

Kapitel 10

Beta-Zerfall und schwache Wechselwirkung

10.1 Überblick

Die schwache Wechselwirkung wurde zuerst in β -Zerfällen von Kernen beobachtet. Das einfachste Beispiel für einen β -Zerfall ist der Neutron-Zerfall:

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad (10.1)$$

Bei niedrigen Energien (klein gegenüber der Masse der W -Bosonen) unterscheidet sich die schwache deutlich von der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung durch folgende Eigenschaften (siehe Tabelle 2.2 für den Vergleich mit der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung):

- lange Lebensdauer, typisch $\tau > 10^{-13}$ s;
- kleine Wirkungsquerschnitte: z. B. $\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+) \approx 10^{-43}$ cm²;
- kurze Reichweite: $R \approx 10^{-18}$ m.

Folgende schwache Zerfälle hatten wir bereits kennengelernt:

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi^-$$

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$$

10.2 β -Zerfall

10.2.1 Impulsspektrum beim β -Zerfall

Die Zerfallsbreite ist durch das Matrixelement und den Phasenraum gegeben (siehe Abschnitt 1.5.4, Gleichung (1.137):

$$d\Gamma = |M|^2 \cdot dPS. \quad (10.2)$$

Der Faktor $1/(2m)$ gegenüber (1.137) ist hier weggefallen, weil wir, wie in der Kernphysik üblich, die Wellenfunktionen auf $1/\text{Volumen}$ (statt auf $2E/\text{Volumen}$) normieren. Andererseits wollen wir in diesem Kapitel wie in der Teilchenphysik üblich $\hbar = c = 1$ setzen.

Die kinematischen Variablen sind wie folgt definiert: $P_K, P_{K'}, P_e, P_\nu$ sind die Vierervektoren des Anfangskerns, Endkerns, Elektrons und Neutrinos, die Dreiervektoren werden mit kleinen p 's bezeichnet. Wenn der Anfangskern in Ruhe ist, sind die Vierervektoren:

$$P_K = \begin{pmatrix} m_K \\ \vec{0} \end{pmatrix}, \quad P_{K'} = \begin{pmatrix} m_{K'} + T_{K'} \\ \vec{p}_{K'} \end{pmatrix}, \quad P_e = \begin{pmatrix} E_e \\ \vec{p}_e \end{pmatrix}, \quad P_\nu = \begin{pmatrix} E_\nu \\ \vec{p}_\nu \end{pmatrix}. \quad (10.3)$$

Der Unterschied der Kernniveaus $E_0 = m_K - m_{K'}$ ist die maximal zur Verfügung stehende Energie; die Neutrinoenergie ist $E_\nu = p_\nu = E_0 - E_e$. Dann ergibt sich für das Phasenraumelement (1.126) mit $m_\nu = 0$:

$$\begin{aligned} dPS &= (2\pi)^4 \delta^4(P_K - P_{K'} - P_e - P_\nu) \frac{1}{(2\pi)^9} d^3\vec{p}_{K'} d^3\vec{p}_e d^3\vec{p}_\nu \\ &= (2\pi)^4 \delta(m_K - m_{K'} - T_{K'} - E_e - E_\nu) \frac{1}{(2\pi)^9} d^3\vec{p}_e d^3\vec{p}_\nu \quad (10.4) \\ &= (2\pi)^4 \delta(E_0 - E_e - E_\nu) \frac{1}{(2\pi)^9} (4\pi)^2 p_e^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu \\ &= \frac{4}{(2\pi)^3} p_e^2 dp_e (E_0 - E_e)^2 \end{aligned}$$

Von der zweiten zur dritten Zeile wurde die Rückstoßenergie $T_{K'}$ des Endkerns vernachlässigt.

Für das Impulsspektrum der Elektronen, also die Zerfallsbreite differenziert nach dem Elektronimpuls $p_e = |\vec{p}_e|$, erhält man (mit $m_\nu = 0$):

$$\frac{d\Gamma}{dp_e} = \frac{4}{(2\pi)^3} |M_{fi}|^2 \cdot p_e^2 \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot F(p_e, Z) \quad (10.5)$$

Die Funktion $F(p_e, Z)$ ist eine Korrektur für die Coulomb-Anziehung (β^-) bzw. -Abstoßung (β^+), die für die beiden Ladungen unterschiedlich ist (siehe Abb. 10.1). Es ist üblich, statt der gemessenen Zählrate pro p_e -Intervall, dN/dp_e , die Größe

$$K(E_e) = \sqrt{\frac{dN}{dp_e p_e^2 \cdot F(p_e, Z)}} \sim |M_{fi}| \cdot (E_0 - E_e) \quad (10.6)$$

gegen die kinetische Energie der Elektronen E_e aufzutragen ('Kurie-Plot', Abb. 10.2). Abbildung 10.2 zeigt diese Darstellung für den β -Zerfall des Tritiums. Da die Meßpunkte im wesentlichen auf einer Geraden liegen, folgt, daß das Matrixelement annähernd konstant ist. Eine endliche Neutrino-Masse kann durch einen zusätzlichen Faktor in (10.6) berücksichtigt werden:

$$K(E_e) \sim |M_{fi}| \cdot (E_0 - E_e) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_\nu}{E_0 - E_e}\right)^2} \quad (10.7)$$

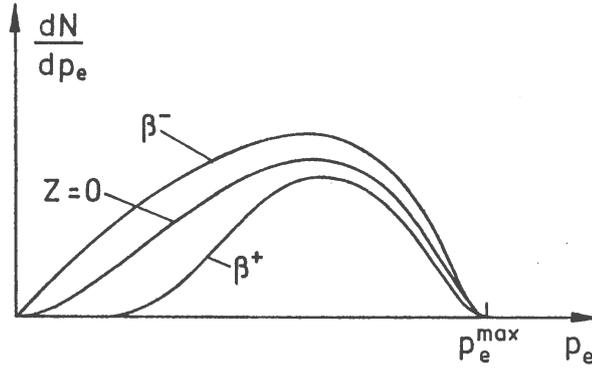


Abbildung 10.1: Unterschied des Impulsspektrums für β^+ - und β^- -Zerfälle.

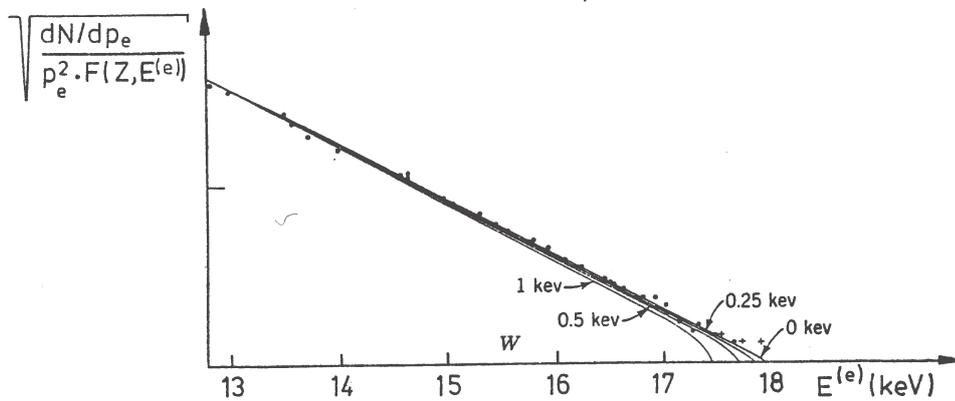


Abbildung 10.2: Ausschnitt aus einem Kurie-Plot des β -Zerfalls von Tritium. An die Meßwerte sind theoretische Kurven für verschiedene angenommene Massen des Elektronen-neutrinos angepaßt.

Wenn also die gemessene Kurve nicht den Endpunkt E_0 erreicht, wäre das ein Hinweis auf eine endliche Neutrino-Masse (siehe Abb. 10.2). Analysen des Spektrums in der Nähe des Endpunktes ergeben Grenzen von etwa 2 eV für die Neutrino-masse (PDG-Auswertung von 2006, siehe PDG-Link in [34]).

10.2.2 Kernmatrixelemente und Lebensdauern

Durch Integration des Impulsspektrums erhält man aus (10.5) mit einem konstanten Matrixelement die Zerfallswahrscheinlichkeit und Lebensdauer (mit $\hbar = 1$):

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{4}{(2\pi)^3} |M_{fi}|^2 \int_0^{p_e^{max}} p_e^2 \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot F(p_e, Z) dp_e \quad (10.8)$$

Das Integral enthält die Phasenraumabhängigkeit und die Coulomb-Korrektur und hängt nur von E_0 und Z ab. Mit der dimensionslosen Funktion

$$f(E_0, Z) = \frac{1}{m_e^5} \int_0^{p_e^{max}} p_e^2 \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot F(p_e, Z) dp_e \quad (10.9)$$

(der Faktor $1/m_e^5$ wird hier nur als Bezugsskala benutzt) definiert man den ‘**ft-Wert**’ eines β -Zerfalls:

$$ft = f(E_0, Z) \cdot \tau_{1/2} \sim \frac{1}{|M_{fi}|^2} \quad (10.10)$$

Der ft-Wert ist also ein Maß für die Größe des Matrixelementes, das heißt für die Dynamik des Prozesses. Man kann versuchen, das Matrixelement mit einer Störungsrechnung zu bestimmen:

$$M_{fi} = \langle f | H | i \rangle = \int dV \psi_f^* H \psi_i \quad (10.11)$$

Das Integral erstreckt sich über das Kernvolumen; ψ_i ist die Wellenfunktion des zerfallenden Kerns und ψ_f die Wellenfunktion des Endkerns und der Leptonen:

$$\begin{aligned} \psi_i &= \psi_K \\ \psi_f &= \psi_{K'} \cdot \phi_e \cdot \phi_\nu \end{aligned} \quad (10.12)$$

Da die Energien der Leptonen höchstens etwa 1 MeV erreichen, gilt für deren Wellenlängen:

$$\lambda_{e,\nu} \geq 200 \text{ fm}. \quad (10.13)$$

Das ist groß gegenüber den Kernabmessungen (1 ... 10 fm) und es folgt, daß die Leptonwellenfunktionen im Kernvolumen konstant sind. Mit dem Ansatz von ebenen Wellen und der Normierung auf $V = 1$ erhält man:

$$\phi(\vec{r}) = e^{i\vec{p}\vec{r}} = 1 + i\vec{p}\vec{r} + \dots \approx \phi(0) = 1 \quad (10.14)$$

Wir stellen nun den Wechselwirkungsoperator H durch eine Kopplungskonstante G und einen Operator, der auf den Kern wirkt, dar:

$$H = G \cdot \Omega_K. \quad (10.15)$$

Dann ergibt sich für das Matrixelement des β -Zerfalls:

$$M_{fi} = G \int dV \psi_{K'}^* \Omega_K \psi_K = G \cdot M_K \quad (10.16)$$

und für die Zerfallsbreite (10.8)

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{4}{(2\pi)^3} G^2 |M_K|^2 m_e^5 f(E_0, Z). \quad (10.17)$$

Durch das Integral wurde ein Kernmatrixelement M_K definiert, das den Überlapp der Kernwellenfunktionen im Anfangs- und Endzustand beschreibt: M_K ist umso größer, je ähnlicher sich die beiden Zustände sind. Eine weitere Unterdrückung ergibt sich, wenn die Leptonen Bahndrehimpuls $l(e\nu)$ forttragen. Man nennt Zerfälle mit $l(e\nu) = 0$ ‘erlaubte’ Zerfälle. Weitere Merkmale zur Klassifizierung von β -Zerfällen ergeben sich aus der Struktur der Operatoren Ω_K , was aber hier nicht weiter ausgeführt werden soll.

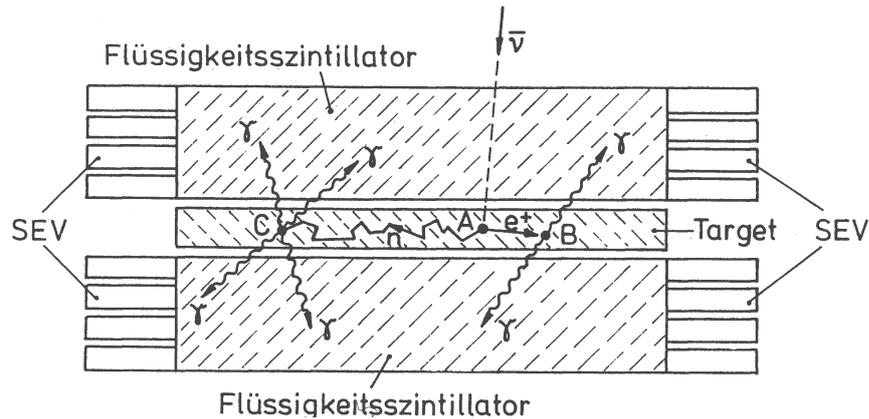


Abbildung 10.3: Prinzip der Apparatur von Reines und Cowan zum Nachweis von Antineutrinos.

10.2.3 Nachweis der Neutrinos

Das kontinuierliche Energiespektrum und die Drehimpulsbilanz beim β -Zerfall hatten ursprünglich viel Rätselraten verursacht. Die Widersprüche wurden 1930 durch die Neutrino-Hypothese von W. Pauli gelöst. Damit ist der β -Zerfall ein Dreikörperzerfall (wie in (9.27)), und da das Neutrino ein Fermion ist, konnten auch die ganzzahligen Änderungen des Kernspins erklärt werden.

Das Problem war nur, daß die Neutrinos nicht beobachtet worden waren und nach Paulis Berechnungen auch niemals beobachtet werden könnten. In diesem Punkt hatte er sich getäuscht: 1930 konnte er auch nicht wissen, daß Kernreaktoren einmal extrem hohe (Anti)-Neutrinoflüsse erzeugen würden.

Der direkte Nachweis von Antineutrinos gelang 1953 F. Reines und C. Cowan über den inversen Neutronzerfall:



Die Antineutrinos kamen von einem Reaktor mit einem Fluß von $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mit einem Wassertank von 0.08 m^3 (etwa 10^{27} Protonen) als Target war dann der erwartete Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\bar{\nu}} \approx 10^{-43} \text{ cm}^2$ meßbar.

In dem Experiment (Abb. 10.3) wurde das Neutron und das Positron der Reaktion (10.18) nachgewiesen. Das Neutron über den Einfang durch Cadmium, das einen hohen Einfangquerschnitt für Neutronen hat und deshalb dem Wasser beigefügt wurde. Das Cadmium wird durch den Einfang angeregt und gibt verzögert seine Energie in Form von Photonen wieder ab. Die Photonen werden in Koinkidenz mit den Annihilationsphotonen des Positrons in einem Flüssigszintillator, der das Target umgibt, nachgewiesen.

Der Nobelpreis für den Nachweis des Neutrinos kam mit erheblicher Verzögerung erst 1995 und ging an F. Reines; C. Cowan lebte zu der Zeit nicht mehr (der Nobelpreis wird nicht posthum vergeben).

10.3 Strom-Strom-Wechselwirkung

10.3.1 Strom-Strom-Kopplung in der QED

Die elektromagnetische Wechselwirkung läßt sich als eine Strom-Strom-Wechselwirkung darstellen. Im klassischen Fall hat man die Coulomb-Kraft, die proportional dem Produkt der Ladungen ist, und die magnetische Kraft, die proportional dem Produkt der Ströme ist. In relativistischer Schreibweise kann man beides zusammenfassen, indem man Ströme als Vierervektoren definiert mit der Ladungsdichte als zeitliche Komponente und die Stromdichte als räumliche Komponente:

$$j = \begin{pmatrix} \rho \\ \vec{j} \end{pmatrix} \quad (10.19)$$

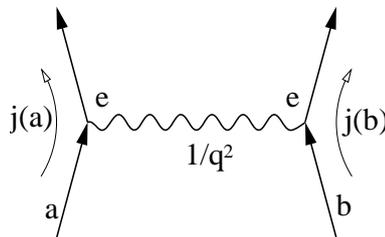


Abbildung 10.4: Elektromagnetische Wechselwirkung als Strom-Strom-Kopplung.

Die elastische Streuung der Teilchen a und b (Abb. 10.4) wird dann durch ein Strom-Strom-Matrixelement beschrieben:

$$M_{fi} = \frac{e^2}{q^2} j^\mu(a) j_\mu(b) = \frac{e^2}{q^2} (\rho_a \cdot \rho_b - \vec{j}_a \cdot \vec{j}_b) \quad (10.20)$$

Die Strom-Strom-Kopplung geschieht über den Austausch eines Photons. Die Kopplungsstärke ist proportional $e^2 \sim \alpha$. Im Impulsraum ergibt sich durch Fourier-Transformation aus dem $1/r$ -Potential der Term $1/q^2$ (siehe auch die Diskussion zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt in Abschnitt 7.1.2).

Im allgemeinen beschreibt ein Strom einen Übergang eines Teilchenzustandes 1 in einen Teilchenzustand 2. Ein Fermionenstrom $j^\mu(1 \rightarrow 2)$ wird durch einen Operator V^μ dargestellt, der die Wellenfunktion 1 auf die Wellenfunktion 2 abbildet. Für die fundamentalen Fermionen sind die Wellenfunktionen Dirac-Spinoren ψ_1, ψ_2 (siehe (1.74, 1.75)) und die Operatoren V^μ sind analog zur Definition des Wahrscheinlichkeitsstromes (1.69) durch die γ -Matrizen gegeben:

$$j^\mu(1 \rightarrow 2) = \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2 \quad (10.21)$$

In einem Feynman-Diagramm wird die Kopplungsstärke eines Fermion-Photon-Vertex durch die Ladung e und die Kopplungsstruktur durch die Operatoren γ^μ festgelegt (Abb. 10.5).

Die elektromagnetischen Ströme haben wie die Matrizen γ^μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ die Transformationseigenschaften von Vektoren. Man nennt die Wechselwirkung der Ströme deshalb eine **Vektorkopplung**.

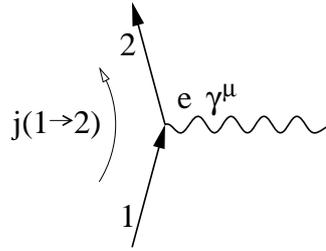


Abbildung 10.5: Feynman-Diagramm für den Fermion-Photon-Vertex.

10.3.2 Strom-Strom-Kopplung in der schwachen Wechselwirkung

Vier-Fermionen-Kopplung: Da die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr klein ist, machte Fermi den Ansatz einer Wechselwirkung aller beteiligten Teilchen in einem Punkt. Für den Neutronzerfall sieht der Graph dann wie in Abb. 10.6 aus. Um hier ebenfalls den für die QED so erfolgreichen Strom-Strom-Ansatz be-

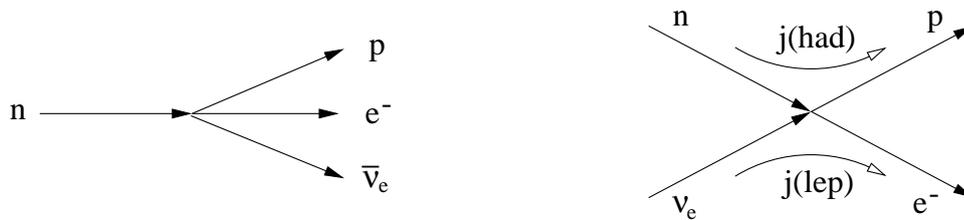


Abbildung 10.6: Zerfall des Neutrons als Vier-Fermion-Kopplung, rechts die Darstellung als Wechselwirkung zwischen einem hadronischen und einem leptonischen Strom.

nutzen zu können, definiert man einen hadronischen Strom j_{had}^μ für den Übergang des Neutrons in ein Proton und einen leptonischen Strom j_μ^{lep} entsprechend für den Elektron-Neutrino-Übergang. In dem rechten Diagramm der Abb. 10.6, ist das auslaufende Antineutrino durch ein einlaufendes Neutrino ersetzt worden. Versuchsweise können wir annehmen, daß der Strom wie in der QED als Vektorstrom (10.21) gebildet wird. Die tatsächliche Struktur des Stromes muß experimentell bestimmt werden (siehe Abschnitt 10.4).

Als Übergangsmatrixelement schreibt man analog zu (10.20):

$$M_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_{had}^\mu j_\mu^{lep} \tag{10.22}$$

Die Kopplungsstärke ist hier durch die Fermi-Konstante G_F (der Faktor $1/\sqrt{2}$ ist Konvention) festgelegt. Sie ist am genauesten in rein leptonischen Zerfällen (z. B. dem μ -Zerfall) zu bestimmen:

$$G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \tag{10.23}$$

Die Kopplungskonstante hat die Dimension Energie^{-2} , weil der entsprechende $1/q^2$ -Term von einem Austauscheteilchen fehlt.

Weil keine Skala, zum Beispiel durch einen Propagator, definiert ist, ergibt sich für eine punktförmige Wechselwirkung:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \text{const}, \quad (10.24)$$

Dagegen hat die elektromagnetische Streuung punktförmiger Teilchen die Abhängigkeit:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \sim \frac{1}{q^4}, \quad (10.25)$$

wie der Rutherford-Wirkungsquerschnitt (Gl. 7.4 mit $dq^2 \sim E^2 d\Omega$).

Bei der schwachen punktförmigen "Vier-Fermionen-Wechselwirkung" ergibt zum Beispiel für die Reaktion $\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{\pi}. \quad (10.26)$$

Dann ist der totale Wirkungsquerschnitt proportional zu dem maximalen Impulsübertrag $q_{max}^2 \approx s = (E_e^{CM} + E_\nu^{CM})^2 = 2 m_e E_\nu$, was zu einem mit E_ν ($E_\nu = E_\nu^{LAB}$ im Laborsystem) ansteigenden Wirkungsquerschnitt führt,

$$\sigma_\nu \sim E_\nu. \quad (10.27)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt übersteigt ab einer bestimmten Energie (im Schwerpunktsystem etwa 300 GeV) die sogenannte Unitaritätsschranke, jenseits von der die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit größer als 1 wäre.

W-Bosonen: Das Unitaritätsproblem kann nur umgangen werden, wenn es in der schwachen Wechselwirkung auch Austauscheteilchen, W -Bosonen, gibt, die allerdings wegen der kurzen Reichweite eine Masse

$$M_W \approx 1/R (= \hbar/(cR)) \quad (10.28)$$

haben müssen. Für ein massives Teilchen ergibt sich für den Propagatorterm (Abb. 10.7):

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{M_W^2 - q^2} \quad (10.29)$$

Für die Kopplung setzt man statt der elektrischen Ladung e eine Kopplungskonstante g ein. Wir müssen dann im Matrixelement (10.22) ersetzen:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \rightarrow \frac{g^2}{M_W^2 - q^2} \stackrel{q^2 \rightarrow 0}{\approx} \frac{g^2}{M_W^2} \quad (10.30)$$

Wenn man versuchsweise die Annahme $g \approx e$ macht, erhält man $M_W \approx 30$ GeV (tatsächlich treten in (10.30) zusätzliche Faktoren auf; eine exakte Vorhersage wird durch die vereinheitlichte Theorie der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung, die GSW-Theorie, gemacht).

Die W -Bosonen sind 1983 mit Massen um etwa 80 GeV gefunden worden (Nobelpreis 1984, C. Rubbia, S. van der Meer). In Proton-Antiproton-Kollisionen (jeweils

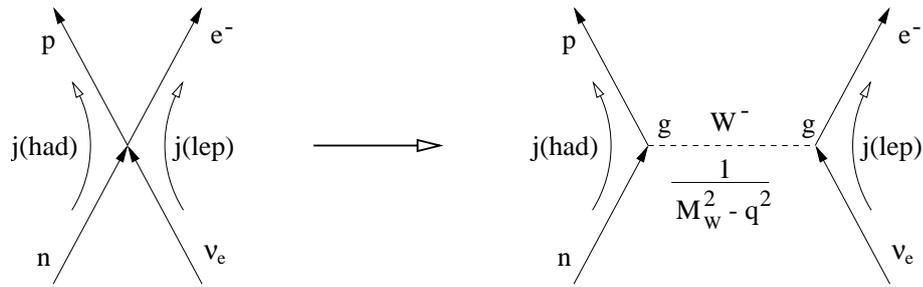


Abbildung 10.7: Übergang von der Vier-Fermion-Kopplung zur Austauschwechselwirkung.

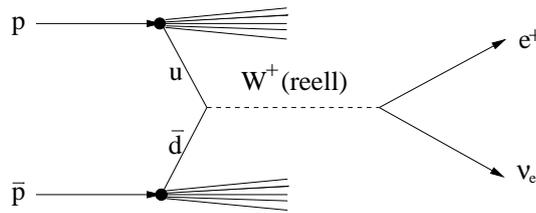


Abbildung 10.8: Erzeugung und Zerfall eines W-Bosons.

270 GeV) am SPS Collider im CERN wurden erstmalig mit dem UA1-Experiment (C. Rubbia et al.) Ereignisse wie in Abb. 10.8 beobachtet. Die Ereignisse sind charakterisiert durch hochenergetische Leptonen mit Transversalimpulsen p_T nahe $M_W/2$ (siehe Abb. 10.9), die auf der gegenüberliegenden Seite nicht balanciert werden, weil das Neutrino nicht nachgewiesen wird ('missing p_T ').

Der Effekt des W -Propagators und damit die Abweichung von einer punktförmigen Kopplung ist erstmalig bei HERA in der tief-inelastischen Streureaktion

$$ep \rightarrow \nu_e + X, \tag{10.31}$$

beobachtet worden (Abb. 10.10). Um eine entsprechende Messung in einem fixed-target-Experiment machen zu können, würde man eine Neutrino-Strahl von 50 TeV benötigen.

Das Z^0 -Boson: Die W -Bosonen sind geladen, die Kopplung ändert die Ladung der Fermionen. Man spricht deshalb von 'geladenen Strömen' (CC = charged current). Bereits 1973 wurden in Neutrino-Streuxperimenten Ereignisse beobachtet, die auf einen neutralen schwachen Strom (NC = neutral current) hinwiesen. Ein Beispiel ist die elastische Streuung von Neutrinos an Kernen (Abb. 10.11):

$$\nu N \rightarrow \nu N \tag{10.32}$$

In Abb. 10.12 ist ein Kandidat für folgende NC-Reaktion gezeigt:

$$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^- \tag{10.33}$$

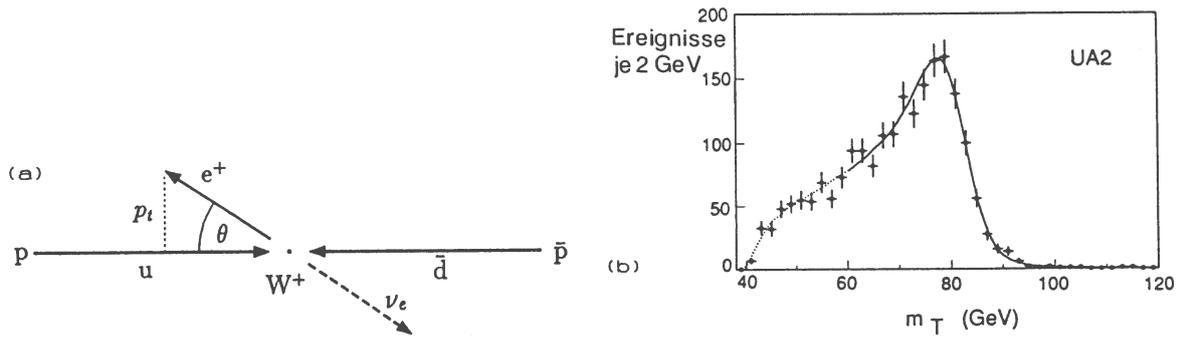


Abbildung 10.9: Rekonstruktion der Masse des W -Bosons aus einem leptonischen Zerfall eines in einer $p\bar{p}$ -Reaktion erzeugten W -Bosons. (a) Kinematik des Zerfalls: weil die Quarks sich in Strahlrichtung bewegen, wird das W -Boson bevorzugt ohne Transversalimpuls erzeugt, hat aber im allgemeinen einen Impuls entlang der Strahlrichtung. Der maximale Transversalimpuls der Zerfallsleptonen entspricht also etwa der halben W -Masse. (b) Aus dem Transversalimpuls des beobachteten Leptons wird eine ‘transversale Masse’ bestimmt, deren Endkante bei der tatsächlichen W -Masse liegt.

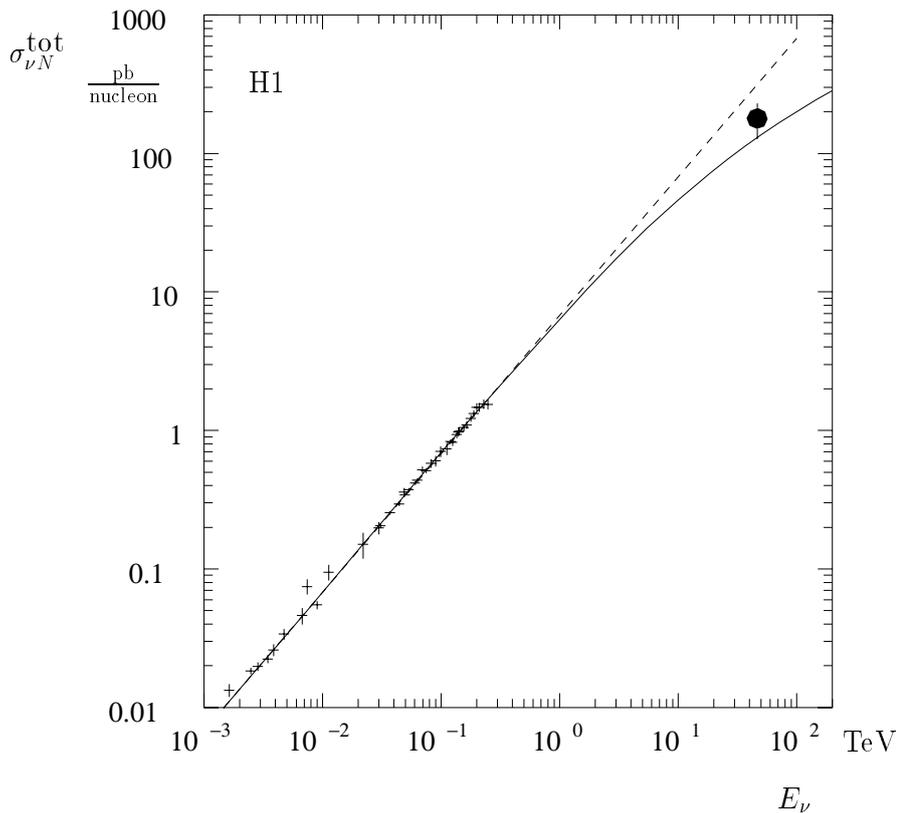


Abbildung 10.10: Die Energieabhängigkeit des Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnittes (Kreuze). Der Punkt bei 50 TeV entspricht dem bei HERA gemessenen Wirkungsquerschnitt der Reaktion ($ep \rightarrow \nu_e + X$), der in einen νN -Wirkungsquerschnitt umgerechnet wurde. Die gestrichelte Linie ist die lineare Extrapolation von niedrigen Energien, die durchgezogene Kurve enthält den Effekt des W -Propagators.

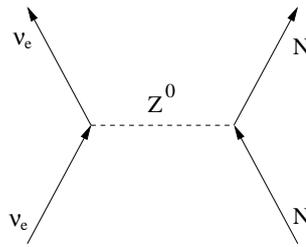
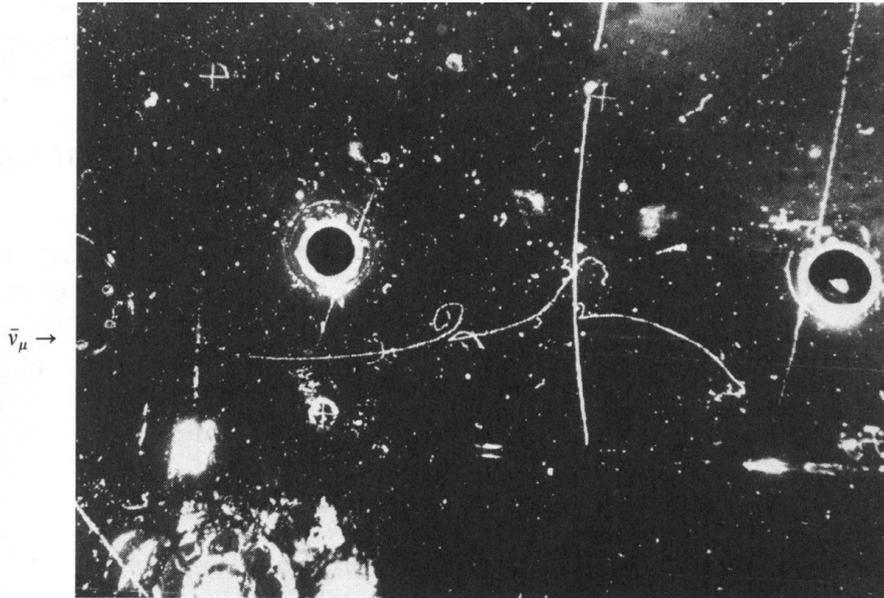
Abbildung 10.11: Elastische νN -Streuung über Z^0 -Austausch.

Abbildung 10.12: Ereignis, das von einem $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl in der Gargamelle-Blasenkammer am CERN erzeugt wurde, aufgenommen 1973. Das Ereignis besteht aus einem einzelnen Elektron, das durch die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsquants, sichtbar durch die folgende Paarbildung, identifiziert wird (der Neutrino-Strahl kommt von links).

Diese Reaktionen konnten mit einem neutralen Austauscheteilchen, dem Z^0 -Boson, erklärt werden. Das Z^0 -Boson wurde von Rubbia et al. gleichzeitig mit den W -Bosonen über den Zerfall in Myon- oder Elektronpaare nachgewiesen (Abb. 10.13). Ein Ereignis mit zwei hochenergetischen Myonen, die zu einem Z^0 gehören, ist in Abb. 10.14 gezeigt.

Die Masse des Z^0 ist etwa 92 GeV. Am e^+e^- -Speicherring LEP im CERN wurde das Z^0 in großen Mengen produziert, und Produktion und Zerfall wurden sehr genau untersucht. Die Resultate bestätigen mit hoher Präzision das Standardmodell der elektro-schwachen Wechselwirkung (GSW-Theorie).

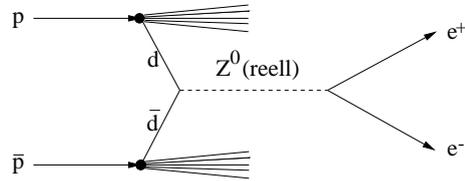


Abbildung 10.13: Erzeugung und Zerfall eines Z-Bosons.

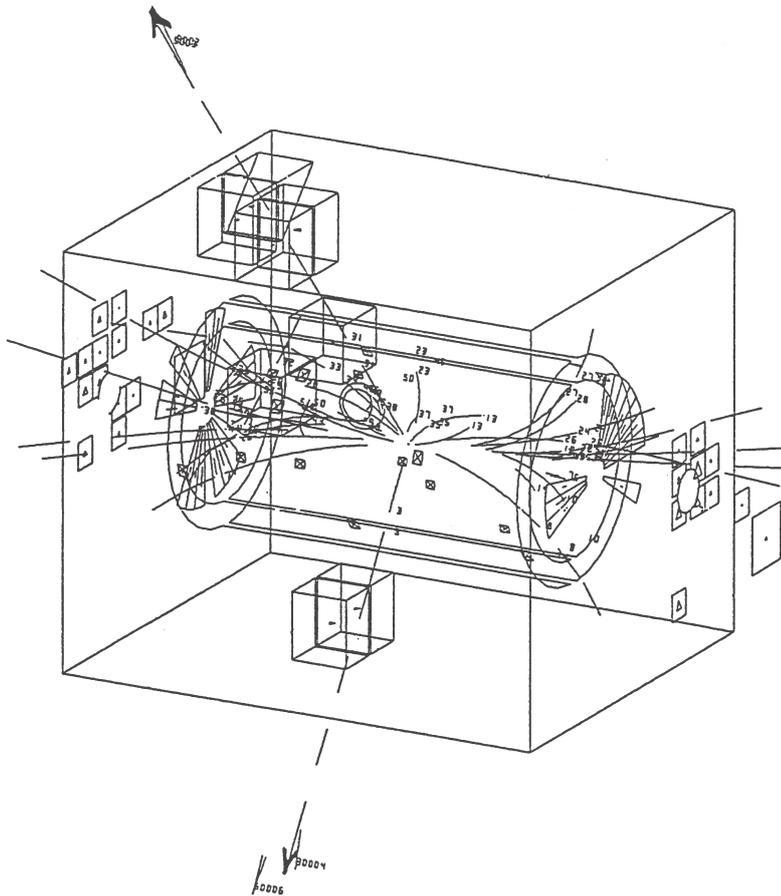


Abbildung 10.14: Nachweis eines in $p\bar{p}$ -Kollisionen erzeugten Z^0 -Bosons über seinen Zerfall in ein Myonpaar (UA1-Experiment).