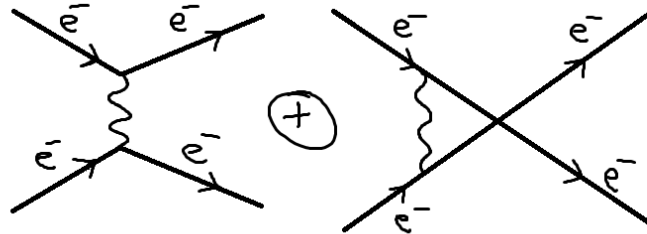


Abbildung 9.4: Feynman-Diagramm zur Møller-Streuung

Fermionen weist dieser Prozess eine Symmetrie zwischen t und u sowie eine Vorwärts-/Rückwärtssymmetrie auf:

$$|m|^2 = 2e^4 \left\{ \underbrace{\frac{s^2 + u^2}{t^2}}_{\text{Vorwärts}} + \underbrace{\frac{2s^2}{tu}}_{\text{Interferenz}} + \underbrace{\frac{s^2 + t^2}{u^2}}_{\text{Rückwärts}} \right\} \quad (9.7)$$

→ Test der QED in e^+e^- -Kollisionen

→ Anwendung: Bhabha-Streuung zur Bestimmung der Luminosität des Beschleuni-

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

gers:

$$\begin{aligned} \dot{N} &= \sigma \cdot L \\ N &= \sigma \int L dt = \sigma L_{\text{int}} \\ \Rightarrow \sigma &= \frac{N}{L_{\text{int}}} \end{aligned} \quad (9.8)$$

L_{int} wird als *integrierte Luminosität* bezeichnet.

9.3 e^+e^- -Annihilation in Hadronen

Im Folgenden werden Prozesse der Form $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \xrightarrow{\text{Fragmentation}} \text{Hadronen}$ betrachtet (vgl. Abb. 9.5)

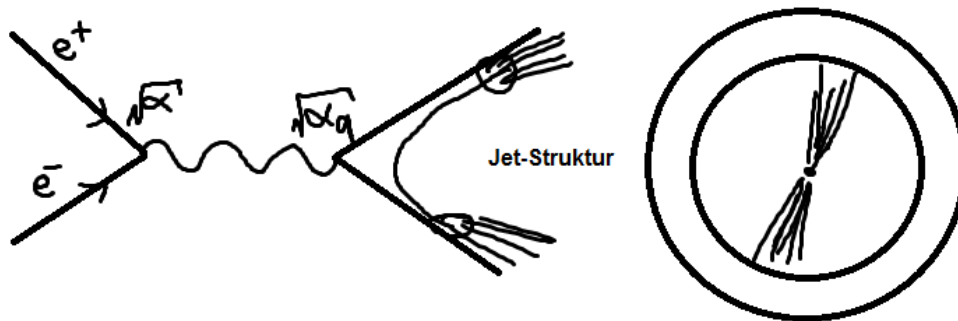


Abbildung 9.5: Feynman-Diagramm und skizzierte Detektorsignatur von $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ Prozessen

Der Prozess $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit $\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s}$ wird als Referenzprozess verwendet. Für die Bildung von Quarks an Stelle von Myonen ergibt sich analog²

$$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \left(\frac{Q_q}{e} \right)^2 \cdot 3 \quad (9.9)$$

Wobei die 3 als Farbfaktor (Entartungsgrad) auftritt! Oft wird dies auch mit $e_q := \frac{Q_q}{e}$ geschrieben, d.h. mit der Ladung der Quarks in Einheiten der Elementarladung:

$$\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = 3 \left(\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} e_q^2 \right) \quad (9.10)$$

²Die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung ist proportional zum Quadrat der Ladung: $\alpha \sim Q^2$

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

Eine wichtige Testgröße ist das R -Verhältnis:

$$R := \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum_q e_q^2 \quad (9.11)$$

Wobei 3 wieder als Farbfaktor auftritt und die Summe über alle Quark-Flavours läuft, die kinematisch produziert werden können ($2m_q < \sqrt{s}$).

Für drei möglich Quarks (u, d, s) ist $R = 2$, für 4 Quarks (c) ist $R = 10/3$ und für fünf Quarks (b) ist $R = 11/3$.

- Generell wird eine gute Übereinstimmung mit diesen Vorhersagen gefunden
- Abweichungen treten besonders im Bereich von Resonanzen ($J/\psi, \Upsilon$) auf
- generell: Es werden weitere QCD-Korrekturen erwartet, die das R -Verhältnis erhöhen.

9.4 Elastische ep -Streuung, Formfaktoren

Weiterhin wird die elektromagnetische Wechselwirkungen betrachtet, diesmal jedoch in einem Prozess mit Elektronen und Hadronen. Je nach Impulsübertrag wird eine Substruktur der Nukleonen sichtbar (großer Impulsübertrag) oder kann nicht aufgelöst werden (kleiner Impulsübertrag). Mit steigendem Impulsübertrag geht die Streuung von einer elastischen Lepton-Proton Streuung zur elastischen Lepton-Quark Streuung über (elastische Lepton-Quark Streuung $\hat{=}$ tief inelastische Lepton-Nukleon Streuung)

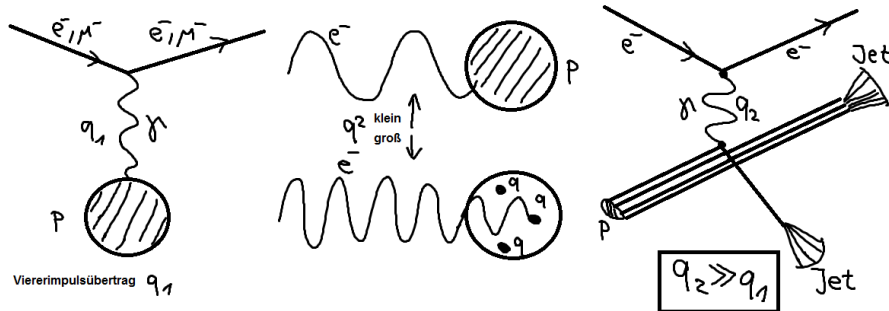


Abbildung 9.6: Feynman-Diagramme bei kleinem und großem Impulsübertrag. Anschaulich wird die Wechselwirkung mit dem gesamten Proton oder einzelnen Quarks beim Betrachten der deBroglie-Wellenlänge der Elektronen: Diese muss klein genug sein, um die Substruktur des Protons auflösen zu können.

Wie bereits behandelt wurde, lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem ausgedehnten Objekt schreiben als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Punkt}} \cdot |F(q)|^2 \quad (9.12)$$

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

- Für punktförmige Ladungsverteilungen ist $|F(q^2)|^2 = 1$ für alle q^2 .
- Einen wichtigen Grenzfall stellt $|\vec{q}| \rightarrow 0$ dar: In diesem Grenzfall ist $F(0) = 1$ für jede Ladungsverteilung, d.h. im Grenzfall großer Wellenlänge sieht das Proton wieder Punktförmig aus (Streuung an Ladung $+1e$).

Im vorliegenden Fall der e^-p Streuung liegt eine Streuung eines punktförmigen Spin- $1/2$ Teilchen an einem (nicht punktförmigen) Spin- $1/2$ Teilchen vor. Folglich kommt es zu Beiträgen durch

- (i) Wechselwirkung über die elektrische Ladung
- (ii) Aus der QED (Dirac) ergibt sich eine Wechselwirkung über Spins (Spin-Spin, magnetische Wechselwirkung)

Entsprechend ergibt sich dann aus der QED im Laborsystem, wobei wir annehmen, dass (analog zu Rutherford) das Elektron auf ein ruhendes Proton geschossen wird:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \frac{E'}{E} \left\{ \begin{array}{cc} \cos^2 \frac{\theta}{2} & -\frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{array} \right\} \quad (9.13)$$

Rutherford Korrekturterm für Spin- $1/2$ Projektil Spin-Spin-Beitrag

Der Korrekturfaktor E'/E berücksichtigt einen möglichen Energieübertrag an das Target, im Rutherfordexperiment ist dieser Term ≈ 1 , da $m_\alpha \ll m_{\text{Au}}$. Der Korrekturterm für ein Spin- $1/2$ Projektil-Teilchen beschreibt die Unterdrückung der Rückwärtsstreuung, die auf Grund der negativen Helizität der Elektronen einen Spinflip erfordern würde, der auf Grund der Drehimpulserhaltung verboten ist.

Für die Streuung von e^- (Spin- $1/2$) an einem Spin-0 Atomkern ergibt sich hingegen die Mott-Formel

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \frac{E'}{E} \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (9.14)$$

Es müssen nun noch folgende Modifikationen angebracht werden:

- Die ausgedehnte Ladungsverteilung, sowie
- das anormale magnetische Moment

werden durch die Formfaktoren $G_1(q^2)$ und $G_2(q^2)$ berücksichtigt, so dass sich schließlich für die e^-p Streuung ergibt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab,ep}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \frac{E'}{E} \left\{ G_1(q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_2(q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (9.15)$$

wobei

$$\tau := -\frac{q^2}{4M^2} \quad (9.16)$$

Im Allgemeinen werden die sogenannten *elektrischen* und *magnetischen Formfaktoren* eingeführt $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$, die Informationen über die

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

- Verteilung der elektrischen Ladung
- Verteilung der Beiträge zum magnetischen Moment

liefern. Man erhält somit die *Rosenbluth-Formel*:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right) \left(\frac{E'}{E}\right) \left\{ \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (9.17)$$

Gemessen wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ als Funktion von q^2 und θ . In elastischer Streuung bleiben e^- und p erhalten, aus der Anpassung an die Messdaten erhält man schließlich die Formfaktoren:

$$\begin{aligned} G_E^p(0) &= 1 & G_E^n(0) &= 0 \\ G_M^p(0) &= 2.79 & G_M^n(0) &= -1.91 \end{aligned} \quad (9.18)$$

Experimentell misst man $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ als Funktion von q^2 und θ (elastische Streuung). Aus einer Anpassung der Daten an die theoretische Vorhersage erhält man $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$. Aus den experimentellen Daten erhält man:

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{2.79} = \frac{G_M^n(q^2)}{-1.91} = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0.71(\text{GeV})^2}\right)^2} \quad \text{Hofstaeder (SLAC)} \quad (9.19)$$

Interpretation: Gleiche Verteilung der elektrischen Ladung und der Beiträge zum magnetischen Moment.

- Die Formfaktoren des Neutrons können aus Messungen an einem Deuteriumtarget bestimmt werden; Protonen-Beiträge werden subtrahiert.
- Bei kleinen q^2 wird wenig Energie auf das Nukleon übertragen; q hat im wesentlichen nur eine 3-er Komponente \vec{q} .

Nukleonen können durch eine exponentiell fallende Dichteverteilung beschrieben werden:

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-\mu/r}, \quad \mu^2 = 0.71 \text{ GeV} \quad (9.20)$$

Der mittlere Radius ergibt sich hierbei zu

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{12(\hbar c)^2 / \mu^2} = 0.81 \text{ fm} \quad (9.21)$$

Der Formfaktor fällt rasch ab, für $q^2 = 20 \text{ GeV}$ ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung 10^6 mal geringer als an einem Punktkern. \rightarrow Bei großem q^2 bricht das Proton auf, es dominieren inelastische Prozesse, bei denen das Target-Nukleon zerstört wird.

9.5 Inelastische Lepton-Nukleon-Streuung

Wir betrachten im Folgenden den im rechten Teil von Abb. 9.6 dargestellten Prozess, d.h. die Lepton-Nukleon Streuung bei hohen Impulsüberträgen. Dabei sei

- der Viererimpuls des einlaufenden e^- $k = (E, \vec{k})$
- der Viererimpuls des auslaufenden e^- $k' = (E', \vec{k}')$
- der Viererimpuls des Protons $p = (M, \vec{0})$
- die Masse der Hadronischen Systems (resultierend aus den Jets) W

Ist $W^2 = M^2$, so fand eine elastische Streuung statt, ist $W^2 = M_\Delta^2$, so wurde die Δ -Resonanz getroffen (Spin-Flip). Für $W^2 \gg M^2$ liegt eine tief inelastische Streuung vor!

Bei der inelastischen Streuung liegen zwei unabhängige Variablen vor:

- Der Impulsübertrag $q := (k - k')$
- Die invariante Masse des Hadronischen Systems:

$$\begin{aligned} W^2 &:= (p + q)^2 = p^2 + q^2 + 2pq \\ &= M^2 + q^2 + 2M \cdot \nu, \quad \text{wobei } \nu := (E - E') \end{aligned} \quad (9.22)$$

Für die elastische Streuung gilt, dass

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2M\nu \stackrel{!}{=} M^2 \quad (9.23)$$

d.h. die Variablen sind nicht mehr unabhängig und

$$\boxed{\nu = -\frac{q^2}{2M} = \frac{Q^2}{2M}} \quad (9.24)$$

($Q^2 = -q^2$). In elastischer Streuung liegt der Energieübertrag für vorgegebenes q^2 also fest. Oft wird hierbei eine Skalenvariable eingeführt:

$$\boxed{x := \frac{q^2}{2pq} = \frac{-q^2}{2M\nu}} \quad (9.25)$$

In experimentellen Messungen wird im Allgemeinen das gestreute Lepton gemessen (Richtung, Energie $\rightarrow k' = (E', \vec{k}')$), so dass aus θ und E' die Werte von θ und ν berechnet werden können (da E bekannt ist). In der inelastischen Streuung sind θ und E' unabhängige Variablen für eine vorgegebene Strahlenergie E .

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

Die Verallgemeinerung der elastischen Streuformel ergibt:

$$\frac{d^2\sigma}{dE' \cdot d\Omega} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \left\{ W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (9.26)$$

$W_1(\nu, q^2)$ und $W_2(\nu, q^2)$ stellen Formfaktoren dar, werden bei der tief inelastischen Streuung jedoch auch als *Strukturfunktionen* bezeichnet.

Experimentell findet man, dass $W_1(\nu, q^2)$ und $W_2(\nu, q^2)$ nur von der dimensionslosen Größe $x := \left(\frac{-q^2}{2m\nu} \right)$ abhängen, was als *Bjorken-Scaling* bezeichnet wird. Beachte: Es tritt hierbei keine Längenskala auf! Es stellt sich somit die Frage nach einer Interpretation dieses Befunds:

Bei *elastischer* Streuung an punktförmigen Objekten, z.B. e^-q Streuung (Streuung zweier punktförmiger Spin-1/2-Teilchen) ist mit der Quarkmasse m

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} &= \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \left\{ 1 \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} - 1 \cdot \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \\ \Leftrightarrow 2W_1^{\text{Punkt}} &= \frac{Q^2}{2m^2} \cdot \delta \left(r - \frac{Q^2}{2m} \right) \Rightarrow 2mW_1^{\text{Punkt}}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \cdot \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu} \right) \\ W_2^{\text{Punkt}} &= \delta \left(r - \frac{Q^2}{2m} \right) \Rightarrow \nu W_2^{\text{Punkt}}(\nu, Q^2) = \delta \left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu} \right) \end{aligned} \quad (9.27)$$

Wobei verwendet wurde, dass $\delta(x/a) = a\delta(x)$. Für punktförmige Objekte erwartet man also dass die Strukturformen nur von x abhängen.

Für große Q^2 gehen die Funktionen über zu

$$\begin{aligned} MW_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(\omega), \quad \omega := \frac{2M\nu}{Q^2} \\ \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow F_2(\omega) \end{aligned} \quad (9.28)$$

wobei die Proton-Masse M eingeführt wurde (Redefinition der SkalenvARIABLEN). Folglich liegen elastische Streuungen an punktförmigen Objekten vor³!

9.6 Das Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Modell wird das Proton interpretiert als ein Bündel von Partonen ($u, d, \dots, \text{Gluonen}$), jedes Parton trägt einen Impulsanteil x des gesamten Protonenimpulses. Die Interpretation ist nur sinnvoll für sich schnell bewegende Protonen $|\vec{p}| \gg M$. Die Impulse der einzelnen Partonen $x \cdot \vec{p}$ (Energien $x \cdot E$) sind nicht fest, sondern folgen einer Verteilung $f_i(x)$ für das i -te Parton, welche die Wahrscheinlichkeit

³Bei großen Impulsüberträgen werden die einzelnen Quarks immer besser aufgelöst, d.h. die Ladungsdichten der einzelnen Quarks überlappen immer weniger.

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

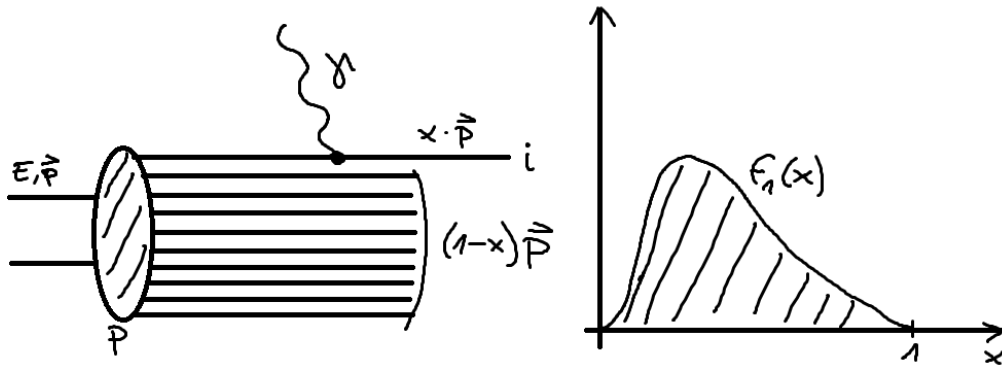


Abbildung 9.7: Proton (Impuls \vec{p}) zusammengesetzt aus Partonen, Parton i mit Impuls $x \cdot \vec{p}$. Die Partonenimpulse sind nicht fest, sondern es existiert eine Verteilungsfunktion von x für das i -te Parton, $f_i(x)$

angibt, dass Parton i einen Impulsanteil im Intervall $[x, x + dx]$ hat. Der Gesamtimpuls des Protons ist auf alle Partonen verteilt:

$$\sum_i \int_0^1 x \cdot f_i(x) dx = 1 \quad (9.29)$$

Man kann zeigen (z.B. siehe Halzen-Martin), dass die Strukturfunktionen gegeben sind durch

$$\begin{aligned} \nu \cdot W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 \cdot x \cdot f_i(x) \\ M \cdot W_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2x} \cdot F_2(x) \end{aligned} \quad (9.30)$$

wobei $x := \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2M\nu}$ und e_i die Ladung des i -ten Partons in Einheiten der Elementarladung sind. Die diesen Beziehungen zu Grunde liegende Ableitung nimmt an, dass die Partonen Spin $1/2$ besitzen! Somit bietet sich eine Möglichkeit, diese Annahme zu überprüfen, in Form der *Callan-Gross-Relation*:

$$\Rightarrow \frac{2xF_1(x)}{F_2(x)} = 1 \quad \text{Spin } 1/2 \quad (9.31)$$

Quarkverteilungen im Proton

Die Verteilungsfunktionen der Quarks entstehen durch Wechselwirkung der Quarks untereinander (Gluonenaustausch). Die Bestandteile des Protons umfassen

- (i) Valenzquarks (u, u, d)
- (ii) Seequarks ($u\bar{u}, d\bar{d}, \dots$) entstehen aus Gluon-Splitting
- (iii) Gluonen

9. Experimentelle Tests der Quantenelektrodynamik bei hohen Energien

Diese können theoretisch *nicht* berechnet werden und sind experimentell zu bestimmen! Mit $u(x)$ als Wahrscheinlichkeitsdichte für ein u -Quark im Proton, sowie analogen Bezeichnungen für die weiteren Quarks (und unter Vernachlässigung von c, b) sind die Strukturfunktionen im QPM gegeben durch

$$\frac{1}{x} F_2^{ep}(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \cdot [u(x) + \bar{u}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d(x) + \bar{d}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s(x) + \bar{s}(x)] \quad (9.32)$$

Literaturverzeichnis

- [1] Th. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, Teuber Verlag
- [2] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen - Moderne Physik von den Atomen bis zum Standardmodell*, Springer Verlag
- [3] B. Povh, K.Rith, C.Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer Verlag
- [4] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann, *Kernphysik*, Springer Verlag
- [5] D. Griffith, *Introduction to Elementary Particles*, Verlag Wiley-VCH
- [6] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, Verlag J. Wiley
- [7] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag
- [8] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag
- [9] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teuber Verlag
- [10] E. Bodenstedt, *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung*, BI Wissenschaftsverlag (1978)
- [11] P. A. Tipler und R. A. Llewellyn, *Moderne Physik*, Oldenburg Verlag (2002)
- [12] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer Verlag
- [13] *Reaktorphysik*, Universität Bonn (1982)