

Kapitel 7

Wechselwirkungen

LITERATUR: [107, 103, 80, 108, 109]

Thema der Kapitel 5 und 6 war die Frage nach den **Bausteinen** der Materie. Unsere Antwort war, bestätigt durch zahlreiche spektroskopische Daten und durch Streuexperimente, daß die Materie aus Leptonen und Quarks besteht. Dabei ergaben sich folgende grundlegende Eigenschaften der Bausteine:

Eigenschaft	Lepton	Quark
J^π	1/2	1/2 ⁺
Ausdehnung	$r \leq 10^{-17} \text{ cm}$	$r \leq 10^{-16} \text{ cm}$
elektrische Ladung	0, $\pm 1 e$	$\pm 2/3e, \pm 1/3e$
Farbladung	0	3 Freiheitsgrade
Massen	Spektrum	Spektrum (siehe Abb.7.1)
Wechselwirkung	Gravitation schwache WW elektromagnetische WW	Gravitation schwache WW elektromagnetische WW starke WW

Bislang hat uns das Problem der Wechselwirkungen nur am Rande beschäftigt; wir haben die klassischen Begriffe geeignet verallgemeinert (Potential, Photonaustausch). Gerade aber die Kenntnis der Eigenschaften der Wechselwirkungen ist in den letzten Jahren — parallel zum wachsenden Verständnis der Bausteine der Materie — immer weiter gewachsen. Dieser Fortschritt hat dazu geführt, daß

- eine gemeinsame Struktur aller Wechselwirkungen entdeckt wurde (lokale Eichsymmetrie),
- Verknüpfungen zwischen Wechselwirkungen aufgedeckt wurden.

Dieses Programm ist aber noch keineswegs abgeschlossen. So existiert noch keine befriedigende Verknüpfung zwischen der starken Wechselwirkung einerseits und der schwachen/elektromagnetischen Wechselwirkung andererseits. Der Einbettung der Gravitation stehen noch zusätzlich mathematische Schwierigkeiten im Weg.

7.1 Quantenelektrodynamik (QED)

LITERATUR: [110]

7.1.1 Quantenfeldtheorien

Wir wollen zunächst daran erinnern, warum die spezielle Relativitätstheorie auf eine Nahwirkung — d. h. eine **Feldtheorie** führt.

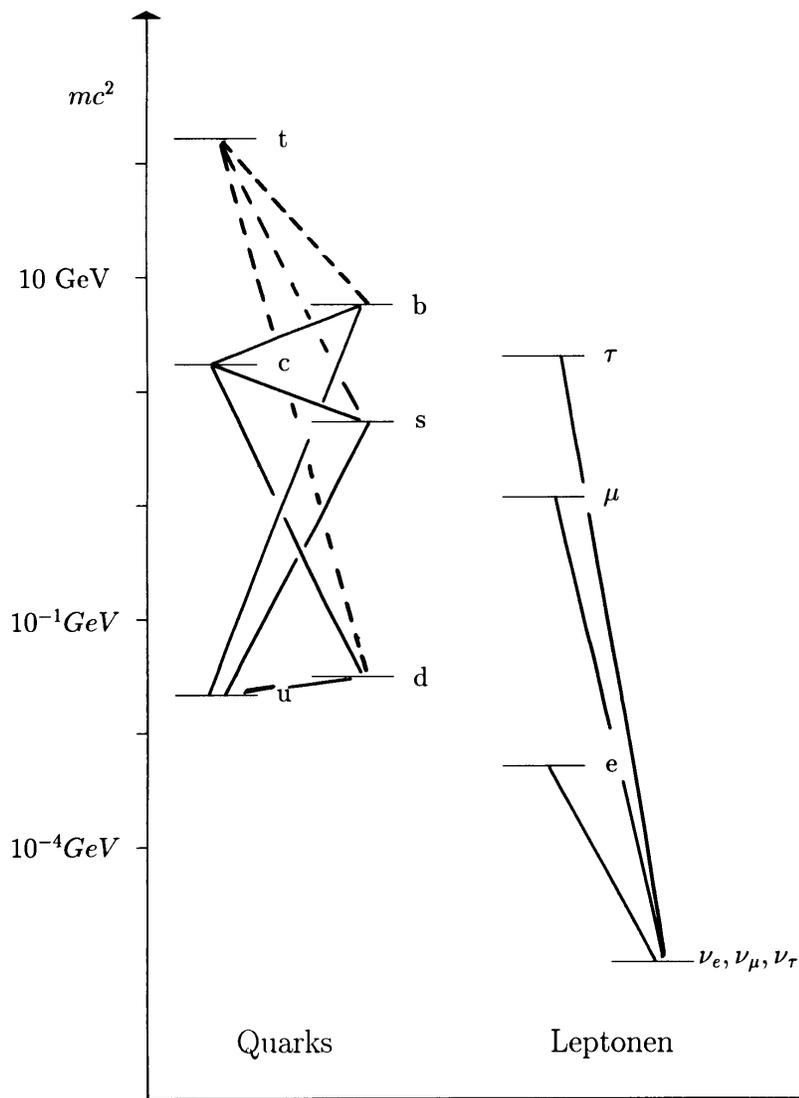
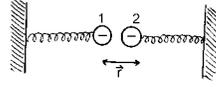


Abbildung 7.1: Massenspektrum der Quarks und der Leptonen und beobachtete Übergänge auf Grund der schwachen Wechselwirkung

Spezielle Relativitätstheorie und der Feldbegriff

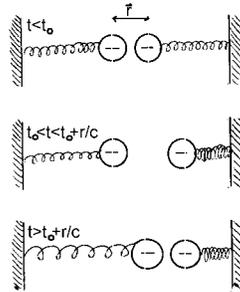
Schauen wir uns dazu die Wechselwirkung zweier Elektronen in einem sehr einfachen Modell an:



Nach dem Coulombgesetz (Fernwirkung) stoßen sich zwei gleich geladene Kugeln ab; kompensiert durch die Federkraft stellt sich ein Gleichgewicht ein (Abstand r)

$$\vec{F}_c = -\frac{e^2}{r^2}\vec{e}_r = k\Delta r\vec{e}_r .$$

Das Coulombgesetz enthält aber nicht die volle Information: Zur Zeit $t = t_0$ werde eine der beiden Kugeln nach links bewegt. Dann wird diese Information wegen der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ erst zur Zeit $t_0 + \Delta t = t_0 + r/c$ am Ort des anderen Teilchens eintreffen und dieses dann darauf reagieren. Diese Tatsache ist **nicht** im Coulombgesetz enthalten. Die Maxwell-Gleichungen dagegen erlauben es, das Phänomen in einzelne Schritte zu zerlegen und der Tatsache Rechnung zu tragen, daß c einen endlichen Wert besitzt.



Das elektromagnetische Feld trägt dabei Energie und Impuls (Viererimpulserhaltung). Wechselwirkungen werden durch zeitabhängige Felder beschrieben.

Quantisierung der Felder

Auch die fundamentale Tatsache, daß nach der Quantentheorie Energien in vielen Fällen quantisiert sind, muß bei der Beschreibung der Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Wendet man diese Beobachtung auf Felder an, dann folgt automatisch die Existenz der Feldquanten. Im Fall elektromagnetischer Felder sind es die Photonen.

Die Eigenschaften der Feldquanten können wir mit der Reichweite der Wechselwirkungsfelder verknüpfen. Ein Feldquant hat neben seiner Energie E auch eine zugehörige träge Masse (siehe Mößbauereffekt, Kap.3.1).

$$E = mc^2 .$$

Wenn dieses Feldquant zwischen zwei reellen Teilchen ausgetauscht wird, dann kann es nur für eine gewisse Zeit τ existieren, denn nach der Unschärferelation gilt:

$$mc^2 \cdot \tau \approx \hbar .$$

Die Reichweite ist dann im Ruhssystem der Teilchen gegeben durch

$$R \leq c\tau = \frac{\hbar c}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} = \lambda_c$$

Quant				
Photon	m_γ	$= 0$	R	$= \infty$
Graviton	R_G	$= \infty$	$\rightarrow m_G$	$= 0$
Schwache WW	R_{WI}	$= 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}$	$\rightarrow m_w c^2$	$= 80.2 \text{ GeV}$
Kern-WW	R_{SI}	$= 10^{-13} \text{ cm}$	$\rightarrow m_\pi c^2$	$= 0.14 \text{ GeV}$
			\rightarrow	Yukawa-Potential $V(r) \sim \frac{1}{r} e^{-rm_\pi c/\hbar}$

Die Kernwechselwirkung (Pionenaustausch) ist **keine** fundamentale Wechselwirkung, sie wird hier nur als Beispiel für die Existenz von Feldquanten mit Masse aufgeführt (π -Mesonen).

Bei dem Austausch von Gluonen – Feldern, die Farbladung tragen – muß man etwas sorgfältiger argumentieren (siehe Kap.7.2). Zusammengefaßt haben wir gefunden:

- Die spezielle Relativitätstheorie und Quantentheorie fordern die Existenz von Feldquanten.
- Die Reichweite der Felder ist mit der Masse der Feldquanten verknüpft.
- Die Feldquanten tragen Drehimpuls \hbar , d. h. Wechselwirkungen werden durch Vektorfelder beschrieben. Die Ausnahme bildet die Gravitation. Man erwartet für das Graviton den Spin $2\hbar$ – dies führt auf ein Tensorfeld 2. Stufe. Diese Eigenschaft erschwert die Quantisierung der allgemeinen Relativitätstheorie.

7.1.2 Elektromagnetische Wechselwirkung

Folgende Tatsachen sind für das klassische elektromagnetische Feld charakteristisch:

- Es gibt elektromagnetische Felder mit $A_\mu = (\varphi(\vec{r}, t), \vec{A}(\vec{r}, t))$
- Es gibt Quellen der Felder $j_\mu = (\rho(\vec{r}, t), \vec{j}(\vec{r}, t))$
- Felder überlagern sich linear (Superpositionsprinzip), da die Feldgleichungen linear sind. Die Feldgleichungen können aus den Lagrangedichten (Physik III) abgeleitet werden:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{frei} - j_\mu A^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

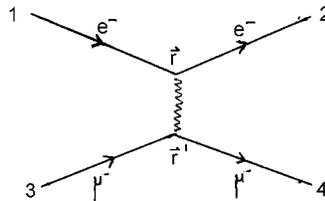
mit

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu .$$

Übertragen wir dies auf die Teilchenphysik, so bedeutet das: Photonen werden bei einer Zustandsänderung abgestrahlt, sie werden durch Feldquanten beschrieben:

$$A_\mu \rightarrow |\gamma\rangle .$$

Die raum–zeitliche Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonen kann aus A_μ abgeleitet werden (Beugungsfigur, Kirchhoff). Die elegantere Beschreibung gelingt mit Hilfe von Feynmangraphen, die zu einer geeigneten Umformulierung der Wechselwirkungsenergie führen



$$E \sim \int \rho(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \rho(\vec{r}) d^3 r d^3 r' .$$

Die Darstellung im Impulsraum ist eleganter, da sie Viererimpulserhaltung in diesem Fall mittels Deltafunktionen eine besondere Vereinfachung bringt. Das Übergangsmatrixelement ist:

$$M = \underbrace{j_\mu(1, 2)}_{\text{Quelle}} \underbrace{\sqrt{\alpha}}_{\text{Kopplung}} \underbrace{\frac{g_{\mu\nu}}{-q^2}}_{\text{Photonpropagator}} \underbrace{\sqrt{\alpha}}_{\text{Kopplung}} \underbrace{j_\nu(3, 4)}_{\text{Quelle}} \delta^4(p_1 + p_3 - p_2 - p_4)$$

Fouriertrafo von $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$

Der Viererstrom wird mit Hilfe von Dirac–Spinoren beschrieben:

$$j_\mu(1, 3) = \bar{u}(3) \gamma_\mu u(1) .$$

Dabei gilt für **freie** Spin 1/2–Teilchen im Impulsraum die Dirac–Gleichung

$$(\gamma_\mu p^\mu - mc \hat{1}) u(p) = 0$$

mit den 4 · 4–Dirac–Matrizen γ_μ .

Der Kalkül der Feynmangraphen gestattet es, elektromagnetische Größen von punktförmigen geladenen Teilchen mit sehr hoher Präzision zu berechnen, z. B.:

$$(g - 2)_{th}^e = 2(1159652411 \pm 166) \cdot 10^{-12} .$$

Diese Vorhersage stimmt sehr gut mit dem Experiment überein [89]:

$$(g - 2)_{exp}^e = 2(1159652193 \pm 10) \cdot 10^{-12} .$$

7.1.3 Eichinvarianz und Elektromagnetismus

LITERATUR: [111, 112]

Die wesentlichen Resultate dieses Abschnitts wurden bereits in Physik III/IV besprochen bzw. ad hoc angesetzt. Hier wollen wir ein allgemeines Prinzip formulieren, das dann in Kap.7.2 und 7.3 verallgemeinert wird und es gestattet, die starke und die schwache Wechselwirkung zu beschreiben.

Eichinvarianz der klassischen Elektrodynamik

Wir können die Maxwell–Gleichungen :

$$(1) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$(2) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

mit dem Ansatz

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

lösen:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = 0 .$$

Außerdem ist es uns gestattet, das Vektorpotential \vec{A} umzueichen:

$$\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} U(\vec{r}, t) ,$$

denn diese Umeichung läßt das Magnetfeld \vec{B} invariant:

$$\vec{B}' = \vec{\nabla} \times \vec{A}' = \vec{\nabla} \times \vec{A} + \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} U(\vec{r}, t) = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{B} .$$

Weiter folgt aus (2) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{A}) = 0 .$$

Die Gleichung hat im Vakuum die Lösung:

$$\vec{E} = - \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} + \vec{\nabla} V(\vec{r}, t) \right) .$$

Bei der Umeichung

$$\begin{aligned} \vec{A}' &= \vec{A} + \vec{\nabla} U(\vec{r}, t) \\ V'(\vec{r}, t) &= V(\vec{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial U(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{aligned}$$

ändert sich das elektrische Feld nicht, denn es gilt

$$-\vec{E}' = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{A}' + \vec{\nabla} V'(\vec{r}, t) \right) = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} + \vec{\nabla} V(\vec{r}, t) \right) + \frac{1}{c} \vec{\nabla} \frac{\partial U(\vec{r}, t)}{\partial t} - \frac{1}{c} \vec{\nabla} \frac{\partial U(\vec{r}, t)}{\partial t} = \vec{E} .$$

Die meßbaren Größen \vec{B} und \vec{E} bleiben also bei der lokalen Eichtransformation:

$$\begin{aligned} \vec{A}' &= \vec{A} + \vec{\nabla} U(\vec{r}, t) \\ V'(\vec{r}, t) &= V(\vec{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial U(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{aligned}$$

unverändert. Das einfachste Beispiel einer Eichtransformation in der Elektrodynamik ist die globale Eichtransformation

$$U(\vec{r}, t) = U_o .$$

Anschauliche Diskussion der Eichinvarianz

Wir wollen uns hier auf die Diskussion der Schrödinger-Gleichung beschränken, da wir uns in diesem Fall auf vertrautem Boden bewegen und an diesem exemplarischen Beispiel das „Neue“ der Eichinvarianz erkennen können. In der Quantenmechanik sind Meßgrößen als Erwartungswerte definiert, daher können Phasen von Wellenfunktionen nicht absolut gemessen werden:

$$\langle \hat{O} \rangle = \int \Psi^*(x) \hat{O} \Psi(x) dx = \int \tilde{\Psi}^*(x) \hat{O} \tilde{\Psi}(x) dx = \langle \tilde{\hat{O}} \rangle$$

mit

$$\tilde{\Psi}(x) = e^{i\alpha} \Psi(x)$$

und $\alpha = const$ (globale Eichinvarianz).

Die Frage, die sich nun stellt, ist die, ob es auch möglich ist, **lokale** Phasenänderungen der Art einzuführen, daß die meßbaren Größen unverändert bleiben

$$\tilde{\Psi}(x) = e^{i\alpha(x,t)} \Psi(x) ,$$

wobei

$$\langle \hat{O} \rangle = \langle \tilde{\hat{O}} \rangle .$$

Grundvoraussetzung für die Invarianz der Physik gegenüber lokalen Phasentransformationen ist die **Forminvarianz** der Schrödinger-Gleichung gegenüber dieser Transformation.

Wenn eine lokale Phasen(Eich)transformation unter gleichzeitiger Erhaltung des Wertes von $\langle \hat{O} \rangle$ möglich sein soll, dann können die Werte von $\alpha(\vec{r}, t)$ nicht völlig willkürlich gewählt werden; sie müssen vielmehr in geeigneter Weise miteinander verknüpft werden. Felder gestatten es, Informationen von einem Ort zum anderen zu übertragen. Da zum obigen Erwartungswert im Prinzip alle Raumpunkte beitragen, müssen die Felder langreichweitig sein. Wir werden durch diese qualitativen Argumente zur Vermutung geführt, daß die Existenz lokaler Eichtransformationen für geladene Teilchen und die Existenz elektromagnetischer Felder einander bedingen. Am Beispiel der Schrödinger-Gleichung soll dies exemplarisch vorgeführt werden. Die Argumente können leicht auf die Dirac- (beschreibt Spin 1/2 Teilchen) und die Klein-Gordon-Gleichung (beschreibt Spin 1 Teilchen) übertragen werden.

Eichinvarianz der Schrödinger-Gleichung

Wir postulieren die Forminvarianz der Schrödinger-Gleichung gegen lokale Eichtransformationen und behaupten, daß hieraus folgt:

- es gibt elektromagnetische Felder,
- die Form der Schrödinger-Gleichung für geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld wird durch das Postulat der lokalen Eichinvarianz festgelegt.

Ausgangspunkt ist die Schrödinger-Gleichung für freie Teilchen:

$$\frac{\hat{p}^2}{2m}\Psi(\vec{r}, t) = -i\hbar\frac{\partial\hat{\Psi}}{\partial t}$$

$$\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla} .$$

Es sei im weiteren $x =: (ct, \vec{r})$.

Folgende Behauptung ist zu überprüfen: Die durch Eichtransformation gewonnene Wellenfunktion

$$\Psi(x) \rightarrow \tilde{\Psi}(x) = e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}\Psi(x)$$

ist eine Lösung der Schrödinger-Gleichung, wenn man gleichzeitig mit einer Eichtransformation (lokale Phasentransformation) folgende Größen ersetzt:

$$\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla} \rightarrow -i\hbar(\nabla - \frac{iq}{\hbar c}\vec{A}(x)) =: i\hat{D}$$

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\hbar(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{iq}{\hbar}V(x)) =: i\hat{D}_0$$

$$\frac{\hat{p}^2}{2m}\Psi(\vec{r}, t) = -i\hbar\frac{\partial\hat{\Psi}}{\partial t} \rightarrow \frac{1}{2m}(i\hat{D})^2\Psi = i\hat{D}_0\Psi$$

und die elektromagnetischen Felder umeicht:

$$\vec{A}(x) \rightarrow \vec{A}'(x) = \vec{A}(x) + \vec{\nabla}\theta(x)$$

$$V(x) \rightarrow \tilde{V}'(x) = V(x) - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\theta(x) .$$

Der Beweis für diese Behauptung läßt sich durch einfaches Nachrechnen führen:

$$(i\hat{D})\tilde{\Psi} = (-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{q}{c}\vec{A} - \frac{q}{c}\nabla\theta)e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}\Psi(x) = e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}\Psi(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{q}{c}\vec{A})\Psi(x)$$

$$\frac{1}{2m}(i\hat{D})^2\tilde{\Psi}(x) = \frac{1}{2m}(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{q}{c}\vec{A} - \frac{q}{c}\nabla\theta)e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{q}{c}\vec{A})\Psi(x)$$

$$\frac{1}{2m}e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{q}{c}\vec{A})^2\Psi(x) = \frac{1}{2m}e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}(i\hat{D})^2\Psi(x)$$

$$= e^{i\frac{q}{\hbar c}\theta(x)}i\hat{D}_0\Psi(x) = i\hat{D}_0\tilde{\Psi}(x) ,$$

wobei die letzte Zeile analog zu der vorhergehenden Rechnung bewiesen wird. Damit ist die Forminvarianz der Schrödinger-Gleichung bei lokaler Eichtransformation gezeigt.

Anmerkungen:

$$A = [\text{Volt}]$$

$$\theta = [\text{Volt} \times \text{Länge}]$$

Wir haben damit aus dem Postulat der Forminvarianz der Schrödinger–Gleichung gegen lokale Eichtransformationen abgeleitet, daß

- es Felder \vec{A}, V geben muß, die lokal die Phase der Wellen gerade so einstellen, daß

$$\langle \hat{O} \rangle = \langle \tilde{\hat{O}} \rangle ,$$

- die Felder gleichzeitig die Wechselwirkung vermitteln,
- wir haben aus der Schrödinger–Gleichung für freie Teilchen die Schrödinger–Gleichung für geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld abgeleitet.
- man sieht, daß bei Einführung des kanonischen Impulses, die Eichung elektromagnetischer Felder und die lokale Eichinvarianz der Schrödinger–Gleichung miteinander verknüpft sind (Prinzip der minimalen Kopplung).

In Kap.7.2 und 7.3 werden wir dieses Verfahren auf die starke und die schwache Wechselwirkung verallgemeinern.

Anmerkung: Wenn freie Elektronen durch die Dirac–Gleichung beschrieben werden, dann haben wir als Lösung einen 4–Spinor:

$$\begin{pmatrix} \hat{e}^- \\ \check{e}^- \\ \hat{e}^+ \\ \check{e}^+ \end{pmatrix}$$

Es ist in diesem Fall **nicht** automatisch klar, daß alle Komponenten mit gleicher Phase zu multiplizieren sind (abelsche Eichtransformation):

$$u(x) \rightarrow u(x)e^{i\alpha(x)} .$$

Man könnte im Prinzip hier auch setzen:

$$u_j(x) = \sum_{i=1}^4 e^{i\alpha_{ij}(x)} u_i(x) .$$

Dann ist α_{ij} eine 4×4 –Matrix. Das Experiment schließt diesen Ansatz aus. Er würde zu einer nicht–linearen Elektrodynamik führen (siehe Kap.7.2).

Hinweis: In Kap.5.1.2 wurde auf das Noether Theorem hingewiesen. Aus ihm folgt:

Aus der Invarianz gegen **globale** Phasentransformationen (Phasentransformationen 1. Art) leitet man die Ladungserhaltung ab: $\partial_\mu j^\mu = 0$.

Aus der Invarianz gegen **lokale** Phasentransformationen (Phasentransformationen 2. Art) folgt dagegen die Existenz der Wechselwirkungsfelder.

7.1.4 Bohm–Aharonov–Effekt

LITERATUR: [113, 114]

Wir wollen jetzt ein Experiment besprechen, mit dessen Hilfe die durch das Vektorfeld erzeugte Phase nachgewiesen werden kann (siehe Abb.7.2)

In I wird der e^- –Strahl aufgespalten, in II zur Interferenz gebracht. Wir bringen in den Raum zwischen diesen Strahlen lokal ein \vec{B} –Feld ein mit:

$$\begin{aligned} \vec{B}(\vec{r}) &\neq 0 & r < R &\rightarrow A(\vec{r}) \sim r \\ \vec{B}(\vec{r}) &= 0 & r \geq R &\rightarrow A(\vec{r}) \sim \frac{1}{r} , \end{aligned}$$

denn es gilt (R_{Sp} = Spulenzradius):

$$2\pi r |\vec{A}| = \oint \vec{A} d\vec{r} = \int \int \text{rot} \vec{A} d^2 r = B\pi R^2 = \Phi_m \sim nI\pi R_{Sp}^2$$

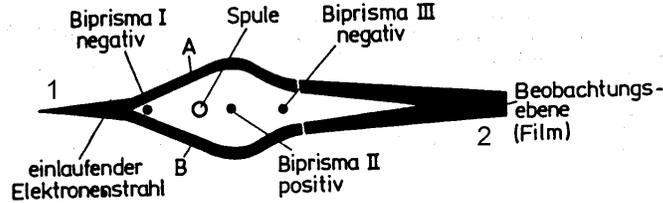


Abbildung 7.2: Experimenteller Aufbau zur Messung des Bohm-Aharonov-Effektes

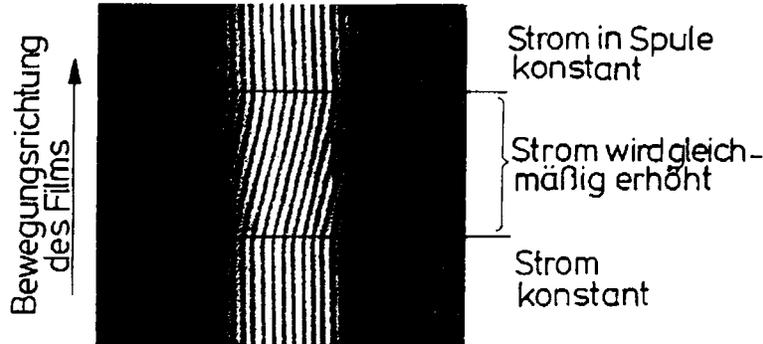


Abbildung 7.3: Beobachtete Interferenzfigur für das in Abb.7.2 dargestellte Experiment

$$|\vec{A}(\vec{r})| = \frac{\Phi_m}{2\pi r} \quad r > R_{Sp}$$

und daraus folgt:

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} = \begin{pmatrix} B_r \\ B_\varphi \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \\ \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial r A_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} \end{pmatrix} = 0 \quad \text{für } r > R_{Sp}.$$

Das Elektron bewegt sich also in einem Raumgebiet, in dem $\vec{A} \neq 0$, $\vec{B} = 0$ ist. Eine Phasenänderung erreicht man durch Änderung des Spulenstroms; denn es gilt:

$$\begin{aligned} \delta\Phi &= \frac{e}{\hbar c} \int_A \vec{A} d\vec{r} - \frac{e}{\hbar c} \int_B \vec{A} d\vec{r} \\ &= \frac{e}{\hbar c} \oint_{1A2B} \vec{A} d\vec{r} = \frac{e}{\hbar c} \frac{\Phi_m}{2\pi R} \sim I. \end{aligned}$$

Die Änderung in der Phase kann man also beeinflussen, obwohl am Ort der Teilchenbahn kein \vec{B} -Feld herrscht. Das Meßresultat ist in Abb.7.3 gezeigt.

Deutung:

- Obwohl keine Wechselwirkung im üblichen Sinn stattfindet, kann man die Phase beeinflussen.
- Es tritt eine nichtlokale Größe auf, denn das e^- wird durch das Integral über die Kurve im feldfreien Raum beeinflusst.
- $\delta\Phi$ ist eine topologische Größe, denn die Kurve kann verformt werden, ohne daß der Wert des Integrals sich ändert.

- Man kann mit $\delta\Phi$ eine geometrische Größe verbinden (Berry-Phase – holonome Transformation)

7.2 Quantenchromodynamik (QCD)

Wir werden im folgenden sehen, daß im Fall der Quantenchromodynamik die Eichtransformationen eine **nicht-abelsche** Gruppe bilden, daher ist der Formalismus aufwendiger. Die quantitativen Einzelheiten müssen daher der Vorlesung „Einführung in die theoretische Teilchenphysik“ vorbehalten bleiben. Wir wollen hier nur plausibel machen:

- wie mit Hilfe einer lokalen, nicht-abelschen Eichtransformation im Farbraum die Existenz von Wechselwirkungsfeldern folgt, die Farbladungen tragen;
- einige wesentliche Eigenschaften dieser Felder sollen qualitativ diskutiert werden;
- zum Abschluß wollen wir skizzieren, wie man heute hofft, einige wesentliche Eigenschaften der Kräfte, die wir in Kap.5 und 6 implizit ausnutzten, quantitativ mit Hilfe der *QCD* zu erklären.

7.2.1 Quark-Gluon-Kopplung

Wir gehen von einem System von Quarks aus – z. B. einem Proton, das nach Kap.5 einen farblosen Zustand bildet:

$$\begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix}$$

Es kommt hier nicht auf die Flavor-Quantenzahlen an, da nach Kap.5.4 alle Teilchen eines Oktetts/Dekupletts äquivalent sind, obwohl sie sich in ihrem Flavor unterscheiden. Für eine dreikomponentige Farbwellenfunktion können wir Invarianz gegen eine lokale, gemeinsame Phasentransformation fordern, zum Beispiel:

$$\begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix} e^{i\alpha(x)}$$

Dies entspricht einer $U(1)$ -Transformationsgruppe (abelsche Eichtransformation). Wie in Kap.7.1 gelangt man von diesem Ansatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung, d.h. dieser Ansatz kann zwar die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Quarks, **nicht** aber (Kap.5.5) das Potential zwischen zwei schweren Quarks erklären

$$V(r) = \frac{\alpha_s}{r} + ar .$$

Wir fordern daher die allgemeinere Phasentransformation:

$$\begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 3 \times 3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix}$$

Diese Transformation entspricht einer $SU(3)$ – *Eichgruppe* (nicht-abelsche Eichtransformation). Aus diesem Ansatz wollen wir einige Folgerungen ziehen:

Falls wir eine globale Eichtransformation dieser Art fordern, tritt kein Problem auf. Denn obwohl die Quarks sich im Proton an verschiedenen Orten aufhalten, existiert für die globale Eichtransformation eine Zuordnungsvorschrift an allen Orten der Art, daß der Gesamtzustand ein Farbsingulett bleibt, zum Beispiel

$$\begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} g \\ b \\ r \end{pmatrix}$$

Lokale Eichtransformationen dagegen bewirken an jedem Ort (\vec{r}, t) eine wohldefinierte Farbtransformation, die aber von Ort zu Ort variiert. Der Gesamtzustand kann unter diesen Bedingungen nur dann farbneutral bleiben, wenn gleichzeitig farbtragende Feldquanten emittiert werden, zum Beispiel:

$$\begin{pmatrix} r \\ g \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} r \\ r \\ b \end{pmatrix} + (\bar{r}g)$$

Wie in der *QED* folgt also aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz das Auftreten von Feldquanten. Im Gegensatz zur *QED* müssen aber hier in der *QCD* die Feldquanten Ladung tragen, da eine nicht-abelsche lokale Eichtransformation postuliert wurde. Insgesamt treten 8 Feldquanten auf ($\det T = 1, SU(3)_c$) mit unterschiedlichen Farbzusammensetzungen:

$$\underbrace{\begin{array}{cc} r\bar{g} & r\bar{b} \\ g\bar{r} & g\bar{b} \\ b\bar{r} & b\bar{g} \\ \frac{r\bar{r}-b\bar{b}}{\sqrt{2}} & \frac{r\bar{r}+b\bar{b}-2g\bar{g}}{\sqrt{6}} \end{array}}_{8 \text{ Gluonen}}$$

sowie das Farbsingulett

$$\frac{r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}}{\sqrt{3}}$$

Da das Farbsingulett keine Farbe trägt, koppelt es nach den obigen Überlegungen nicht an Quarks und trägt daher nicht zur Wechselwirkung bei.

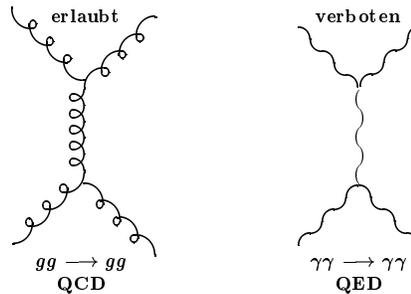


Abbildung 7.4: Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung (rechts) ist die Selbstwechselwirkung von Feldquanten in der starken Wechselwirkung möglich

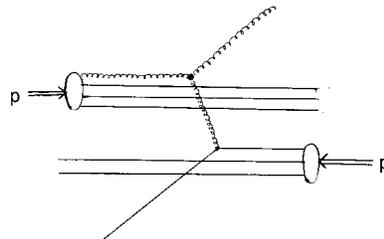


Abbildung 7.5: Selbstwechselwirkung von Gluonen in der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow K^- + X$. $|K^- \rangle = |s\bar{u} \rangle$ und $|p \rangle = |uud \rangle$ haben kein gemeinsames Valenzquark, daher ist es plausibel anzunehmen, daß K^- aus Gluonen entsteht (in [115] wird der experimentelle Beweis für diese Vermutung diskutiert).

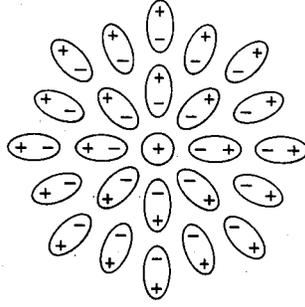


Abbildung 7.6: Abschwächung des elektrischen Feldes in Materie durch Polarisation des die Ladung umgebenden Mediums

Als nächstes wollen wir die charakteristischen Eigenschaften der Gluonen diskutieren: sie tragen Farbladung und können damit im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung an sich selbst koppeln (siehe Abb.7.4).

Diese Eigenschaft der Gluonen macht den Ansatz für das Potential (siehe Kap.5.4)

$$V(r) = \frac{\alpha_s}{r} + ar$$

plausibel.

Experimentell gibt es bislang für die Selbstwechselwirkung nur indirekte Evidenz (siehe Abb.7.5). Siehe auch [115, 116] und Abb.6.10.

7.2.2 Begründung des Quark-Parton-Modells

Wir wollen jetzt plausibel machen, warum bei großen Impulsüberträgen (kleinen Abständen) die Kopplungskonstante α_s klein ist, d. h. die Quarks sich quasifrei bewegen. Der exakte Beweis nutzt die Renormierungsgruppe.

In der *QED* gibt es ein analoges Problem (siehe Abb.7.6), das wir uns durch ein klassisches Modell plausibel machen wollen. Durch eine in Materie eingebrachte Ladung werden die Ladungspaare polarisiert. Es gilt wie für die Elektrodynamik in Materie (Physik II)

$$\vec{P} = \alpha \vec{E} .$$

In Physik II wurde gezeigt, daß das äußere Feld durch die Polarisation genauso verändert wird, als ob eine Ladung

$$\rho_p = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}$$

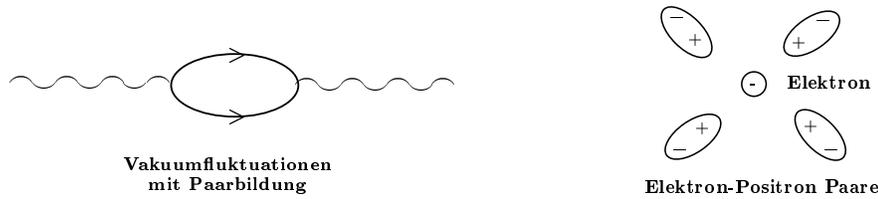
in das Medium eingebracht wurde. Die Grundgleichung der Elektrostatik lautet dann:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_{frei}(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}(\vec{r}, t) = \rho_{frei} - \alpha \vec{\nabla} \cdot \vec{E}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{1 + \alpha} \rho_{frei} = \rho_{frei} / \epsilon = \rho_{eff} .$$

Ein analoger Prozeß tritt auch im Vakuum auf, denn eine elektrische Ladung ist durch Vakuumfluktuationen von e^+e^- -Paaren umgeben (Unschärferelation), die polarisiert sind. Bemerkbar macht sich dieser Effekt z. B. in der Lamb-Shift (Physik IV). Die Sonde mit der Wellenlänge λ mittelt mit abnehmendem λ über immer kleinere Raumbereiche:

$$\epsilon_{gem} < \epsilon_{nackt}$$



Die Rechnung (*QED*, Landau) ergibt für die Feinstrukturkonstante α der Elektrodynamik:

$$\alpha(q^2) = \begin{cases} \alpha \left(1 + \frac{\alpha}{3\pi} \ln \frac{|q^2|}{m_e^2} + \dots \right) & q^2 \gg m_e^2 \\ \alpha \left(1 + \frac{\alpha}{15\pi} \ln \frac{|q^2|}{m_e^2} + \dots \right) & q^2 \ll m_e^2 \end{cases}$$

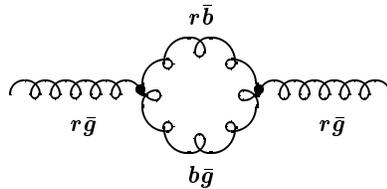
Man hat bei LEP in Übereinstimmung mit dieser Vorhersage gemessen (großes q^2 bedeutet kleine Abstände)

$$\alpha(q^2 = m_z^2 = (92 \text{ GeV})^2) = \frac{1}{128},$$

während man aus der Thompson-Streuung bei kleinen Viererimpulsüberträgen findet:

$$\alpha(q^2 = m_e^2) = \frac{1}{137}.$$

Also steigt die Kopplungskonstante α mit wachsendem q^2 an. Analoge Vakuumschwankungen gibt es auch in der *QCD*: Dieser Beitrag wirkt sich auf die Kopplungskonstante analog wie in der *QED* aus. Zusätzlich tragen im Fall der *QCD* aber auch die Gluonen zur Vakuumschwankung bei:



Die Rechnung zeigt, daß die Gluonen mit entgegengesetztem Vorzeichen zur Vakuumschwankung beitragen wie die $q\bar{q}$ -Fluktuationen. Dies kann man wie folgt plausibel machen: Durch die Emission der farbtragenden Gluonen und deren Vakuumschwankungen wird die Ladung über ein größeres Volumen verteilt. Bei verbesserter Auflösung (zunehmendes q^2) sieht die Sonde immer weniger der nackten Ladung des Quarks. Man kann zeigen (μ^2 geeignete Skala, z. B. m_ρ^2):

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha(q^2 = \mu^2)}{1 + \frac{\alpha(\mu^2)}{12} (33 - 2N_f) \ln \frac{|q^2|}{\mu^2}}$$

α_s ist die Kopplungskonstante der *QCD*.

$$N_f = \text{Zahl der Quark - Spezies (Flavors)}$$

Also wird die Kopplungskonstante $\alpha_s(q^2)$ mit steigendem q^2 kleiner (Abb.7.9) in Übereinstimmung mit dem Experiment. Das bedeutet:

- λ klein $\rightarrow |q^2|$ groß $\rightarrow \alpha_s$ klein \rightarrow Quarks sind quasifrei (asymptotische Freiheit) \rightarrow Parton Modell, das von quasifreien Quarks ausgeht, kann benutzt werden.
- λ groß $\rightarrow |q^2|$ klein $\rightarrow \alpha_s$ groß \rightarrow Wechselwirkung groß \rightarrow Confinement ($V(r) \sim ar$ für große r)

Hinweis: die Existenz des Confinement ist bisher nicht exakt aus den Grundgleichungen der *QCD* abgeleitet worden. Es gibt nur qualitative Argumente und Extrapolationen der Lösungen der *QCD*-Feldgleichungen auf dem Gitter, die die Existenz des Confinement plausibel machen [117].

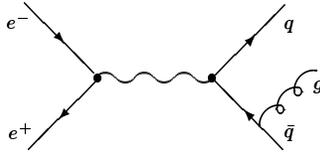


Abbildung 7.7: Bremsstrahlungsprozeß der Gluonen

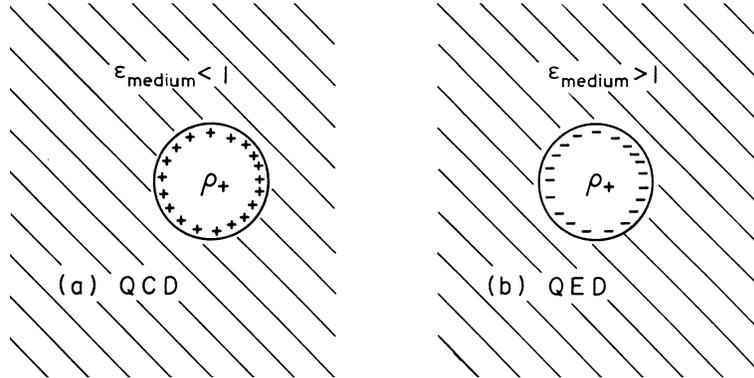


Abbildung 7.8: Vergleich der Vakuumfluktuationen für die QCD und die QED . Die „Dielektrizitätskonstante“ des Vakuums ist unterschiedlich und hängt von q^2 ab.

7.2.3 Einige Anwendungen

- Die Analogie zur QED führt zum „Nachweis“ der Gluonen im Bremsstrahlungsprozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ (siehe Abb.7.7)

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})} \approx \alpha_s$$

$$\alpha_s = 0.12 \pm 0.01 \quad \text{bei } q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2 .$$

- Die Reaktion führte zum Nachweis des Gluons 1979 bei DESY (Abb.6.7 zeigt ein Beispiel).
- Eine andere Methode α_s zu messen folgt aus Abb.5.23

$$\frac{\sigma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)}{\sigma(\Upsilon \rightarrow ggg)} = \frac{\alpha}{\alpha_s}$$

$$\alpha_s = 0.17 \pm 0.03 \quad \text{bei } q^2 = 10^2 \text{ GeV}^2 .$$

- Man kann auch den Prozeß $eq \rightarrow eqg$ beobachten $\rightarrow \alpha_s$.

Die Resultate verschiedener Experimente faßt Abb.7.9 zusammen [99, 117].

Abschließende Hinweise :

Eine nicht-abelsche Eichtheorie wurde bereits in Physik I behandelt (Gravitation – allgemeine Relativitätstheorie): Das Gravitationsfeld besitzt Energie, deshalb besitzt es nach der speziellen Relativitätstheorie ($E = mc^2$) eine träge Masse. Nach dem Grundpostulat der allgemeinen Relativitätstheorie (siehe Kap.3.1) gilt:

$$m_t = m_s$$

und es ist

$$V_{pot} = G \frac{M_{s1} M_{s2}}{r} .$$

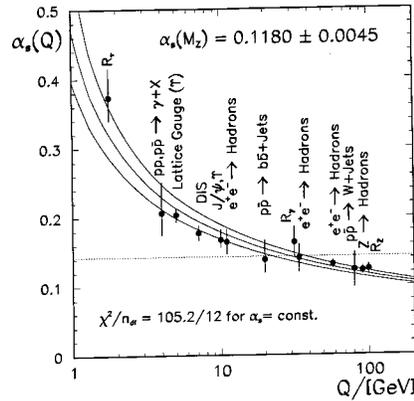


Abbildung 7.9: Aus verschiedenen Reaktionen bestimmte Werte der starken Kopplungskonstanten

Das Gravitationsfeld wirkt auf sich selbst, im Gegensatz zum elektromagnetischen Feld beobachten wir auch bei der Gravitation Selbstkopplung, d. h. auch die allgemeine Relativitätstheorie ist eine nicht-abelsche Eichtheorie.

7.3 Schwache Wechselwirkung: Quanten-Flavor-Dynamik (QFD)

7.3.1 Beschreibung der schwachen Zerfälle im Rahmen des Quark-Modells

Wie wollen zunächst rein phänomenologisch die schwachen Zerfälle der Leptonen und der Quarks beschreiben, indem wir sie auf die Umwandlung der elementaren Konstituenten der Materie (Leptonen und Quarks) zurückführen. Wir beginnen mit Prozessen, an denen nur Leptonen beteiligt sind, weil unter diesen Bedingungen Bindungseffekte keine Rolle spielen. Die Verhältnisse sind daher besonders übersichtlich.

Zerfälle von Leptonen

Folgende Leptonfamilien (Generationen) existieren (siehe Kap.5.1.3 und Abb.7.1):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

Dabei können sich die schweren Teilchen in die leichteren umwandeln durch Zerfälle unter Aussenden eines Leptonpaares (siehe Kap.3.2).

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

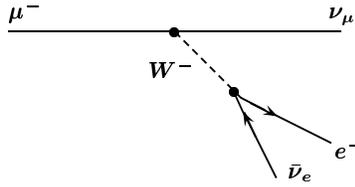
$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau, \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau .$$

Nach Kap.3.2 ist die Wechselwirkung näherungsweise punktförmig, d. h. nach Kap.7.1, daß das verantwortliche Feldquant sehr schwer ist:

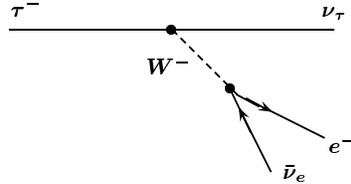
$$R_{WI} = \frac{\hbar c}{M_W c^2} \approx 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}$$

$$M_W c^2 = (80.41 \pm 0.10) \text{ GeV} .$$

Den obigen Prozeß beschreiben wir daher heute durch die Emission eines W^\pm -Bosons



Man spricht von geladenen Strömen. Als Anwendungsbeispiel sei hier der τ -Zerfall genannt:



Die beiden Zerfälle des μ^- - und des τ -Leptons sind miteinander verknüpft, wobei der Unterschied nur durch

- unterschiedlichen Phasenraum ($m_\tau/m_\mu = 16.8$)
- die unterschiedliche Zahl möglicher Zerfallskanäle ($\mu = 1$ Kanal; $\tau = 5$ Kanäle)

gegeben ist. Dabei nehmen wir an, daß das W -Boson an ein (μ, ν_μ) - bzw. ein (τ, ν_τ) -Paar gleich stark koppelt (Lepton-Universalität).

In Kap.3.2 wurde folgende Relation abgeleitet:

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{dW}{dt} = \frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | H_{WI} | i \rangle |^2 \rho(E_f) \sim m_\mu^5 .$$

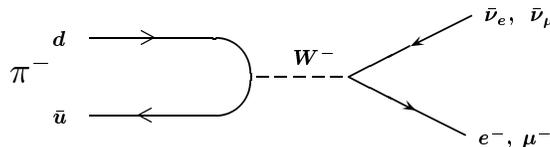
Daher gilt:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu)} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu} \right)^5 = \frac{T_{1/2}(\mu^-)}{T_{1/2}(\tau^-)} \frac{1}{Br(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} .$$

Der letzte Faktor berücksichtigt dabei die unterschiedliche Anzahl an Kanälen, in die die Leptonen zerfallen können. Die neuesten Messungen zeigen, daß diese Relationen auf besser als 0.5 % erfüllt sind (Abb.7.10).

Leptonische Zerfälle der Hadronen

Wir können die vorangehende Argumentation umdrehen und nach rein leptonischen Zerfällen der Hadronen suchen und nach ihrer Beschreibung im Rahmen des Quark-Modells fragen:



Die beiden Zerfälle werden in der Tat beobachtet, jedoch unterscheiden sich die Zerfallsraten stark. Dies ist eine Folge der Paritätsverletzung (Helizität des $\bar{\nu}_e$ ist $+1$, siehe Kap.3.2), wie folgende Analyse im Ruhesystem des Elektrons zeigt:

$$J^\pi(\pi^-) = 0^-$$

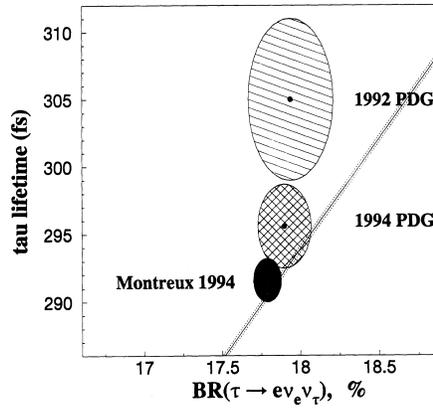
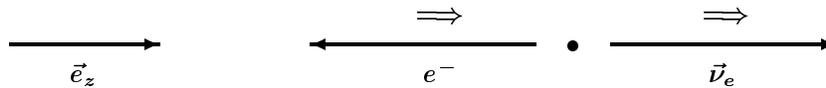


Abbildung 7.10: Test der Lepton-Universalität. Daten, die zu verschiedenen Zeitpunkten bekannt waren, sind eingetragen.



Wegen der Drehimpulserhaltung ist $J_z = +1$ im Endzustand verboten, wird aber andererseits im Fall der Paritätsverletzung als dominant gefordert:

$$W(\kappa_e = +1) = 1 - \frac{v_e}{c} \ll 1 - \frac{v_\mu}{c} .$$

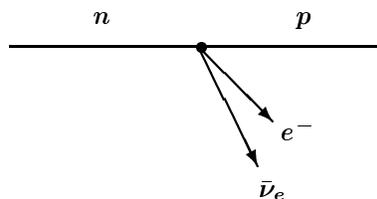
Das Experiment ergibt:

$$\frac{W(\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu)}{W(\pi^- \rightarrow e^- \nu_e)} \approx \frac{100}{1.228 \cdot 10^{-4}} \approx 10^6$$

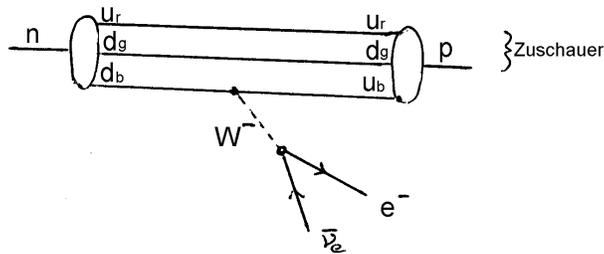
in guter Übereinstimmung mit maximaler Paritätsverletzung. Man sagt, der Zerfall $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ sei helizitätsunterdrückt.

Semileptonische Zerfälle

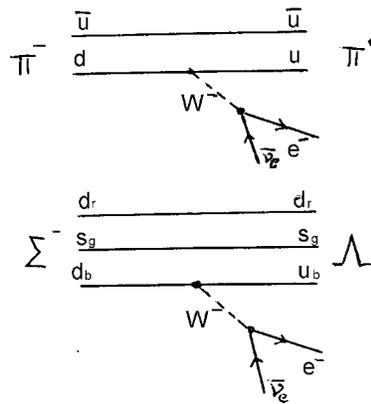
Das klassische Beispiel für diese Reaktion ist der n -Zerfall:



Da die Reichweite der schwachen Wechselwirkung $R_{WI} \approx 10^{-16} \text{ cm}$, die Ausdehnung der Nukleonen aber $r_N \approx 10^{-13} \text{ cm}$ beträgt, kann man die Impulsapproximation anwenden und den Übergang zwischen Quarks als unabhängig von den übrigen Quarks des Neutrons annehmen.



Dieser Prozeß kann also beschrieben werden, wenn man eine Theorie der Übergänge der Bausteine der Nukleonen – der Quarks – ineinander besitzt. Auf Bindungseffekte ist dann noch zu korrigieren. Andere Beispiele sind die folgenden:



Anmerkung:

Neben den Zerfallsprozessen können aber auch die in Kap.6.2 behandelten Streuprozesse auf die elementaren Reaktionen zurückgeführt werden:

$$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- X^+ \leftrightarrow \nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$$

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ X^0 \leftrightarrow \bar{\nu}_e u \rightarrow e^+ d .$$

Falls $X^+ = p$ oder $X^0 = n$ müssen Kohärenzeffekte im Endzustand berücksichtigt werden (Formfaktor).

Charakteristisch für alle diese Reaktionen ist, daß für die beteiligten Hadronen gilt:

$$\Delta Q_h = \pm 1$$

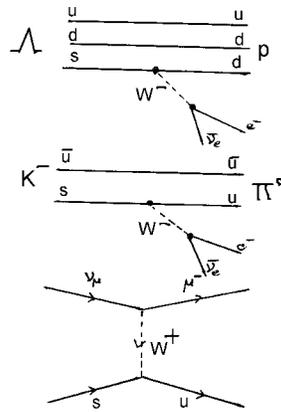
$$\Delta S = \Delta \tilde{C} = \Delta \tilde{B} = 0 .$$

Zusammengefaßt folgt, daß das Quark-Modell einen einfachen Rahmen zur Interpretation dieser Resultate liefert.

Semileptonische Zerfälle unter Flavor-Änderung

Neben den in Kap.7.3.1 diskutierten semileptonischen Zerfällen gibt es auch solche mit $\Delta S \neq 0, \Delta \tilde{C} \neq 0$ oder $\Delta \tilde{B} \neq 0$.

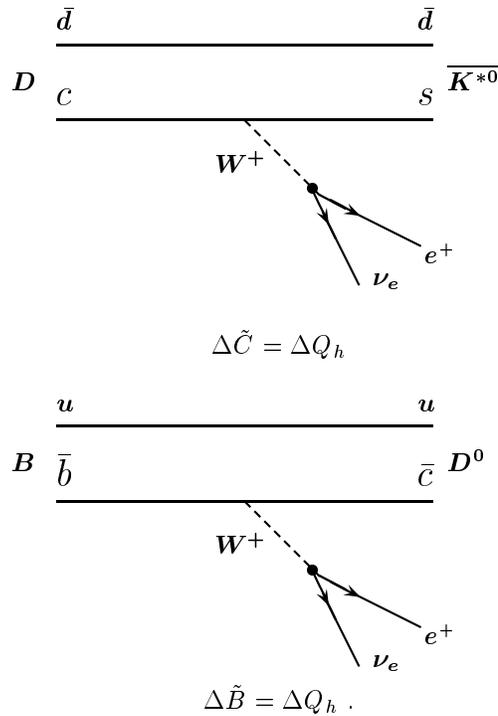
Beispiele:



Für alle diese Prozesse gilt:

$$\Delta S = -1, \quad \Delta Q_h = -\frac{1}{3} - \frac{2}{3} = -1,$$

dies führt zur $\Delta S = \Delta Q_h$ -Regel (siehe Kap.5.2.4). Diese Regel wurde zunächst empirisch gefunden, sie kann im Rahmen des Quarkmodells und der QFD zwanglos erklärt werden (N. Cabibbo). Analoge Prozesse beobachtet man bei Charm und Beauty-Zerfällen



In diesem Stadium der Analyse ist noch nicht klar, ob

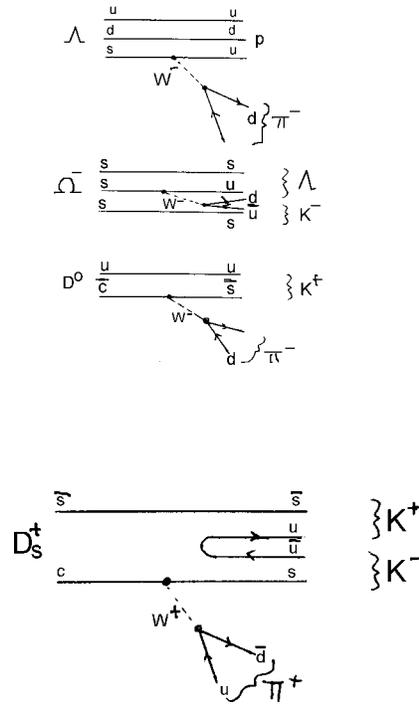
$$W(s \rightarrow u) \gtrless W(d \rightarrow u),$$

dabei gilt die obere Ungleichung für die naive Theorie, da $m_s > m_d$. Das untere Vorzeichen gibt die experimentellen Resultate wieder. Die Erklärung für diese Beobachtung wird in Kap.7.3.2 diskutiert.

Nichtleptonische Zerfälle

Neben den Zerfällen, in denen Leptonen im Endzustand auftreten, existieren auch solche, in denen nur Hadronen im Endzustand beobachtet werden.

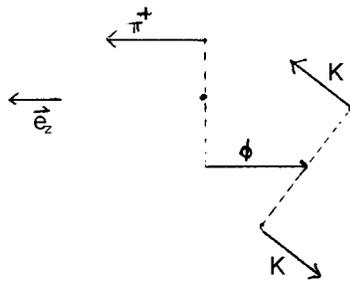
Einige Beispiele sind:



Anmerkung:

Es soll erläutert werden, wie mit Hilfe des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$ der Spin des D_s^+ -Mesons bestimmt werden kann. Angenommen $J(D_s^+) = 0$, dann gilt wegen der Drehimpulserhaltung

$$\vec{l}(\Phi \pi^+) = -\vec{s}(\Phi)$$



Da $\vec{l}(\Phi)$ senkrecht auf der $\pi^+ \Phi$ -Ebene steht, ist die Projektion des Φ -Spins auf die z -Achse $m(\Phi) = 0$.

Für den $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ -Zerfall gilt ($J^\pi(\Phi) = 1^-$) $l(K^+ K^-) = 1$. Da $\vec{l}(K^+ K^-)$ parallel zu $\vec{s}(\Phi)$ wegen der Drehimpulserhaltung ist, folgt wie oben $m(K^+ K^-) = 0$, d. h. die Winkelverteilung ist durch $Y_{10}(\theta)$ charakterisiert:

$$W(\theta(K^+ K^-)) \sim |Y_{10}(\theta)|^2 \sim \sin^2 \theta$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat. Analog kann man mit Hilfe des Zerfalls $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \Phi$ zeigen, daß $J(D^0) = 0$ gilt. Diese Methoden ergänzen die in Kap.5.5.3 – 5.5.4 diskutierten Verfahren zur Bestimmung der Quantenzahlen von Teilchen.

7.3.2 Die CKM–Matrix

Wir haben in Kap.7.3.1 gesehen, daß qualitativ die Zerfälle von Leptonen und Quarks verstanden werden können, wenn man die schwache Wechselwirkung durch den Austausch von W^\pm –Bosonen beschreibt. Diese Tatsache wollen wir jetzt quantitativ erfassen. Wir werden dabei erkennen, daß wir zusätzliche Matrixelemente (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM)–Matrix) einführen müssen, um die Kopplung zwischen W –Bosonen und Quarks zu beschreiben. Die QFD zeigt, daß diese Matrixelemente eng mit der Masse der Quarks zusammenhängen. Beide Größen sind theoretisch eigentlich nicht verstanden, es handelt sich um Parametrisierungen der experimentellen Resultate (siehe Kap.7.3.7, 7.3.8). Hier sind noch wichtige Entdeckungen für die Zukunft zu erwarten.

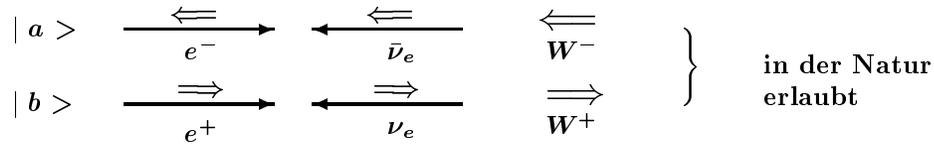
Phänomenologische Beschreibung der Paritätsverletzung [118]

Wir wollen für die folgenden Überlegungen annehmen, daß $m_q c^2 \ll E_q$ gilt.

Postulat:

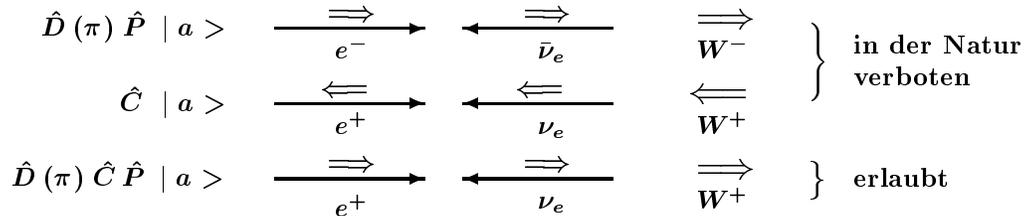
Für Teilchen mit $mc^2 \ll E$, die an einer ladungsändernden schwachen Wechselwirkung beteiligt sind, tragen nur die Helizitätszustände $\mathcal{H}(T) = -1$ und $\mathcal{H}(\bar{T}) = +1$ bei (siehe Kap.3.2).

Beispiel:



W –Bosonen haben Spin 1 wie Photonen und Gluonen. Im Unterschied zu ihnen besitzen diese Feldquanten der schwachen Wechselwirkung jedoch Masse und elektrische Ladung.

Auf diese Zustände üben wir eine Drehung $\mathcal{D}(\pi)$ um eine Achse senkrecht zur Papierebene aus und wenden eine Paritäts– und Ladungskonjugation ($\hat{C}\hat{P}$) an:



Diese Überlegungen haben L.D. Landau ([119]) und T.D. Lee + C.N. Yang nach der Entdeckung der Paritätsverletzung und der \hat{C} –Paritätsverletzung (Kap.3.2.8) veranlaßt zu postulieren:

- die schwache Wechselwirkung verletzt Parität maximal
- die schwache Wechselwirkung verletzt \hat{C} –Parität maximal
- die schwache Wechselwirkung erhält die kombinierte $\hat{C}\hat{P}$ –Symmetrie (siehe Kap.5.2.3).

In Kap.5.2.4 haben wir aber gesehen, daß die $\hat{C}\hat{P}$ –Symmetrie im K^0 –System verletzt ist. Es wird vermutet — aber es ist keineswegs bewiesen —, daß die $\hat{C}\hat{P}$ –Symmetrie in der schwachen Wechselwirkung verletzt ist (siehe [120]).

Universalität der schwachen Wechselwirkung im Quark-Sektor

Wir wollen uns jetzt mit den angesprochenen Problemen näher befassen und uns fragen, wie groß die relative Stärke der Kopplung verschiedener Fermionenpaare an das W -Boson ist. Dabei setzen wir voraus, daß Gewichtungsfaktoren auf Grund des unterschiedlich großen Phasenraums bereits berücksichtigt wurden [118].

Beispiele für Zerfälle des W^+ -Boson sind:

$$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \mu^+ \nu_\mu, \tau^+ \nu_\tau, u\bar{d}, u\bar{s}, c\bar{d}, c\bar{s}, c\bar{b}, u\bar{b}, t\bar{b} .$$

Zunächst wollen wir von den t - und b -Quarks absehen (Stand vor 1978), da bei ihrer Berücksichtigung die Formeln nur komplizierter werden, sie andererseits aber leicht aus nachfolgenden Ausdrücken durch Verallgemeinerung gewonnen werden können. Wir gehen dabei von einem Ansatz aus der Elektrodynamik aus, der sich dort bewährt hat (Vektor-Dominanz-Modell). Das Photon kann auf Grund seiner Quantenzahlen für kurze Zeit (Unschärferelation) in ein Fermionen-Paar übergehen:

$$|\gamma\rangle \rightarrow e \sum_{\alpha} e_{\alpha} |f_{\alpha} \bar{f}_{\alpha}\rangle .$$

Dabei bezeichnet:

$$|f_{\alpha}\rangle \quad \text{Fermion } \alpha, \quad |f_{\alpha} \bar{f}_{\alpha}\rangle \quad \text{Fermion-Antifermion-Zustand mit } J^{\pi} = 1^{-}$$

$$e_{\alpha} = 0, \pm 1 \text{ für Leptonen, } \quad e_{\alpha} = \pm 2/3, \pm 1/3 \text{ für Quarks.}$$

In Analogie kann man setzen:

$$|W^+\rangle \rightarrow \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha, \beta} V(\alpha, \beta) |f_{\beta} \bar{f}_{\alpha}\rangle .$$

Dabei ist:

$$g = \text{„schwache Ladung“} .$$

Sie hängt mit G_F zusammen (siehe Kap.3.2). Die Größe $V(\alpha, \beta)$ gibt die relative Stärke der Kopplung des W^{\pm} an verschiedene $q\bar{q}'$ -Vertizes wieder.

Leptonen

Für die elektromagnetische Wechselwirkung gilt.

$$e_e = e_{\mu} = e_{\tau} .$$

Man postuliert analog in der schwachen Wechselwirkung von Leptonen (Lepton-Universalität):

$$V(\nu_e, e) = V(\nu_{\mu}, \mu) = V(\nu_{\tau}, \tau) = 1 .$$

Die neuesten Messungen zeigen, daß diese Relationen besser als auf 0.5 % erfüllt sind. Wegen der Leptonzahlerhaltung gilt (J. Steinberger et al., Nobelpreis 1988) :

$$V(\nu_e, \mu) = V(\nu_{\mu}, e) = V(\nu_{\tau}, \nu_e) = \dots = 0 .$$

Hinweis :

Wir haben in Kap.4.2 das Sonnenneutrino-Problem kennengelernt. Es gibt theoretische Spekulationen, daß dieses Problem darauf zurückzuführen ist, daß Übergänge $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ möglich sind. Direktere experimentelle Evidenz hierfür wird in Kap.7.3.6 diskutiert. Falls dies sich als richtig herausstellen sollte, müßte der obige Ansatz abgeändert werden. Bei geeigneter Normierung (unitäre Transformation von einer Basis (W) zur anderen ($|f_{\alpha} \bar{f}_{\beta}\rangle$) gilt also für Leptonen:

$$V_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V(\nu_e, e) & V(\nu_e, \mu) \\ V(\nu_{\mu}, e) & V(\nu_{\mu}, \mu) \end{pmatrix}$$

Analog führt man auch für Quarks eine unitäre Kopplungsmatrix ein

$$V_q = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}$$

Dabei sind etwaige Phasen der unitären Transformation den Quarkzuständen zugeschlagen worden.

$$\theta_c = \text{Cabibbo-Winkel} = (12.7 \pm 0.2)^\circ$$

Die in Kap.7.3.1 diskutierten Resultate ($s \rightarrow u$) zeigen, daß auch die Nichtdiagonalelemente ungleich Null sind.

Hinweis: $|u\rangle, |d\rangle$ sind Eigenzustände der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung:

$$\hat{H}_{SI} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \hat{H}_{Masse} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$

Aus den Masseneigenzuständen erhält man durch Drehung mit V_q die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung:

$$\begin{aligned} |d'\rangle &= |d\rangle \cos \theta_c + |s\rangle \sin \theta_c \\ |s'\rangle &= -|d\rangle \sin \theta_c + |s\rangle \cos \theta_c \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} (\hat{H}_{SI} + \hat{H}_{em}) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\ H_{WI} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \end{aligned}$$

In der neuen Basis gilt:

$$V'_q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud'} & V_{us'} \\ V_{cd'} & V_{cs'} \end{pmatrix}$$

Ferner postulieren wir die Lepton-Quark-, „Universalität“:

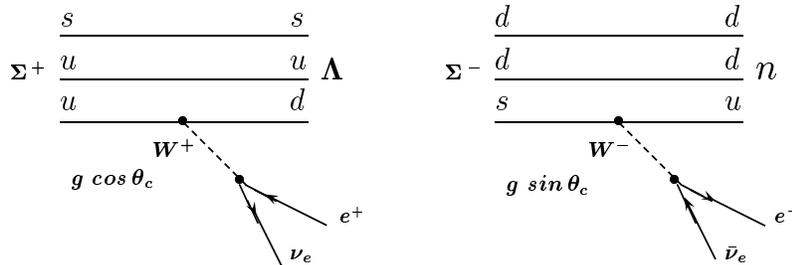
Quarks und Leptonen haben die gleiche schwache Kopplungskonstante $\frac{g}{\sqrt{2}}$

Für den Quarkteil der schwachen Wechselwirkung gilt somit:

$$|W^-\rangle \rightarrow \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\cos \theta_c (|d\bar{u}\rangle + |s\bar{c}\rangle) + \sin \theta_c (|s\bar{u}\rangle - |d\bar{c}\rangle) \right)$$

Anwendungen: Falls unsere Annahmen gelten, erwarten wir für die Reaktionen:

$$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu_e, \quad \Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$$



$$\frac{w(\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu_e)}{w(\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e)} = \frac{\rho(\Delta M_{\Sigma\Lambda}) \cos^2 \theta_c}{\rho(\Delta M_{\Sigma n}) \sin^2 \theta_c} = \frac{(2.0 \pm 0.5)10^{-4}}{(1.017 \pm 0.034)10^{-3}} = 1.96 \cdot 10^{-2}$$

Aus Kap.3.2 wissen wir, daß:

$$\frac{\rho(\Delta M_{\Sigma\Lambda})}{\rho(\Delta M_{\Sigma n})} \approx \frac{(1189.36 - 1115.6)^5}{(1197.3 - 939.6)^5} = 2 \cdot 10^{-3},$$

woraus wir schließen können, daß :

$$ctg^2\theta_c = \frac{1.96 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 10^{-3}} \Rightarrow \theta_c = 17.7^\circ \text{ (exakt } 12.7^\circ \pm 0.2^\circ \text{)}.$$

In [121] werden weitere Zerfälle analysiert, mit deren Hilfe θ_c ermittelt werden kann. Wir haben damit gezeigt:

- $\Delta S = \pm 1$ Übergänge sind unterdrückt, da $A(\Delta S = \pm 1) \sim \sin\theta_c$ und $A(\Delta S = 0) \sim \cos\theta_c$.
- $A(W^- \rightarrow \bar{u}d) \sim g \cos\theta_c < A(W^- \rightarrow e^- \nu_e) \sim g$
Der Übergang $\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu$ ist „schneller“ als der Übergang $d \rightarrow u e \nu_e$ (Phasenraumfaktoren vorher korrigieren).

Als nächstes wollen wir die Überlegungen auf Charm-Zerfälle anwenden:

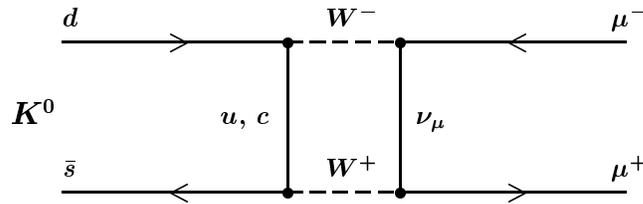
$$w(c \xrightarrow{W^-} s) \sim \cos^2\theta_c$$

$$w(c \xrightarrow{W^-} d) \sim \sin^2\theta_c.$$

Also sagen wir voraus

$$\frac{w(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}{w(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx \frac{\cos^2\theta_c}{\sin^2\theta_c} = \begin{cases} 19.7 & \text{Theorie ohne Phasenraum} \\ 25.2 \pm 2 & \text{Experiment} \end{cases}$$

GIM (Glashow–Illiopoulos–Maiani)–Mechanismus:



Hier sind:

$$\text{oben: } A(d \rightarrow u) \sim g \cos\theta_c, \quad A(d \rightarrow c) \sim -g \sin\theta_c$$

$$\text{unten: } A(u \rightarrow s) \sim g \sin\theta_c, \quad A(c \rightarrow s) \sim g \cos\theta_c$$

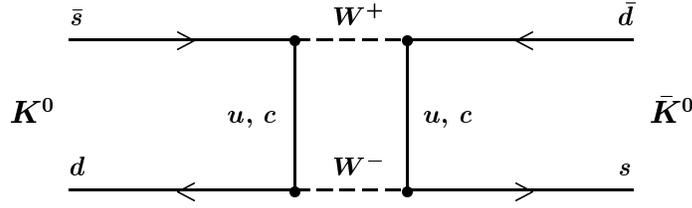
und insgesamt:

$$A = A_u + A_c = g^2 \cos\theta_c \sin\theta_c \underbrace{(f(m_u, m_W, \dots) - f(m_c, m_W, \dots))}_{\approx \text{gleich}} \rightarrow 0,$$

wobei f Integrale über die Impulse der u, W, ν_μ -Teilchen charakterisiert und $m_u/m_W \approx m_c/m_W$ angenommen wird. Die genauere Analyse zeigt, daß f von m_q/m_W abhängt und A zwar klein, aber endlich ist. Das Experiment liefert:

$$\frac{w(K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 10^{-8}$$

Hieraus folgt eine Vorhersage für die Charm-Masse : $m_c = 1.5 \text{ GeV} \dots 6 \text{ GeV}$ (Gaillard und Lee, Juli 1974). Am 3. Oktober 1974 wurde die Quarkmasse experimentell zu $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}$ bestimmt (Ting, Richter). Auch die $K^0 \bar{K}^0$ -Mischung kann so beschrieben werden:



Falls man 3 Familien hat, gilt:

$$V(l, \nu_l) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

und im Quark-Sektor:

$$V(q_1, q_2) = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Die Vermessung dieser Matrixelemente ist eine der wichtigsten Aufgaben der derzeitigen Teilchenphysik. Man kann zeigen, daß die Matrizen:

$$\left(V(q_1, q_2) \right) \text{ und } \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}$$

theoretisch zusammenhängen, d. h. man kann hoffen, durch diese Messungen Informationen darüber zu gewinnen, wo der Ursprung der Masse der Teilchen liegt.

Da $V(q_1, q_2)$ unitär ist, kann die Matrix durch 3 Winkel und 1 Phase δ festgelegt werden, wobei man zeigen kann, daß für Phasen $\delta \neq 0, \pi$ $\hat{C}\hat{P}$ -Verletzung im $K^0 \bar{K}^0$ - und $B^0 \bar{B}^0$ -System zu erwarten ist. Für die Beträge findet man:

$$V_{ud} = V_{cs} = V_{tb} \approx 1$$

$$V_{ub} \approx 0.1 V_{cb} \approx V_{td}$$

$$V_{us} = V_{cd} \approx 0.2$$

$$V_{cb} = V_{ts} \approx 0.03$$

Man bestimmt die Matrixelemente zum Beispiel aus den folgenden Reaktionen:

$$\begin{aligned} V_{ud} & : & n & \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \\ V_{us} & : & K & \rightarrow \pi l \nu_l \\ V_{ub} & : & B & \rightarrow \pi l \nu_l \\ V_{cd} & : & D & \rightarrow \pi l \nu_l \\ V_{cs} & : & D & \rightarrow K l \nu_l \\ V_{cb} & : & B & \rightarrow D l \nu_l \\ V_{td} & : & B_d^0 \bar{B}_d^0 & - \text{Mischung} \\ V_{ts} & : & B_s^0 \bar{B}_s^0 & - \text{Mischung} \end{aligned}$$

Der ARGUS-Kollaboration gelang die erste Messung von $V_{ub}, V_{cb}, V_{td} \neq 0$ (siehe [122, 123] und Abb. 7.11).

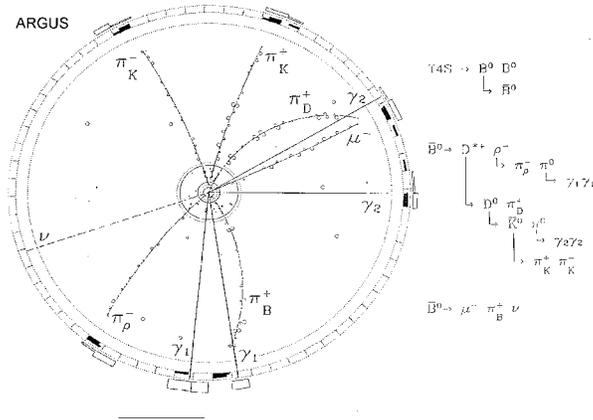


Abbildung 7.11: Beobachtung der $B^0\bar{B}^0$ -Mischung und des Übergangs $b \rightarrow u\mu^-\bar{\nu}_\mu$ in einem Ereignis (ARGUS-Kollaboration)

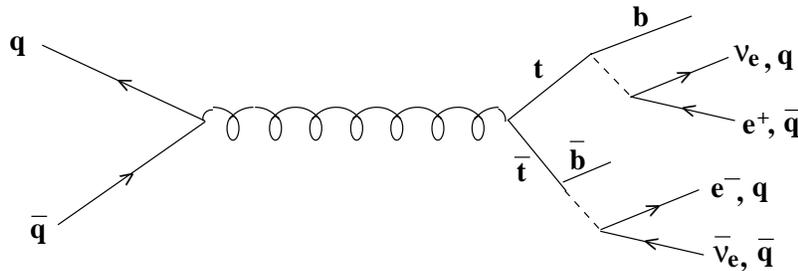
7.3.3 Entdeckung des Top-Quarks

LITERATUR: [124, 125]

In Kap.7.3.2 hatten wir gesehen, daß Quarks und Leptonen immer in Paaren auftreten und als Paare unterschiedlicher Ladung auch an die W^\pm -Bosonen koppeln. Nach der Entdeckung des b -Quarks 1977/78 war es daher klar, daß ein weiteres Quark, das **Top-Quark**, existieren müsse, wenn die Theorie konsistent sein soll. Dieses sollte vorzüglich an das b -Quark koppeln:

$$|V_{tb}| \gg |V_{ts}| \gg |V_{td}|.$$

Nach diesem Quark wurde lange gefahndet. Es kann auf zweierlei Weisen nachgewiesen werden. Direkt:



Wie weist man das Top-Quark direkt nach?

Man braucht sehr hohe Energien, denn $E_{q,\bar{q}} \ll \sqrt{s_{p\bar{p}}}$. Das Experiment wurde am $p\bar{p}$ -Speicherring des Fermilab durchgeführt. Da der Wirkungsquerschnitt klein ist, muß man mit hohem Untergrund rechnen

$$\begin{aligned} \sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + x) &\approx 5 pb \\ \sigma(p\bar{p} \rightarrow x) &\approx 50 mb, \end{aligned}$$

d. h. nur jedes 10^{10} Ereignis ist vom gewünschten Typ. Das Top-Quark weist man nach, indem man nach Ereignissen sucht, die eine der folgenden Forderungen erfüllen (siehe obige Abbildung):

- **2 geladene Leptonen** im Endzustand (5 % aller Top-Ereignisse) + E_{Miss} (2 Neutrinos) + **2 Jets**

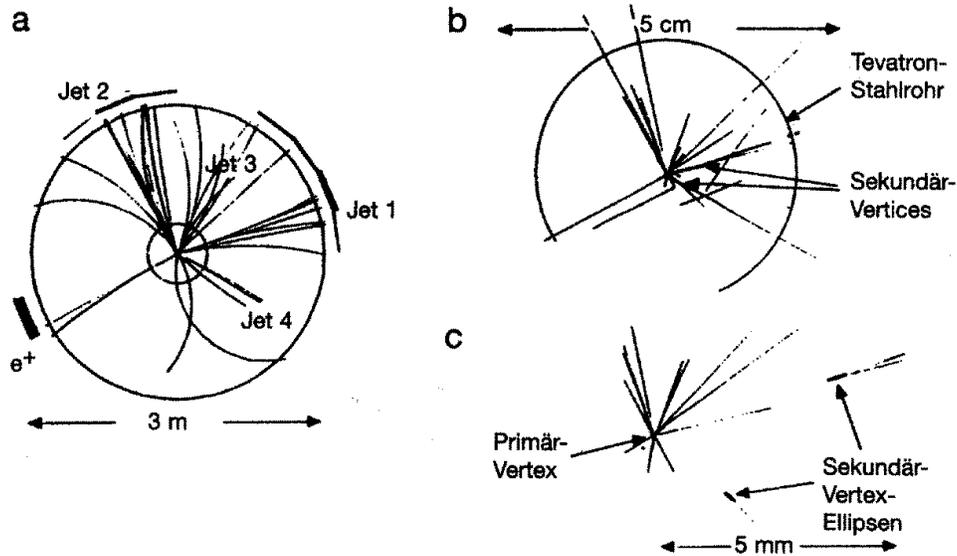


Abbildung 7.12: Beispiel für den Nachweis der Produktion eines $t\bar{t}$ -Paares: man beobachtet 4 Jets und ein e^+ (a) sowie den Zerfall eines b -Quarks aufgrund seiner langen Lebensdauer (b), (c)

- Ein $W \rightarrow \ell \nu_\ell$ wird gefordert und zusätzlich ≥ 1 B -Zerfall (Sekundärvertex) + E_{Miss} + 4 Jets (siehe Abb.7.12):

Die rekonstruierte invariante Masse des Top-Quarks wird aus

$$m_t^2 = (j_B + j_\ell + j_\nu)^2$$

berechnet, wobei als Einschränkungen benutzt werden

$$\left. \begin{array}{l} (j_\ell + j_\nu)^2 = m_W^2 \\ m_{t1}^2 = m_{t2}^2 \end{array} \right\} \text{constrained fit}$$

Die Massenverteilung zeigt ein klares Maximum bei (Abb.7.13)

$$m_t c^2 = (176.8 \pm 4.4 \pm 4.8) \text{ GeV}$$

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen gut mit den Experimenten überein.

Die Masse des $t\bar{t}$ -Systems zeigt keine Abweichung von der QCD Vorhersage, das von manchen Theoretikern geforderte $t\bar{t}$ -Kondensat (stark gebundenes $t\bar{t}$ -System) wird nicht beobachtet. Kombiniert man diese Messungen mit LEP Resultaten (siehe Kap.7.3.5), so kommt man zu einer Bestimmung der Masse des Higgs-Bosons

$$m_H = \left(141 \pm \frac{140}{77} \right) \text{ GeV}$$

7.3.4 Nachweis der W^\pm -Bosonen

Die bislang diskutierten Beobachtungen liefern nur indirekte Evidenz für die Existenz der W^\pm -Bosonen. Ihr direkter Nachweis gelang 1983 am Cern $Spp\bar{S}$ -Collider (Nobelpreis für C. Rubbia und S. van der Meer). Da die Theorie

$$M_W c^2 \approx 80 \text{ GeV}$$

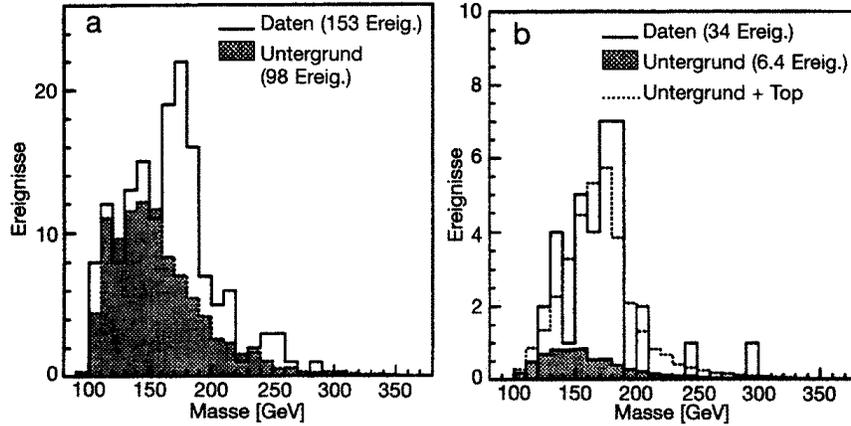


Abbildung 7.13: Gemessene invariante Masse des Top-Quarks für Ereignisse sind (a) 1 Lepton und (b) 2 Leptonen im Endzustand

vorhersagt, muß genügend viel Energie zur Verfügung stehen, um diese Teilchen zu erzeugen. Dies geschah mit (Anti)Protonen einer Energie von jeweils 315 GeV, die in einem Speicherring aufeinander geschossen wurden.

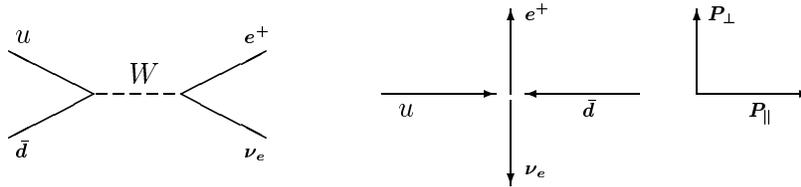
$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X$$

oder auf dem Quark-Niveau:

$$\begin{aligned} d + \bar{u} &\rightarrow W^- \\ u + \bar{d} &\rightarrow W^+ . \end{aligned}$$

Der Nachweis erfolgt durch die Zerfälle:

$$W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e, \mu^\pm \nu_\mu$$



Die Meßgrößen dieser Reaktion sind:

$$E_\perp(e^+), E_\perp(\nu_e) = \left| \sum_i \vec{p}_{i,\perp} \hat{p}_{e^+,\perp} \right| \quad (\text{missing „transverse“ energy}) .$$

Wir erwarten die in den Abb.7.14, 7.15, 7.16 wiedergegebenen Verteilungen, da die ν nicht nachgewiesen werden können. \vec{p}_i ist der Impuls der nachgewiesenen Hadronen. Projizieren wir $E_T(e^+)$ in Abb.7.15 auf die Abszisse, so erhält man Abb.7.16.

Andererseits sind die normierten Longitudinalimpulse x_W und die Masse des W -Bosons mit dem Impuls der Partonen verknüpft

$$x_W = \frac{p_{\parallel}^W}{p_{\parallel}^{max}} = x_u - x_{\bar{d}}, \quad M_W = (p_u + p_{\bar{d}})^2 \approx 2x_u x_{\bar{d}} E_p^2 = \sqrt{s} x_u x_{\bar{d}} .$$

Die $x_u, x_{\bar{d}}$ aus diesen Messungen stimmen mit den Resultaten der inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung aus Kap.6.2 überein. Dieses Resultat untermauert die obige Interpretation.

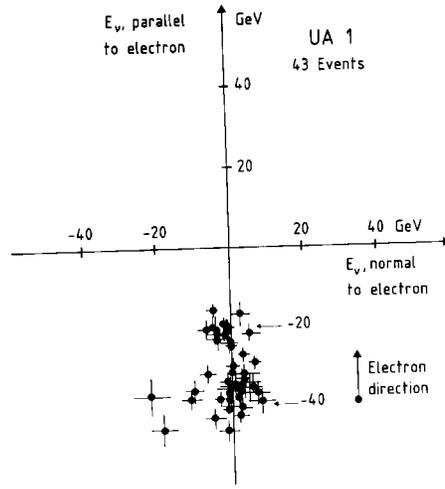


Abbildung 7.14: Fehlender Impuls in $p\bar{p}$ -Reaktionen, in denen ein Elektron hohen Impulses beobachtet wird, parallel und senkrecht zum Elektronimpuls

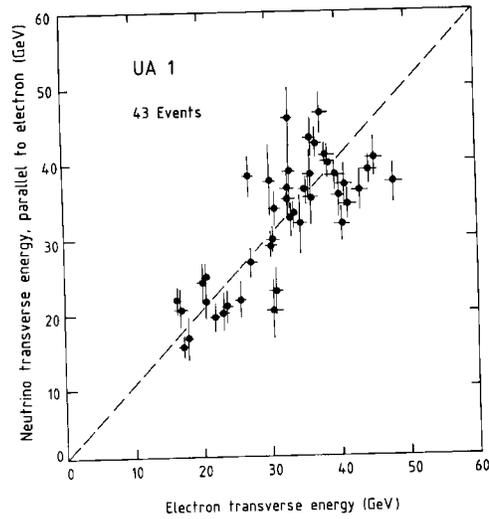


Abbildung 7.15: Transversalimpuls des ν gegen Transversalimpuls des Elektrons. $W \rightarrow e\nu$ Zerfälle erwartet man längs der eingezeichneten Diagonale

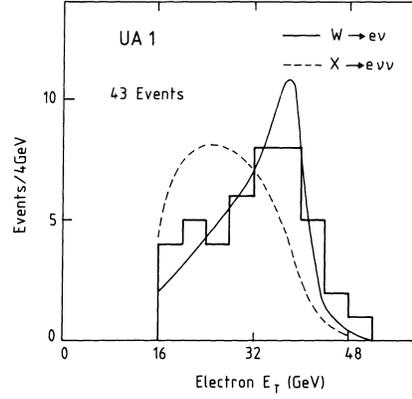


Abbildung 7.16: Gemessene Verteilung des Elektronimpulses in der Ebene senkrecht zur Richtung des einfallenden $p\bar{p}$, verglichen mit theoretischen Vorhersagen für zwei hypothetische Zerfallsarten des W -Bosons. Nur der theoretisch erwartete 2-Körperzerfall wird beobachtet.

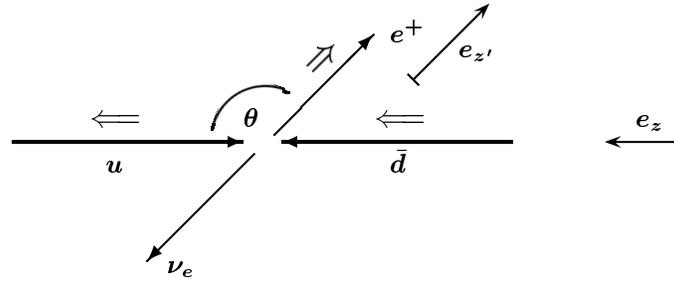


Abbildung 7.17: Impulse und Spins der beteiligten Teilchen in der durch schwache Wechselwirkung erzeugten Reaktion $u\bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e$

Die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung kann nachgewiesen werden, indem man die Winkelverteilung der Positronen aus dem Zerfall $W^+ \rightarrow e^+\nu_e$ (siehe Abb.7.17) untersucht

$$\cos \theta = \hat{e}(\bar{d}) \cdot \hat{e}(e^+).$$

Man erwartet, falls die Parität verletzt ist (Abb.7.16)

$$\frac{dw}{d \cos \theta} \sim |d_{11}^1(\cos \theta)|^2 \sim (1 + \cos \theta)^2.$$

Die Experimente stimmen sehr gut mit den Vorhersagen überein (siehe Abb.7.18).

Hinweis: Grenzfälle $\theta = 0$ und $\theta = \pi$ sind auf Grund der Drehimpulserhaltung plausibel (Abb.7.17), falls die Parität verletzt ist.

Am CERN gelang es 1998, die Energie des LEP e^+e^- -Speicherrings auf Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} > 2 m_W c^2$ zu steigern und die Paarbildung

$$e^+e^- \longrightarrow W^+W^-$$

zu beobachten. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist in Abb.7.19 gezeigt, aus seiner Energieabhängigkeit kann die Masse der W^\pm -Bosonen und ihre Zerfallsbreite ermittelt werden. Die W -Paare können durch zwei Reaktionen erzeugt werden:

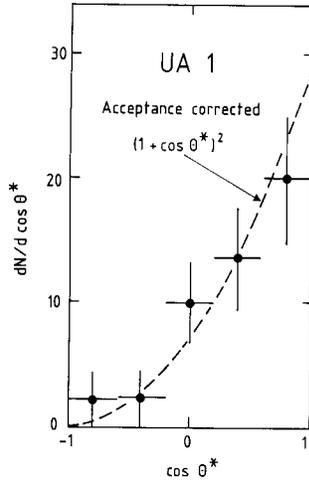
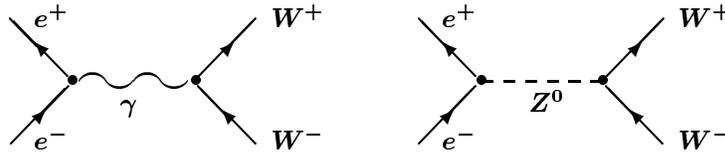


Abbildung 7.18: Winkelverteilung der Positronen in der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$



Wie Abb.7.19 zeigt, tragen beide Prozesse zum Wirkungsquerschnitt bei. Bemerkenswert ist dabei, daß im 2. Graphen der $Z^0 W^+ W^-$ -Vertex eine Rolle spielt (siehe Kap.7.3.5), der charakteristisch für Feldquanten mit Selbstkopplung ist und nur bei nicht-abelschen Eichtheorien auftritt

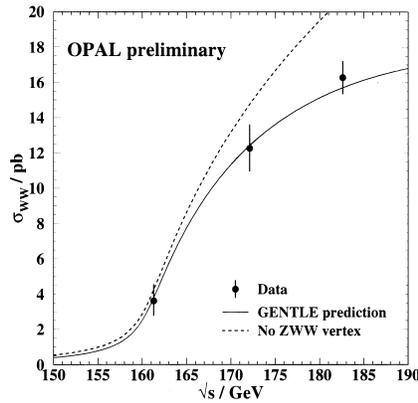


Abbildung 7.19: Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von W -Paaren in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ als Funktion der Energie. Kurven sind theoretische Vorhersagen: — Standardmodell, ---- kein Beitrag durch $Z^0 W^+ W^-$ -Vertex.

7.3.5 Z^0 -Bosonen und neutrale Ströme

Die Beschreibung der schwachen Wechselwirkung mit Hilfe des W^\pm -Austausches erlaubt eine sehr knappe Formulierung der schwachen Wechselwirkung (β - Zerfall), wie wir sie bislang kennengelernt

haben. Bei genauer Analyse ergaben sich jedoch einige Probleme:

- Das Modell gilt nur in 1. Ordnung Störungsrechnung, in höheren Ordnungen beobachtet man für eine Reihe von Reaktionen Divergenzen. Die Theorie enthält also Inkonsistenzen (Unitarität wäre verletzt).
- Eine verbesserte Theorie (Glashow–Weinberg–Salam) sagte zusätzliche schwache Zerfälle eines neutralen Bosons in ein Fermionen–Paar $f_\alpha \bar{f}_\alpha$ mit der Ladung $Q(f_\alpha \bar{f}_\alpha) = 0$ voraus. Das zerfallende Teilchen wird Z^0 –Boson genannt.
- Dieses Z^0 –Boson besitzt nach diesen verbesserten theoretischen Vorstellungen folgende Eigenschaften:

- $J = \hbar$,
- $m(Z^0) = 90 \text{ GeV}$,
- schwache Kopplung an Fermion–Antifermion–Paare.

Aus der Theorie (Glashow–Weinberg–Salam–Modell) folgt:

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W \quad (\theta_W = \text{Weinberg-Winkel})$$

$$\sin^2 \theta_W + \cos^2 \theta_W = 1 = \left(\frac{m_W}{m_Z}\right)^2 + \left(\frac{e}{g}\right)^2 .$$

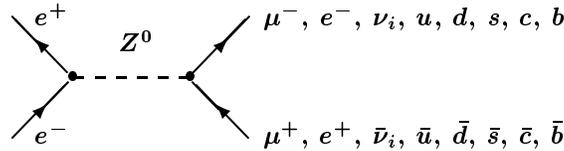
Ingredienzen dieser Theorie sind:

- Schwacher Isospin: Leptonpaare der gleichen Familie (Kap.7.3.1 und 7.3.2) (ν_e, e), ... werden als ein Zustand behandelt.
- Gemeinsame Behandlung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung.
- Spontane Symmetriebrechung (Higgs–Mechanismus) ($\langle \Phi_{Vakuum} \rangle \neq 0$) ist für Massen der Feldquanten, aber auch für die Lepton– und Quark–Masse sowie für die CKM–Matrixelemente verantwortlich.

Auch dieses Teilchen konnte am $Sp\bar{p}S$ –Collider erstmals nachgewiesen werden:

$$Z^0 \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^- .$$

Heute erzeugt man es mit hoher Rate am LEP–Speicherring mit der Reaktion:



Die Messungen ergaben (siehe Abb.7.20):

$$M(Z^0) = (91.1884 \pm 0.0022) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{tot}(Z^0) = (2.4963 \pm 0.0032) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{inv} = \Gamma(\nu\bar{\nu}) = (0.4999 \pm 0.0025) \text{ GeV} .$$

Mit N_ν der Zahl der (leichten) Neutrino–Arten gilt:

$$\Gamma_{inv} \sim N_\nu$$

$$\frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_{tot}} = \frac{\Gamma_{inv}}{\frac{N_\nu \Gamma_o}{3\Gamma_o + 5 \cdot 3 \cdot \Gamma_o + N_\nu \Gamma_o}} = 0.167, \quad \text{wenn } N_\nu = 3, m_\nu \text{ klein} .$$

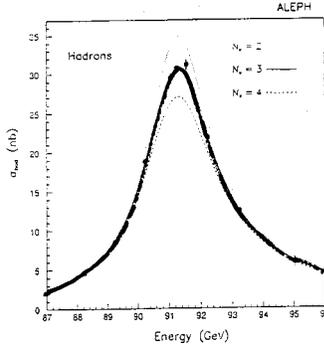


Abbildung 7.20: Anregungskurve der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Die Messung ist mit theoretischen Vorhersagen für den Fall verglichen, daß 2, 3, 4 leichte Neutrino-Generationen existieren (LEP-Speicherring)

Die präzise Analyse der neuesten Daten ergibt, daß für die Anzahl der Neutrino-Generationen (leichte Neutrinos) gilt (Abb.7.20):

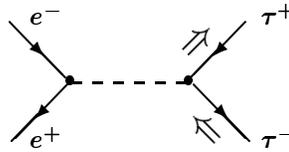
$$N_\nu = 2.988 \pm 0.010 \pm 0.019_{sys} ,$$

außerdem erhält man

$$\sin^2 \theta_W = 0.2236 \pm 0.0008 .$$

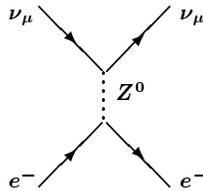
Einige wichtige Folgerungen aus der Existenz des Z^0 seien genannt:

- es gibt schwache neutrale Ströme
- diese Ströme sind ebenfalls paritätsverletzend



Hieraus folgte zum Beispiel, daß die Elektronen im Atom durch Austausch von γ und Z^0 -Feldquanten gebunden werden. Da der Z^0 -Austausch die Parität verletzt, sollten die Atomniveaus kleine Beimischungen falscher Parität besitzen im Gegensatz zu den Annahmen in Physik IV. Diese Beimischung wurde in der Tat beobachtet (siehe [126]).

- Man kann den Einfluß der schwachen Ströme auch in Leptonstreuexperimenten beobachten:



Man erwartet:

$$\frac{\sigma(\nu_\mu p \rightarrow \nu_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- X')} \approx \frac{\sigma(\nu_\mu d \rightarrow \nu_\mu d)}{\sigma(\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u)} \sim \sin^2 \theta_W .$$

Die Experimente ergeben

$$\sin^2 \theta_W = 0.229 \pm 0.004 .$$

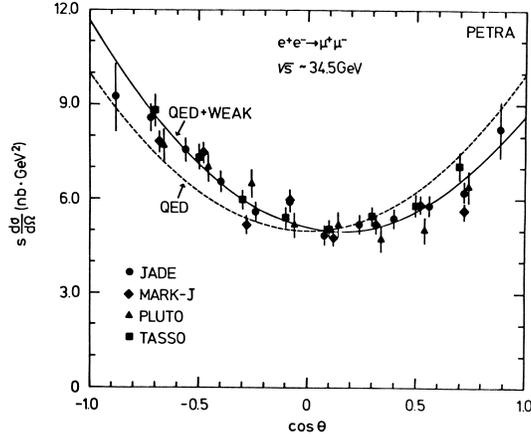


Abbildung 7.21: Am DESY erstmals gemessene Winkelverteilung der Myonen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 34.8 \text{ GeV}$. Die Abweichung von der QED Vorhersage (---) ist ein Maß für die Stärke der Paritätsverletzung.

- Bei geladenen Leptonen macht sich der Z^0 -Austausch durch Paritätsverletzung bemerkbar

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- : \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim a (1 + \cos^2 \theta) + b \cos \theta .$$

Im Fall der Paritätsverletzung ist $b \neq 0$. Dies wird bei genügend hohen Energien beobachtet (Abb.7.21).

Der Weinberg-Winkel θ_W , der in verschiedenen Reaktionen bestimmt wird, ist unabhängig vom räumlichen Auflösungsvermögen (siehe Abb.7.22), also eine universelle Konstante, wie von der Theorie erwartet.

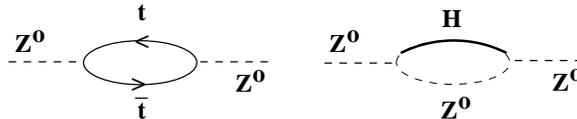
1998 wurden am LEP-Speicherring auch Z^0 -Paare nachgewiesen

$$e^+e^- \longrightarrow Z^0 Z^0$$

Messungen bei LEP hatten gezeigt (siehe Kap.7.3.5), daß

$$M_{top}c^2 = \left(177 \pm 7 \pm \frac{16}{19} \right) \text{ GeV} ,$$

↑
Unsicherheit der
Higgs-Masse



wenn man annimmt, daß die QFD endliche Resultate liefert (Renormierung), wobei obige Graphen berücksichtigt werden. Heute kann man aus dem bei FNAL gemessenen Wert für m_{top} und den LEP-Messungen die Higgs-Masse ableiten (Abb.7.23).

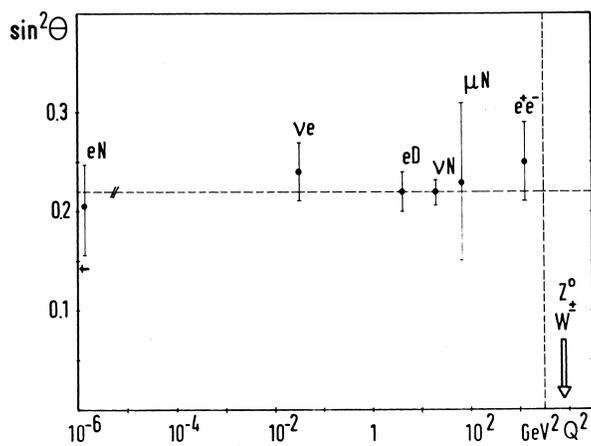


Abbildung 7.22: In verschiedenen Experimenten mit unterschiedlicher Ortsauflösung gemessene Werte des Weinberg-Winkels $\sin^2 \theta_W$.

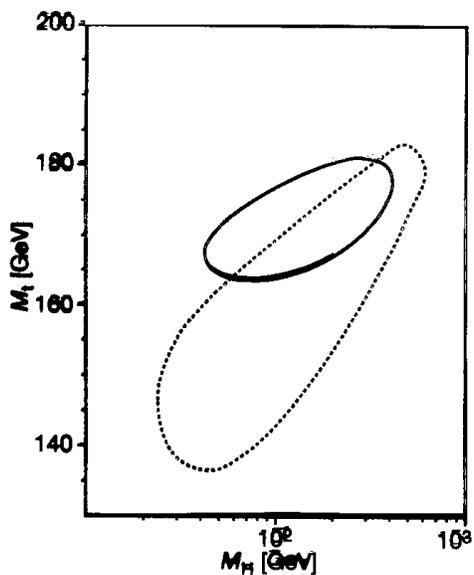


Abbildung 7.23: Gemessene Werte der Higgs-Masse M_H und der Top-Quark-Masse M_t aus LEP- und ENAL-Messungen

7.3.6 ν -Oszillationen

Seit langer Zeit wird bereits vermutet, daß Neutrinos eventuell Masse besitzen und daß die Leptonzahlerhaltung für sie in analoger Weise nicht gilt wie die Flavorzahlerhaltung für Quarks im Fall der schwachen Wechselwirkung. Diese Vermutung steht im Widerspruch zu den Annahmen, die wir bisher dieser Vorlesung zugrunde gelegt haben (Kap.5.1.3). Falls die Vermutung richtig ist, sollte man die Übergänge

$$\nu_e \longrightarrow \nu_\mu, \nu_e \longrightarrow \nu_\tau, \nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau, \dots$$

beobachten können. Beschleunigerexperimente haben bislang keine Evidenz für die Leptonzahlverletzung im Neutrinosektor geliefert, dagegen könnte man die fehlenden Sonnenneutrinos (Kap.3.2.6) dadurch erklären, daß die ν_e sich auf dem Weg von dem Sonnenzentrum zur Erde umwandeln

$$\nu_e \longrightarrow \nu_\mu \text{ oder } \nu_\tau$$

und dann in den bislang verwendeten Detektoren nicht nachgewiesen werden, da in allen Fällen der Übergang

$$\nu_e \longrightarrow e^-$$

mit anschließender Registrierung des erzeugten Elektrons dem Nachweis zugrunde lag. In Analogie zu Kap.5.2.4 sollen hier ν -Oszillationen untersucht werden [1, 127].

Wir unterscheiden wie in Kap.7.3.2 die Masseneigenzustände

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

von den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Wir untersuchen hier o. B. d. A. nur das 2 ν Modell.

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix}$$

Die propagierenden Zustände (Masseneigenzustände) sind

$$\nu_1(t) = \nu_1(0) e^{-i E_1 t/\hbar}$$

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) e^{-i E_2 t/\hbar}$$

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \vec{p}$$

$$E_i \approx p c + \frac{m_i^2 c^3}{2 p}, \quad p = |\vec{p}|$$

(kleine ν -Massen vorausgesetzt).

Wir nehmen an, daß zur Zeit $t = 0$ **nur** ν_μ produziert werden.

$$\nu_1(0) = \nu_\mu(0) \cos \theta$$

$$\begin{aligned}\nu_2(0) &= \nu_\mu(0) \sin \theta \\ \nu_\mu(t) &= \cos \theta \nu_1(t) + \sin \theta \nu_2(t).\end{aligned}$$

Einsetzen ergibt

$$\frac{\nu_\mu(t)}{\nu_\mu(0)} = \cos^2 \theta e^{-i E_1 t/\hbar} + \sin^2 \theta e^{-i E_2 t/\hbar}$$

Für die Intensität der ν_μ erhält man

$$\begin{aligned}\frac{I_\mu(t)}{I_\mu(0)} &= \frac{|\langle \nu_\mu(t) | \nu_\mu(t) \rangle|^2}{|\nu_\mu(0)|^2} = \\ &= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left\{ e^{i(E_2-E_1)t/\hbar} + e^{-i(E_2-E_1)t/\hbar} \right\} \\ &= (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta)^2 - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left\{ 1 - \cos \frac{(E_1 - E_2) t}{\hbar} \right\} \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(E_2 - E_1) t}{\hbar}.\end{aligned}$$

Mit der Energiedifferenz

$$E_2 - E_1 \approx \frac{m_2^2 c^4 - m_1^2 c^4}{2pc} = \frac{\Delta m^2 c^4}{2E}$$

folgt für die Wahrscheinlichkeit, daß ein ν_μ unverändert bleibt

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 \cdot L}{E}$$

und für den Übergang in ein ν_e

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1.27 \Delta m^2 \cdot L}{E},$$

wobei als Einheit gewählt wurde

$$[L] = m, \quad [E] = \text{MeV}, \quad [\Delta m^2] = \left(\frac{eV}{c^2}\right)^2.$$

Diese Formeln sollen jetzt zur Interpretation verschiedener Experimente ausgenutzt werden.

Sonnenneutrinos

Es werden ν_e erzeugt, die in ν_μ, ν_τ übergehen können:

$$\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau.$$

In diesem Fall sind typische Parameter

$$L = 10^{11} m, \quad E \approx 1 \text{ MeV} \Rightarrow P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu \text{ oder } \nu_\tau) \approx 0.5,$$

d. h. typische Werte für die Massendifferenz liegen im Intervall

$$\Delta m^2 = 10^{-10} \dots 10^{-11} \frac{eV^2}{c^4}$$

und

$$\sin^2 2\theta \approx 1$$

ν_μ aus der kosmischen Strahlung

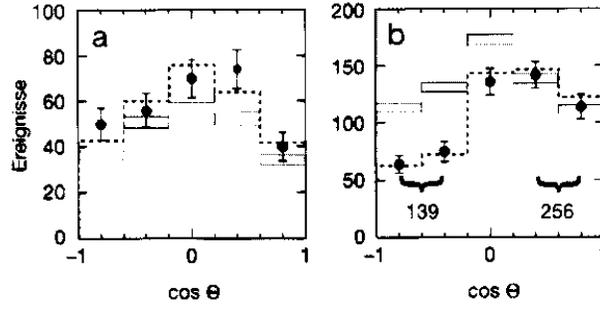
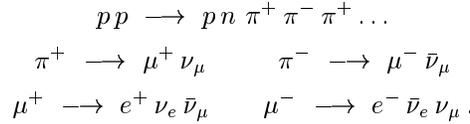


Abbildung 7.24: Vergleich der beobachteten ν -Rate für (a) ν_e und (b) ν_μ als Funktion des Zenithwinkels ($\cos \theta = 1 \quad L = 10^4 m$, $\cos \theta = -1 \quad L = 1.3 \cdot 10^7 m$). Das Balkendiagramm gibt die Erwartungen für die fehlenden Oszillationen an, die gestrichelte Linie repräsentiert Vorhersagen mit Oszillationen.

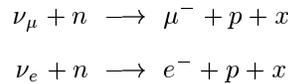
In Japan (Superkamiokande) ist ein großer Wasser-Čerenkovzähler aufgebaut, der Myonen- und Elektronen-Neutrinos nachzuweisen erlaubt, die durch kosmische Strahlung in der Atmosphäre erzeugt werden [128]:



Man erwartet daher im Detektor, der sich tief unter der Erdoberfläche befindet, um die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung abzuschirmen:

$$\frac{N(\nu_\mu)}{N(\nu_e)} = 2.$$

Die ν_μ und ν_e werden durch die Reaktionen



im Detektor nachgewiesen, indem die μ^- (e^-) Čerenkovlicht erzeugen. Da Čerenkovlicht stark mit der Richtung des erzeugten Teilchens korreliert ist, kann man experimentell ermitteln, ob das nachgewiesene ν_μ/ν_e direkt oberhalb oder antipodisch in der Lufthülle erzeugt wird. Das Meßergebnis ist in Abb.7.24a für ν_e und Abb.7.24b für ν_μ dargestellt, die Meßdaten sind mit Simulationsdaten verglichen. Während für ν_e die Daten gut durch die Annahme beschrieben werden können, daß keine Oszillation auftritt, beobachtet man für ν_μ Oszillation für den Fall, daß $L \approx 1.3 \cdot 10^7 m$ (Erddurchmesser), während für $L \approx 2 \cdot 10^4 m$ kein Oszillationseffekt zu beobachten ist. Man kann den Effekt erklären, falls

$$\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$$

und

$$\begin{aligned}
 \Delta m^2 &\approx \frac{\pi 10^3 \text{ MeV}}{2 \cdot 1.27 \cdot 1.3 \cdot 10^7 m} \approx 10^4 \left(\frac{eV}{c}\right)^2 \\
 \sin^2 2\theta &\approx 1.
 \end{aligned}$$

Die exakte Analyse der Autoren ergibt

$$\sin^2 2\theta \approx 1$$

$$\Delta m^2(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 10^{-3} \dots 10^{-4} \left(\frac{eV}{c^2}\right)^2$$

$$\Delta m^2(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau) \ll \Delta m^2(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau).$$

Was fehlt :

- Bestätigung durch ein anderes Experiment,
- Bestätigung durch ein Beschleunigerexperiment.
Bislang wurden bei der Suche nach dem Übergang $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (NOMAD und CHORUS Experimente am CERN) Messungen für $L \approx 10^3 m$ durchgeführt, für die Zukunft sind Messungen mit $L \approx 10^6 m$ geplant; in Japan wurde mit diesen Messungen begonnen.

7.3.7 Bedeutung mikroskopischer Parameter für makroskopische Phänomene

Wir wollen in diesem Abschnitt exemplarisch zeigen, daß die Werte der 18 (21) freien Parameter des Standardmodells

Massen der Leptonen und Quarks	9
Kopplungskonstanten α, α_s, g	3
CKM-Matrix 3 Winkel, 1 Phase	4
Fermi-Kopplungskonstante $\sqrt{2} G_F = \frac{1}{v^2}$	1
Masse des Higgs-Teilchens	1
(Neutrinomassen $m_\nu \neq 0$)	3)
	18 (21)

von großer Bedeutung für die makroskopische Physik sind [129].

- Im 1. Beispiel wollen wir annehmen, daß alle Naturkonstanten ihren Wert behalten bis auf die Masse des Elektrons, die gleich der μ -Masse gesetzt wird

$$m_e = m_\mu.$$

Da die Größe der Atome durch

$$a_B^\mu \approx \frac{1}{200} a_B$$

die Größe makroskopischer Systeme bestimmt, würde gelten (hier wird angenommen, daß die Atome, die den menschlichen Körper bilden, durch van der Waals-Wechselwirkung zusammengehalten werden) :

$$h_{Mensch}^\mu \approx 1 \text{ cm}$$

$$E(\text{„Licht“}) = 1 \text{ keV}.$$

Das Myon wäre stabil, da der Zerfall

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

unter diesen Umständen aufgrund der Energieerhaltung verboten wäre. Die Atome wären nicht stabil:

$$e^- + p \rightarrow \nu_e + n$$

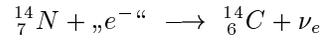
$$e^- + \frac{A}{Z}K \rightarrow \nu_e + \frac{A}{Z-1}K.$$

Am Ende des Big Bang wären allein $\nu_e, n, \nu_\mu, \nu_\tau$ übrig geblieben, es gäbe **keine** geladenen Materiebausteine, vielmehr ein ν, n -Universum. Eine langweilige Welt, Lebewesen, die dieses Skript lesen könnten, würden nicht existieren!

Was wäre passiert, falls

$$0.511 \text{ keV} < m_e c^2 < m_\mu c^2$$

Der Atomradius nähme mit wachsendem m_e ab, die stabilen Kerne wären immer reicher an Neutronen, z. B. würde für $m_e c^2 \geq 0.668 \text{ keV}$ die Reaktion



auftreten.

- Als nächstes soll untersucht werden, welche Änderungen der Natur auftreten, falls

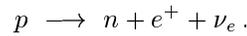
$$m_p > m_n$$

gelten würde, eine Annahme, die nach heutigem Wissen deshalb **nicht** realisiert ist, weil für die Quarkmassen gilt

$$m_u c^2 = 0.005 \text{ GeV}$$

$$m_d c^2 = 0.010 \text{ GeV}.$$

Unter diesen Bedingungen würde der folgende Zerfall auftreten



Der Kern ${}^3_1\text{H}$ wäre stabil, ${}^3_2\text{H}$ dagegen würde zerfallen. Wieder würden sich die Vorgänge im Augenblick des Big Bang drastisch von denen in unserem Kosmos unterscheiden. Für den Zeitraum $t \gtrsim 1 \text{ s}$ gilt

Unser Kosmos ($m_n > m_p$)	Alternativer Kosmos ($m_p > m_n$)
$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	${}^1_1\text{H} + \text{„}e^- \text{“} \longrightarrow n + \nu_e$
$n + p \longrightarrow d + \gamma$	$n + p \longrightarrow d + \gamma$
$d + d \longrightarrow {}^4_2\text{H} + \gamma$	
Sterne: pp Reaktion dominiert (Kap.4.3.2)	$d + d \longrightarrow {}^4_2\text{H} + \gamma$
zeitlichen Ablauf	Lebensdauer der Sterne viel kürzer als im Standardkosmos

- Änderung der Kopplungskonstante α

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Wir nehmen an, daß

$$\alpha = \frac{1}{50}$$

wäre, daraus folgt für die Rydbergenergie (Ionisationsenergie des H -Atoms)

$$Ry = -\frac{\alpha^2}{2} m_e c^2 \approx 10 \text{ Ry}^{\text{Standard}}$$

$$a_B = r_e \frac{1}{\alpha^2} \approx \frac{1}{10} a_B^{\text{Standard}}.$$

Damit würde für die Größe makroskopischer Systeme gelten

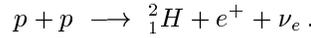
$$h_{\text{Mensch}} \approx 10 \text{ cm}.$$

- Schließlich wollen wir annehmen, daß die Fermi-Kopplungskonstante (Kap.3.2.4)

$$\sqrt{2} G_F = \frac{1}{v^2}$$

Vakuumerwartungswert $v = 246 \text{ GeV}$

einen anderen Wert besitzen möge. Wir wollen den Einfluß auf die Fusion im Sonneninnern untersuchen:



Falls G_F kleiner wäre, würde die Fusionsrate sich verringern, da der virtuelle p -Zerfall in ein Neutron im Augenblick, in dem $r_{pp} < 4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ ist, seltener auftritt (siehe Kap.4.3.2). Mit abnehmender Fusionsrate wären für die Sonne bei kleinerem Durchmesser (thermischer = Gravitations-Druck) im Gleichgewicht. Für unveränderte Luminosität der Sonne wäre die Oberflächentemperatur höher und damit das Maximum der Spektralverteilung des abgestrahlten Lichts in den kurzwelligen Bereich verschoben mit all den Folgen, die eine intensivere UV -Komponente auf das irdische Leben hätte.

Da die Lebensdauer des Neutrons nach Kap.7.3.2

$$\tau_n \sim G_F^2 |V_{ud}|^2,$$

hat eine Veränderung des CKM-Matrixelements analoge Folge wie die Änderung von G_F .

Diese Beispiele mögen genügen, um zu demonstrieren, daß die makroskopische Welt unseres täglichen Lebens ganz entscheidend in ihren Eigenschaften durch die Werte der 18 Naturkonstanten des Standardmodells geprägt ist. Die sich an diese Beobachtung anschließenden philosophischen und religiösen Betrachtungen möge jeder für sich vollziehen.

Noch ein wichtiger Schluß folgt. Die Resultate dieser Vorlesung können nur dann auf kosmologische Probleme angewendet werden, wenn die Naturkonstanten sich seit dem Big Bang nicht wesentlich geändert haben. Wir haben sie als zeitunabhängig angenommen in Übereinstimmung mit zahlreichen Experimenten [130]. Seit kurzem gibt es jedoch ein astrophysikalisches Resultat (Quasar-Spektrum), das als Evidenz dafür gedeutet wird [131], daß die Feinstrukturkonstante für $t > 7 \cdot 10^9 \text{ a}$ vor unserer Zeit kleiner war:

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = -10^{-5}.$$

Weitere Experimente sind notwendig, bevor ein Paradigmenwechsel vorgenommen werden muß.

7.3.8 Abschließende Bemerkung

Struktur der Materie:

Es gibt 3 Generationen (siehe Abb.7.1):

$$\begin{array}{ll} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & 1. \text{ Generation} \\ \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix} & 2. \text{ Generation} \\ \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix} & 3. \text{ Generation} \end{array}$$

Wechselwirkungen: Lokale Eichtransformationen bestimmen die explizite Form der Wechselwirkung (siehe Kap.7.1 – 7.3):

$$\begin{array}{ll} \text{Eichgruppe } SU(3)_c & \text{QCD (starke Wechselwirkung)} \\ \text{Eichgruppe } SU(2) \times U(1) & \text{QFD + QED (elektroschwache Wechselwirkung)} \end{array}$$

Diese Modell des Aufbaus des Mikrokosmos wird als Standardmodell der Elementarteilchenphysik bezeichnet.

Wichtige Aufgaben verbleiben für die Zukunft:

- Vereinigung aller Wechselwirkungen muß formuliert werden.
- Theorie der Massen und der Kopplungskonstanten fehlt, diese Größen werden heute ad hoc eingeführt.
- Sind die freien Parameter des Standardmodells zeitunabhängig?
- Die Verletzung der diskreten Symmetrien in der schwachen Wechselwirkung ist unverstanden.
- Warum sind die Leptonen- und Baryonenzahlen erhalten (siehe Kap.7.3.7)?
- Der Zusammenhang zwischen Teilchenphysik und Kosmologie existiert, er muß noch in den Einzelheiten verstanden werden.
- Quantentheorie der Gravitation muß formuliert werden.

Wie immer in der Physik führt die Klärung von Problemen zu neuen fundamentalen Fragestellungen. Dies macht den Reiz unserer Wissenschaft aus.

Die Suche nach der Wahrheit ist köstlicher als ihr Besitz.
G. E. Lessing

Danksagung:

Ohne den unermüdlichen Einsatz von cand. phys. K. Pfeiffer wäre die 1. Auflage des Manuskripts nicht geschrieben worden. Meine Mitarbeiter, Drs. G. Contreras, M. Hütte, A. Lindner, J. Spiekermann, U. Obrock verliehen den Übungsaufgaben ihre eigene Würze, die von den Studenten hoffentlich in gleichem Maße wie von mir genossen wurde. Meine Frau hat entgegen dem Einsteinschen Vorschlag, die Eleganz die Sache der Schneider und Schuster sein zu lassen, unermüdlich an den Zeichnungen und am Text gefeilt und alle Hindernisse überwunden, die LaTeX diesem Unterfangen entgegenzustellen vermag; ohne ihre Hilfe wäre die 3. Auflage nicht fertiggestellt worden.

Literaturverzeichnis

- [1] D.H. Perkins, Hochenergiephysik
- [2] T. Mayer–Kuckuck, Kernphysik
- [3] E. Fermi, Nuclear Physics
- [4] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Kap.13
- [5] P. Marmier und E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol.I, Kap.4
- [6] K. Siegbahn, α , β , γ -Ray Spectroscopy, Vol.I, Kap.2
- [7] N. Bohr, Collected Works, Vol.8
- [8] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Quantenmechanik
- [9] D. Wegener, Teilchendetektoren, Vorlesungsskript Dortmund WS 96/97
- [10] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
- [11] M.J. Cooper, Rep.Prog.Phys. 48(1985)415
- [12] B. Lengeler, Phys.Bl. 46(1990)50
- [13] W. Hoppe, Biophysik, Kap.6: Strahlenbiologie
- [14] H. Kiefer, Biologische Strahlenwirkung, Springer 1981
- [15] H. Dertinger, H. Jung, Molekulare Strahlenbiologie, Springer 1969
- [16] W. Pohlit, Phys.Bl. 34(1978)587
- [17] W. Jacobi, Phys.Bl. 38(1982)122, 140
- [18] H.G. Prätzke, Phys.Bl. 45(1989)16
- [19] W. Jacobi, Phys.Bl. 45(1989)430
- [20] D. Schalch, Phys.Bl. 49(1993)273
- [21] C.S. Wu et al., Ann.Rev.Nucl.Sci. 19(1969)527
- [22] T.W. Donnelly et al., Ann.Rev.Nucl.Sci. 25(1969)329
- [23] E. Rutherford, Collected Works, Vol.II, p.362
- [24] H. Mommsen, Archäometrie, Teubner Verlag
- [25] J. Wölfi, Europhysics News 15,2 (1988)1
- [26] W. Hennig, Phys.Bl. 44(1988)381
- [27] H. Wegener, Mößbauer Effekt
- [28] T.C. Gribb, Principles of Mößbauer Spectroscopy
- [29] H.J. Lipkin, Quantum Mechanics
- [30] R.V. Pound and G.A. Rebka, Phys.Rev 140(1965)788
- [31] K. Grotz, H. V. Klapdor, Die schwache Wechselwirkung in der Kern-, Teilchen- und Astrophysik
- [32] R.L. Mößbauer, Phys.Bl. 50(1994)325

- [33] W. Pauli, Wissenschaftlicher Briefwechsel, Bd.I, Brief 216
- [34] W. Pauli, Wissenschaftlicher Briefwechsel, Bd.II, Brief 259
- [35] Landoldt–Börnstein, Tabellen der Physik und Chemie
- [36] E. Holzschuh, Rev.Prog.Phys. 55(1992)1035
- [37] E.W. Otten, Phys.Bl. 50(1994)55
- [38] W.J. Marciano, Ann.Rev.Nucl.Sci. 41(1991)469
- [39] F. Reines et al., Phys.Rev. 117(1960)159
- [40] T.J. Bowles et al., Ann.Rev.Nucl.Sci. 43(1993)117
Gallex Collaboration, Phys.Lett. B 436(1998)158, Phys.Lett. B 447(1999)127
- [41] P. Anselmann et al., Phys.Lett. B 327(1994)377
- [42] NIM 271(1988)Heft 2
- [43] J. Backroll, Sci.Amer. May 1990
- [44] E. Bodenstedt, Experimente der Kernphysik und ihre Deutung, Bd.2
- [45] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Elektrodynamik
- [46] H. Specht, Rev.Mod.Phys. 46(1984)773
- [47] D. Hilcher, Phys.Bl. 47(1991)1073
- [48] M.W. Golay, Ann.Rev.Nucl.Sci. 43(1993)297
- [49] T. Emmendorfer, Theorie der Kernreaktoren
- [50] D. Smidt, Reaktorsicherheit
- [51] Financial Times 1966: The Future of Nuclear Power in Europe
- [52] B.L. Cohen, Sci.Amer. July 1977
- [53] B.L. Cohen, Rev.Mod.Phys 49(1987)1
- [54] G.A. Cowan, Sc.Am. July 1976
- [55] L. Roberts, Ann.Rev.Nucl.Sci. 40(1990)79
- [56] M. Schwarzenberg, Physik in unserer Zeit 28(1997)259
National Research Council (ed.), Nuclear Wastes
- [57] M. Maurette, Ann.Rev.Nucl.Sci 26(1976)319
- [58] H.J. Bolle, Phys.Bl. 43(1989)240, 347
- [59] H.W. Drawin, Phys.Bl. 35(1979)119
- [60] K. Lackner, Phys.Bl. 39(1983)211
- [61] K. Pinkau et al., Phys.Bl. 45(1989)41,47
- [62] Phys.Bl. 50(1994)129
- [63] V. Dose, Phys.Bl. 47(1991)217
- [64] M.D. Cable et al., Phys.Rev.Lett. 73(1994)2316-2331
- [65] Particle–Data–Group, Phys. Rev. D54(1996)1
- [66] A. Nauenberg, V. F. Weißkopf, Am.Journ.Phys. 46(1978)43
- [67] M. Schwarzschild, Structure and Evolution of Stars
- [68] J.W. Trunan, Ann.Rev.Nucl.Sci 34(1984)53
- [69] R. Langanke, Phys.Bl. 43(1987)89
- [70] W. Hildebrandt, Phys.Bl. 35(1978)25
- [71] W. Hildebrandt, Phys.Bl. 38(1982)189

- [72] S. Woosley, *Sci.Amer.* Aug. 89 (Supernova)
- [73] V. Trimble, *Rev.Mod.Phys* 54(1982)1183
- [74] V. Trimble, *Rev.Mod.Phys* 55(1983)511
- [75] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess, *Zeitschrift für Physik* 128(1950)295
- [76] A. Bohr and B.R. Mottelsen, *Nuclear Structure*
- [77] P. Grabmayr et al., *Phys.Bl.* 55(1999) Heft 4,35
- [78] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*
- [79] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks und Leptonen*
- [80] P. Schmäuser *Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*
- [81] C. Berger, *Teilchenphysik*
- [82] J. Ellis, *Nature* 372(1994)15
- [83] S. Weinberg, *Sci.Amer.* June 1981
- [84] D.H. Perkins, *Ann.Rev.Nucl.Sci* 34(1984)1
- [85] C. Zimmermann, *Phys.Bl.* 49(1993)193, 197
- [86] A.D. Sakharov, *JETP Lett.* 5(1967)24
- [87] *Nature* 396(1998)407
- [88] T.D. Lee, *Quantum Field Theory*
- [89] *Particle–Data–Group*, *Europhys. Journal* C3(1998)1
- [90] J.J.J. Kokkedee, *Quark Modell*
- [91] F. Close, *An Introduction to Quarks and Gluons*
- [92] S. Glashow, *Sci.Amer.* Oct 1975
- [93] W. Thirring, *Proc. 5th Intern. Universitätswochen, Schladming, Conference 1965*, S.205
- [94] C. Quigg, J.L. Rosner, *Rev.Mod.Phys.* 56(1979)167
- [95] E.D. Bloom, J. Park, *Ann.Rev.Nucl.Sci.* 33(1983)143
- [96] H. Ali und P. Söding, *High Energy Elektron–Positron Physics*, p.412,489
- [97] D. Wegener, *Phys.Bl.* 40(1984)197
- [98] B. Naroska, *Phys.Rep.* 148(1987)68
- [99] S. Bethke et al., *Ann.Rev.Nucl.Sci* 42(1992)251
- [100] *Particle–Data–Booklet 1998*
- [101] H. Albrecht et al. (ARGUS), *Phys.Lett. B* 199(1987) 21
- [102] T.A. Armstrong et al., *Phys.Rev.Lett.* 69(1992)2337
- [103] C. Quigg, *Gauge Theories of Strong, Weak and Electromagnetic Interaction*
- [104] D. Wegener (ed.), *XX. Symposium on Multiparticle Dynamics, Dortmund 1990*, p.310–388
- [105] D. Taylor, *Rev.Mod.Phys.* 63(1991)573ff
- [106] R.G. Roberts, *The Structure of the Proton*, Cambridge 1990
- [107] I.R. Aitchison, *Gauge Theories in Particle Physics*
- [108] L.B. Okun, *Leptons and Quarks*
- [109] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Vol.I*
- [110] G.t' Hooft, *Sci.Amer.* June 1980
- [111] H. Rollnik, *Phys.Bl.* 32(1976)704

- [112] C.N. Yang, Gauge Theories in Proc. of the 6th Hawaii Topical Conference, Honolulu 1975, p.487 [950 PROC]
- [113] G. Möllenstedt et al., Phys.Bl. 18(1962)299
- [114] Fundamental Aspects of Quantum Theory 1989 (Phys.Bereichsbibliothek 200 QUAN)
- [115] W.M. Geist et al., Phys.Rep. 197(1990)264
- [116] M. Glück und E. Reya, Phys.Lett. B 98(1979)444
- [117] F. Wilczek, Nature 397(1999)303
- [118] K. Gottfried and V.F. Weißkopf, Concepts of Particle Physics, Vol.I
- [119] L.D. Landau, Nucl.Phys. 3(1957)127
- [120] L. Wolfenstein, Ann.Rev.Nucl.Sci. 36(1986)137
- [121] M.K. Gaillard et al., Ann.Rev.Nucl.Sci 34(1984)351
- [122] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. B 255(1991) 297
- [123] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. B 192(1987) 245
- [124] W. Hollik et al., Phys. Bl. 53(1997)127
- [125] S.J. Wimpenny et al., Ann.Rev.Nucl.Sci. 46(1996) 149
- [126] M.C. Nöcker et al., Phys.Rev.Lett. 61(1988)310
- [127] G. Drexlin, Phys.Bl. 55(1999) Heft 2, S.25
- [128] E. Kearns et al., Sci.Amer. Aug. 1999, p.48
- [129] R.A. Cahn, Rev.Mod.Phys. 68(1995)951
- [130] R.D. Will, Phys.Rep. 113(1984)345
- [131] Sci.Amer. Nov. 1998,13