

# **Experimentalphysik V - Kern- und Teilchenphysik Vorlesungsmitschrift**

Dozent: Prof. K. Jakobs

Verfasser: Ralf Gugel

5. Februar 2013

# 5. Einführung in die Teilchenphysik

## 5.1 Neue Teilchen und Antiteilchen

### 5.1.1 Die ersten Elementarteilchen

**1897** Identifizierung des Elektrons durch J. J. Thomson: Das erste Elementarteilchen, welches entdeckt wurde ist das elektrisch geladene Elektron. Es wird auf Grund seiner Ladung in elektrischen und magnetischen Feldern abgelenkt und stellt auch heute noch das leichteste elektrisch geladene Teilchen dar. Seine wichtigsten Eigenschaften sind:  $Q = -e$ ,  $m_e = 511 \text{keV}/c^2$ , Spin =  $1/2\hbar$ , stabil,  $\tau = \infty$

**1911-1919** Rutherford'sche Streuexperimente, Identifizierung der Wasserstoffkerns als Proton

**1930** Neutrino-Hypothese von Pauli (von Pauli noch als *Neutron* bezeichnet)

**1932** Entdeckung des Neutrons ( $\neq$  Neutrino) durch J. Chadwick

Die Teilchen interagieren über verschiedene Wechselwirkungen: Die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung (Kernkräfte) und die schwache Wechselwirkung ( $\beta$ -Zerfall)

### 5.1.2 Antimaterie

Im Jahre 1932 wurde durch Anderson das *Positron* entdeckt bei systematischen Durchmusterungen von Nebelkammeraufnahmen von Teilchenspuren, die durch Höhenstrahlung erzeugt wurden. Das Teilchen zeigte eine positive Ladung und eine große Reichweite, durch letzteres konnte es in den Nebelkammeraufnahmen von einem Proton unterschieden werden.

- Das Positron wurde zunächst als positiv geladenes Elektron interpretiert
- Feynman/Stückelberg (Theorie, 40er Jahre): Die Lösungen der Dirac-Gleichung, die zu negativen Energien gehören, werden als Zustände positiver Energie von sogenannten *Antiteilchen* interpretiert.

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

- *Quantenfeldtheorien* besitzen eine grundlegende Eigenschaft: zu jedem Teilchen muss es ein Antiteilchen geben, das dieselbe Masse hat, aber entgegengesetzte additive Quantenzahlen (Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie)

### 5.1.3 Weitere Teilchen in der kosmischen Strahlung

V. Hess untersuchte bereits 1912 die kosmische Höhenstrahlung mit Hilfe von Ballon-Experimenten und Photoplaten in großer Höhe (Berge).

1937 entdeckten Anderson und Nedermeyer ein neues Teilchen  $X$  in der kosmischen Strahlung:

$$m_X = 105 \text{MeV}/c^2 \quad (5.1)$$

Ursprünglich wurde es als *Yukawa-Teilchen*  $\pi$ -Meson (mittlere Masse) assoziiert. Es wurde auch als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung betrachtet, deren kurze Reichweite durch den Austausch eines massiven Teilchens erklärt würde). Heute ist bekannt, dass es sich hierbei nicht um ein  $\pi$ -Meson handelt, sondern  $X = \mu$ , d.h. ein Myon, eine schwerere Ausgabe des Elektrons ist ( $Q = \pm 1e$ , Spin =  $1/2\hbar$ ,  $m = 105.7 \text{MeV}/c^2$ ).

1946 erfolgt die Klarstellung in Rom: Das  $X$ -Teilchen der kosmischen Strahlung wechselwirkt nur schwach mit Materie (d.h. mit Kernen) und kann demzufolge nicht mit dem Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung identisch sein.

Das Teilchen besitzt eine kurze Lebensdauer:

$$\tau_\mu = 2.20 \cdot 10^{-6} \text{s}, \quad c\tau_\mu = 659.1 \text{m} \quad (5.2)$$

Powel *et al.* entdeckten 1947 in Bristol ein zweites, mittelschweres Teilchen in der kosmischen Strahlung. Sie nutzen dabei eine photographische Emulsion auf Berghöhe. Das von ihnen entdeckte Teilchen wird heute als  $\pi$ -Meson bezeichnet:

$$m_\pi = 139.6 \text{MeV}/c^2, \quad \tau_\pi = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{s} \quad (5.3)$$

$\pi$ -Mesonen entstehen in der oberen Atmosphäre, sie zerfallen oder wechselwirken aber bevor sie den Erdboden erreichen. In Rom, auf Meereshöhe sind fast nur noch Myonen anzutreffen. Die jew. wichtigsten Zerfälle von Myonen und Pionen sind

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu \quad (5.4)$$

### 5.1.4 Weitere, sogenannte seltsame Teilchen

Ende der 1940er und in den 1950er Jahren wird an Teilchenbeschleunigern eine neue „Klasse“ von Teilchen entdeckt, die sogenannten *seltsamen Teilchen*. Ihre Eigenschaften umfassen:

- Sie zerfallen mit Lebensdauern von  $10^{-8} - 10^{-10} \text{s}$  in bereits bekannte Teilchen (z.B.  $p$  und  $\pi^\pm, \pi^0$ )

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

- Neutrale seltsame Teilchen zeigen eine charakteristische V-Signatur beim Zerfall (siehe Abb. 5.1). Aus der Impulsmessung der Zerfallsteilchen  $\vec{p}_1, m_1$  und  $\vec{p}_2, m_2$  lässt sich die invariante Masse des zerfallenen Teilchens berechnen:

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ \vec{p}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 + E_2 \\ \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \end{pmatrix}, \quad M_0 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (5.5)$$

Beispiele für neue, neutrale, seltsame Teilchen sind

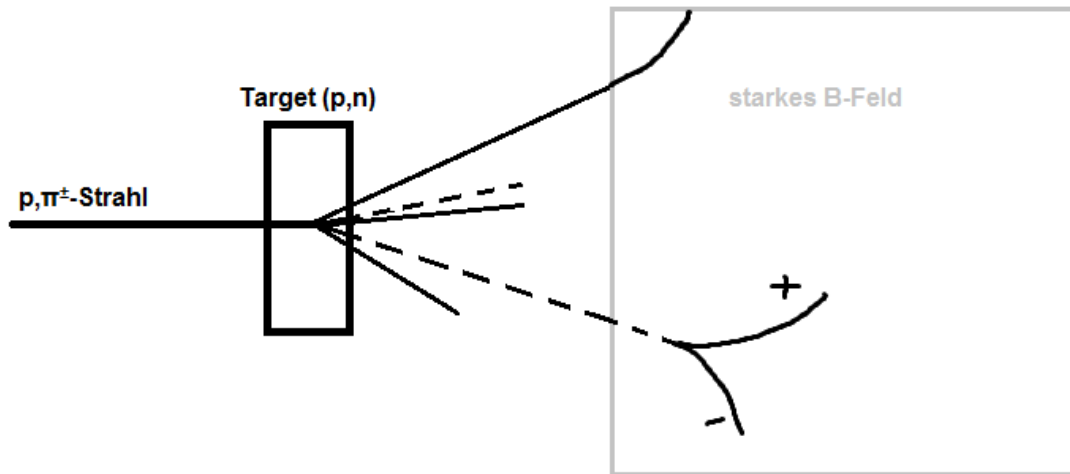


Abbildung 5.1: Neutrale, seltsame Teilchen zeigen eine charakteristische V-Signatur beim Zerfall

$$\begin{aligned} K^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-, \quad m(K^0) = 497.7\text{MeV}, \quad \tau(K^0) = 5.2 \cdot 10^{-8}\text{s} \\ \Lambda &\rightarrow p\pi^-, \quad m(\Lambda) = 1115.6\text{MeV}, \quad \tau(\Lambda) = 2.6 \cdot 10^{-10}\text{s} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Ein geladenes, seltsames Teilchen ist beispielsweise

$$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+, \quad m(K^+) = 493.7\text{MeV}, \quad \tau(K^+) = 1.2 \cdot 10^{-8}\text{s} \quad (5.7)$$

Zu den mittelschweren seltsamen Teilchen,  $m_{\pi^\pm} < m < m_p$  gehören  $K^+, K^-, K^0, K_2^0, \eta, \eta'$ , zu den schweren seltsamen Teilchen

$$\begin{aligned} \Lambda^0, & \quad m(\Lambda) = 1115.6\text{MeV} \\ \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, & \quad m(\Sigma^+) = 1197.3\text{MeV} \\ & \quad m(\Sigma^0) = 1192.5\text{MeV} \\ \Xi^0, \Xi^\pm, & \quad m(\Xi^\pm) = 1321.3\text{MeV} \\ & \quad m(\Xi^0) = 1314.9\text{MeV} \end{aligned} \quad (5.8)$$

Parallel zu den neuen seltsamen Teilchen werden auch weitere *nicht-seltsame* Teilchen entdeckt:

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

- $\pi^0$ -Teilchen: Neutrales Partnerteilchen von  $\pi^\pm$ . Ihre Masse unterscheidet sich nur geringfügig:

$$m(\pi^0) = 134.96\text{MeV}, \quad m(\pi^\pm) = 139.57\text{MeV} \quad (5.9)$$

Der Hauptzerfall des  $\pi^0$ -Teilchens ist  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\tau(\pi^0) \sim 10^{-16}\text{s}$ !

- $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ -Teilchen: Ihre Hauptzerfälle sind

$$\begin{aligned} \Delta^{++} &\rightarrow p\pi^+ \\ \Delta^+ &\rightarrow p\pi^0 \\ &\rightarrow n\pi^+ \\ \Delta^0 &\rightarrow p\pi^- \\ &\rightarrow n\pi^0 \\ \Delta^- &\rightarrow n\pi^- \end{aligned} \quad (5.10)$$

Die Masse aller  $\Delta$ -Teilchen liegt bei  $m(\text{Delta}) \approx 1232\text{MeV}$ ,  $\tau(\Delta) \sim 0.6 \cdot 10^{-23}\text{s}$ !

Zu beachten sind hierbei die charakteristischen Zeitstufen:

schwache Wechselwirkung,  $\tau = 10^{-10} - 10^{-8}\text{s}$

elektromagnetische Wechselwirkung,  $\tau = 10^{-16}\text{s}$  starke Wechselwirkung,  $\tau = 10^{-23}\text{s}$

$$(5.11)$$

Die Zerfallszeiten bei schwachen Zerfällen entspricht den Zerfallszeiten von seltsamen Teilchen  $\rightarrow$  Seltsame Teilchen zerfallen auf Grund der schwachen Wechselwirkung.

- Seltsame Teilchen werden durch stark wechselwirkende Teilchen immer *paarweise erzeugt*. Der Anfangszustand besteht beispielsweise aus  $pp, pn, \pi^\pm p, \pi^\pm n, \dots$

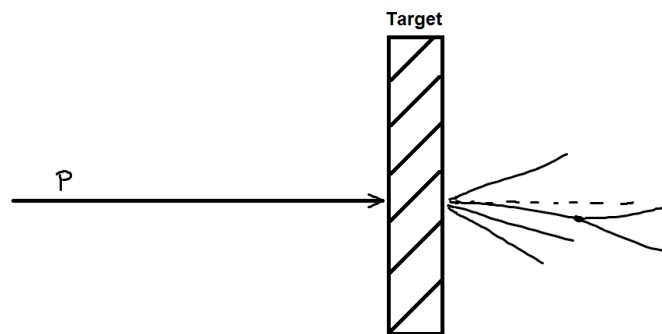


Abbildung 5.2: Beispiel für die Erzeugung neuer Teilchen durch Beschuss eines Targets mit geladenen Teilchen

so dass es beispielsweise zu einer Reaktion wie

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^- \quad (5.12)$$

kommt.

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

- Zerfälle seltsamer Teilchen durch die schwache Wechselwirkung weisen auf Grund der relativ langen Lebensdauer eine schärfere Resonanz auf, als Zerfälle auf Grund der starken Wechselwirkung ( $\tau_{\text{weak}} \sim 10^{-10} - 10^{-8}\text{s}$ ,  $\tau_{\text{strong}} \sim 10^{-23}\text{s}$ ). Umgekehrt lässt sich aus der Breite der Resonanzkurve auf die Lebensdauer schließen.

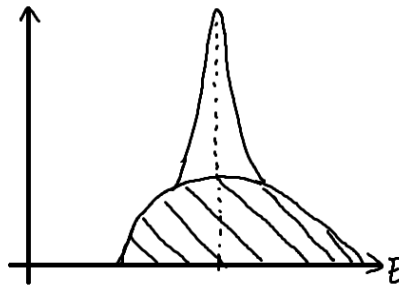
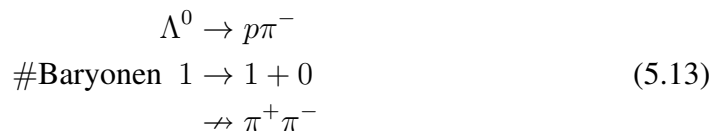


Abbildung 5.3: Auf Grund der längeren Lebensdauer schwach Zerfallender Teilchen ist die ihrer Zerfallsenergie deutlich kleiner als bei stark Zerfallenden Teilchen

- Seltsame Teilchen zerfallen über die schwache Wechselwirkung in nicht-seltsame Teilchen. Die schwache Wechselwirkung beseitigt also die *Seltsamkeit* (*strangeness*).
- Mit der Entdeckung der seltsamen Teilchen ergeben sich eine Fülle neuer Teilchen, die alle in starker Wechselwirkung produziert werden können. Der Oberbegriff für alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, ist *Hadronen* (gr. hadros = stark). Dies stellt eine Abgrenzung gegenüber Leptonen ( $e, \mu, \dots, \nu$ ) dar, die „nicht stark“wechselwirken.

Weiter unterteilt man in *Mesonen* („mittlere Masse“, Pionähnlich, ganzzahliger Spin 0, 1) und *Baryonen* („schwere Masse“, Proton-ähnlich, halbzahliger Spin  $1/2, 3/2$ )

Experimentell stellt man fest, dass für Baryonen ein Erhaltungssatz gilt; Die Zahl der Baryonen bleibt in Wechselwirkungsprozessen erhalten (gilt sowohl für die starke und elektromagnetische, als auch für die schwache Wechselwirkung!).



Für Mesonen gilt ein solcher Erhaltungssatz *nicht*:



Sie können in Leptonen zerfallen und in Zerfällen erzeugt werden.

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

Tabelle 5.1: Leptonenzahl aufgespalten in die Leptonenzahlen der drei Generationen. Die entsprechenden Anti-Teilchen besitzen die selben Leptonenzahlen mit umgekehrtem Vorzeichen.

	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$
$e^-$	1	0	0
$\mu^-$	0	1	0
$\tau^-$	0	0	1
$\nu_e$	1	0	0
$\nu_\mu$	0	1	0
$\nu_\tau$	0	0	1

### 5.2 Additive Quantenzahlen

Additive Quantenzahlen verhalten sich (wie ihre Bezeichnung impliziert) additiv. Sie bringen Erhaltungssätze mit sich, welche die erlaubten Reaktionen festlegen:

		stark	el.magn.	schwach	
0	Energie/Impuls	$E/p$	✓	✓	✓
1	Elektrische Ladung	$Q$	✓	✓	✓
2	Leptonenzahl	$L$	✓	✓	✓
3	Baryonenzahl	$B$	✓	✓	✓
4	Strangeness/Seltsamkeit		✓	✓	nein!

Die Leptonenzahl  $L$  ist sogar für jede Generation erhalten, d.h.  $L_e$ ,  $L_\mu$  und  $L_\tau$  sind jeweils erhalten (vgl. Tab. 5.1). Beispiele für solche Zerfälle sind

$$\begin{aligned}
 \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\
 &\rightarrow e^+ \nu_e \\
 \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \\
 &\rightarrow e^- \gamma
 \end{aligned}
 \tag{5.15}$$

Der letzte Zerfall ist nicht erlaubt, wenn der Erhaltungssatz der Leptonenzahl für jede Generation einzeln gilt, die zugehörige *branching ratio* (BR) für diesen Zerfall ist  $< 1.2 \cdot 10^{-11}$  (bei 90% CL (confidence level)).

Konsequenzen der Leptonenzahlerhaltung:

- Im Myonenzerfall treten zwei Neutrinos auf ( $\bar{\nu}_e$  und  $\nu_\mu$  beim Zerfall von  $\mu^-$ )
- Zerfälle der Art  $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$  wurden bislang nicht beobachtet
- Das leichteste (geladene) Lepton ist stabil.

Baryonen wird die Baryonenzahl  $B = +1$  zugewiesen, Antibaryonen  $B = -1$ . Auch die Baryonenzahl ist in allen Zerfällen erhalten.

Konsequenzen der Baryonenzahlerhaltung:

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

Tabelle 5.2: Additive Quantenzahlen von Elektron ( $e^-$ ) und Positron ( $e^+$ )

	$e^-$	$e^+$
$m$	0.511 MeV	0.511 MeV
$Q$	-1	+1
$L$	1	-1
Spin	$\frac{1}{2}\hbar$	$\frac{1}{2}\hbar$

- Das leichteste Baryon ( $p$ ) ist stabil. Es gibt jedoch Theorien, die sowohl Verletzung der Baryonen- als auch der Leptonenzahl vorhersagen:

$$p \rightarrow e^+\pi^0, \quad \tau(p) \gtrsim 10^{32}\text{y} \quad (5.16)$$

Ursprünglich wurde noch die Strangenessquantenzahl  $S$  eingeführt, diese ist jedoch nur in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung erhalten.

- Strangeness (Seltsamkeit):  
„Seltsamen“ Teilchen wird Strangeness zugeordnet
- Per Konvention wird zugewiesen:  $K^+, K^0: S = +1$   
Teilchen, die mit diesen Kaonen gemeinsam produziert werden, erhalten  $S = -1$ , z.B.  $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$
- Die Seltsamkeit ist in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten, z.B. wird er Zerfall  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  beobachtet.

Es gib keinen Erhaltungssatz für die Mesonenzahl:

z.B. kann in einer Reaktion wie  $\pi^+p \rightarrow \Lambda^+K^-(\pi^0\dots)\pi^+\pi^+(\pi^+\pi^-\dots)(K^+K^-\dots)$  prinzipiell eine beliebige Anzahl von Mesonen erzeugt werden, so lange Ladungs und Strangenesserhaltung erfüllt sind.

### 5.3 Teilchen-Antiteilchen Reaktionen

Die QFT (*quantum field theory*) sagt voraus, dass zu jedem Teilchen ein Antiteilchen mit gespiegelten additiven Quantenzahlen existiert.

Allgemein lässt sich eine Reaktionsgleichung schreiben als

$$A + B \rightarrow C + D \quad (5.17)$$

wobei jedes Teilchen auf die andere Seite gebracht werden kann, z.B.

$$\begin{aligned} A &\rightarrow \bar{B} + C + D \\ A + \bar{C} &\rightarrow \bar{B} + D \end{aligned} \quad (5.18)$$



## 5. Einführung in die Teilchenphysik

Tabelle 5.3: Auswahl an Teilchen und zugehörigen Antiteilchen. Das Photon stellt sein eigenes Antiteilchen dar.

Teilchen	Antiteilchen
$e^- \nu_e$	$e^+ \bar{\nu}_e$
$\mu^- \nu_\mu$	$\mu^+ \bar{\nu}_\mu$
$\tau^- \nu_\tau$	$\tau^+ \bar{\nu}_\tau$
$p$	$\bar{p}$ (Berkley, 1955)
$n$	$\bar{n}$ (Berkley, 1956)
$\pi^-$	$\pi^+$
$\pi^0$	$\pi^0$
$\gamma$	$\gamma$

Tabelle 5.4: Vergleich von  $e^-$  und  $e^+$

	$e^-$	$e^+$
$m$	511keV	511keV
$Q$	-1	+1
Spin	$1/2\hbar$	$1/2\hbar$
Leptonenzahl $L$	1	-1

wenn es durch sein Antiteilchen ersetzt wird.

Es gilt jedoch immer (also auch an jedem Knoten im Feynman-Diagramm) die Energie- und die Impulserhaltung!

Weitere Beispiele:

- (a) Compton-Streuung  $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ : Durch Umstellen der Gleichung erhält man einen Prozess, der ebenfalls ablaufen sollte:

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma \tag{5.19}$$

Selbige Reaktion erhält man auch, wenn man den Feynman-Graphen der Coulomb-Streuung um  $90^\circ$  dreht. Das dabei auftretende Elektron, welches in der Zeit rückwärts läuft, wird dabei als Positron (zugehöriges Antiteilchen) interpretiert, welches sich vorwärts in der Zeit bewegt (Vernichtungsreaktion  $\rightarrow$  Streureaktion)<sup>1</sup>.

- (b) Produktion von Quarks:

Die Produktion von Quarks ist paarweise möglich, elektromagnetisch beispielsweise durch  $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$ . Durch drehen des entsprechenden Feynmandiagramms erhält man die Streuung von Elektronen an Quarks ( $\hat{=}$  Rutherford-Experiment, vgl. Abb. 5.6).

<sup>1</sup>Läuft ein virtueller Zustand (=Teilchen liegt nicht auf seiner Massenschale) in der Zeit weiter, so spricht der Teilchenphysiker von einer Vernichtungsreaktion. Die Comptonstreuung ist also eine Vernichtungsreaktion und keine Streuung!

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

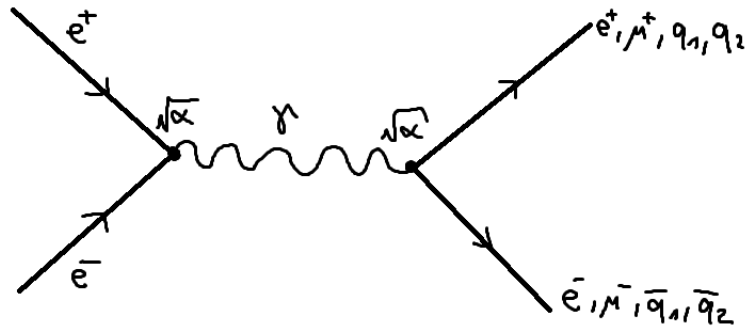


Abbildung 5.4: Vernichtungsreaktion von  $e^+$  und  $e^-$ . Eine Vernichtungsreaktion ist beim Aufeinandertreffen von  $e^-$  und  $e^+$  jedoch nicht zwingend: Die Bhabha-Streuung beschreibt den elastischen Stoß zwischen  $e^+$  und  $e^-$  (Austausch eines (virtuellen)  $\gamma$ -Quants zwischen  $e^+$  und  $e^-$ )

(c) Myon Zerfall:

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \\ \mu^- \bar{\nu}_\mu &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e\end{aligned}\quad (5.20)$$

### Einschub: Mandelstam-Variablen

Ein Streuprozess der Form  $A + B \rightarrow C + D$  lässt sich meist am einfachsten durch Lorentz-invariante Größen beschreiben. Die hierbei verwendeten Größen werden als *Mandelstam-Variablen* bezeichnet:

$$s := (P_A + P_B)^2, \quad t := (P_A - P_C)^2, \quad u := (P_A - P_D)^2 \quad (5.21)$$

$\sqrt{s}$  entspricht der Schwerpunktsenergie,  $\sqrt{t}$  und  $\sqrt{u}$  dem jeweiligen Impulsübertrag. Es lässt sich leicht zeigen, dass

$$s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2 \quad (5.22)$$

Je nach Prozess lässt sich dieser durch eine jeweilige Mandelstam-Variable beschreiben. Für Vernichtungsprozesse eignet sich  $s$  als (Schwerpunktsenergie)<sup>2</sup>, für Streuprozesse  $t$  als (Viererimpulsübertrag)<sup>2</sup>.

## 5.4 Leptonen

### 5.4.1 Geladene Leptonen

Die geladenen Leptonen sind

- Elektron  $e^-$

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

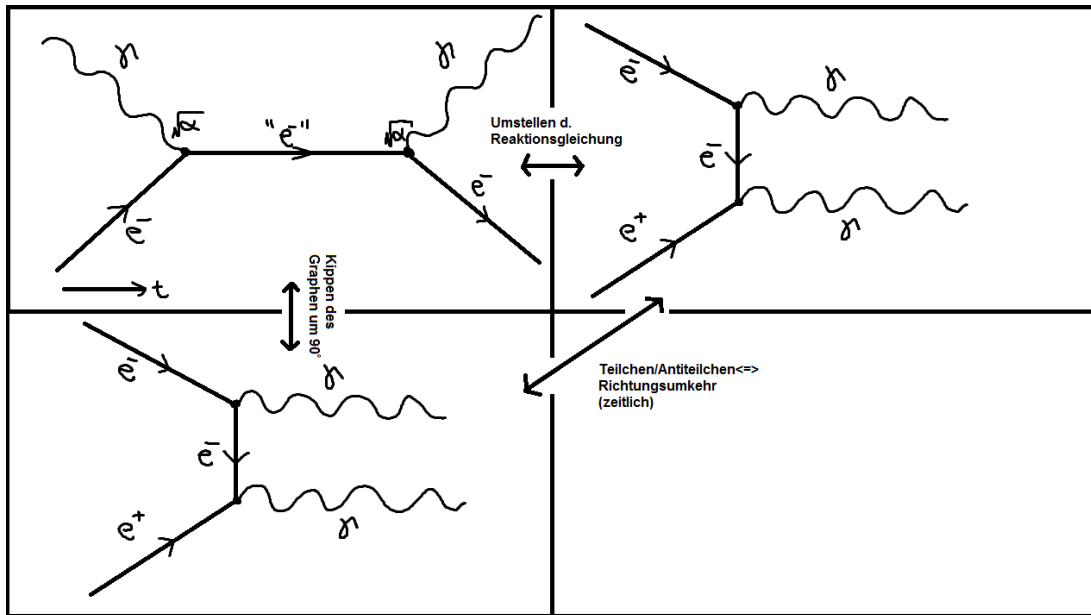


Abbildung 5.5: Coulomb-Streuung und  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  Paarvernichtung. In der Zeit rückwärts laufende Teilchen werden als vorwärtslaufende Antiteilchen betrachtet.

- Myon  $\mu^-$
- Tauon  $\tau^-$

Hinzu kommen noch die entsprechenden Anti-Teilchen. Das  $\tau^-$  wurde 1975 durch M.Perl am SLAC entdeckt. Eine Reaktion zu  $X^-, X^+$  läuft ab, sobald  $\sqrt{s} > 2m_X$ . Perl *et al.* führten 1975 Experimente am  $e^+e^-$ -Speicherring SPEAR durch, bei 4GeV Strahlenergie. Die beobachteten Ereignisse umfassten:

- Viele  $e^+e^-$ -Paare
- Viele  $\mu^+\mu^-$  Paare
- zusätzlich  $e^-\mu^+$  und  $e^+\mu^-$  Paare

Die letzten beiden Paare können nicht direkt erzeugt werden, auf Grund der Erhaltung der Leptonenzahl je Generation. Perl *et al.* interpretierten dies daher als Produktion eines schwereren Lepton-Paars  $\tau^+\tau^-$

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \\ \tau^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \end{aligned} \quad (5.23)$$

Signatur im Detektor:

- $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+$
- $e^+e^- \rightarrow e^-e^+$ :

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

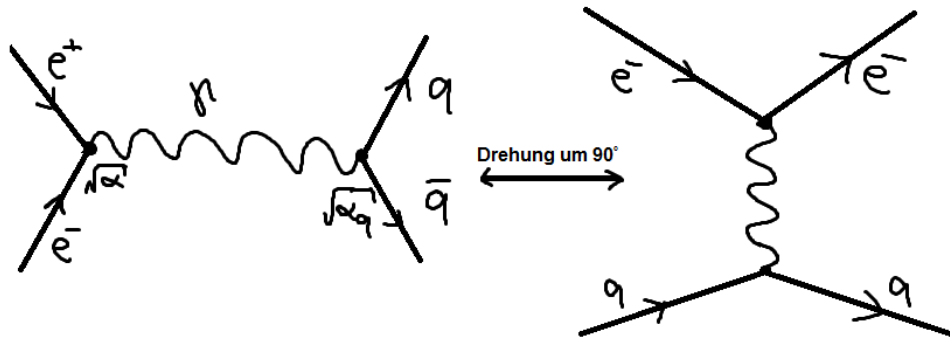


Abbildung 5.6: Produktion eines Quark-Antiquark-Paares in einer  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  Reaktion und Elektron-Quark-Streuung  $e^-q \rightarrow e^-q$  ( $\rightarrow$  Rutherford-Experiment). Beachte: Die Stärke der Kopplung des  $\gamma$ -Quants im Elektron-Positron Vertex ist  $\sqrt{\alpha} \sim e$ , im Quark-Vertex jedoch nur  $\sqrt{\alpha_q} \sim e_q$  (Quarkladung).

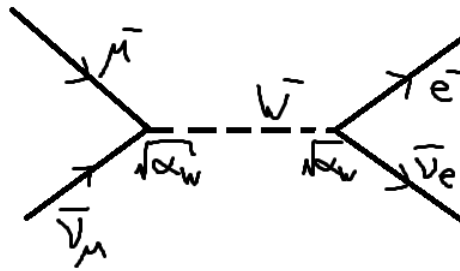


Abbildung 5.7: Feynman-Diagramm zur aus dem Myonenzerfall abgeleiteten Reaktion  $\mu^-\bar{\nu}_\mu \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$

- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ :

$\rightarrow$  Evidenz für ein neues Lepton.

Durch die Messung des Wirkungsquerschnitts an der Produktionsschwelle kann die Masse und der Spin des neuen Teilchens bestimmt werden:

- $m(\tau) = 1777\text{MeV} \gg m_\pi, m_K$
- Spin  $1/2$
- Lebensdauer  $\tau = 290 \cdot 10^{-15}\text{s} = 0.29\text{ps}$ ,  $c\tau = 87\mu\text{m}$

Zu jeweils rund 17.5% zerfällt  $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$  und  $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ . Da die  $\tau$ -Masse  $m(\tau) > m(\pi, K, \rho, \dots)$  größer ist als die vieler Mesonen, sind auch Hadronische Zerfälle möglich:

$$\tau^- \rightarrow h^-\nu_\tau \text{ z.B. } \pi^-\nu_\tau, K^-\nu_\tau, \dots \quad (5.24)$$

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

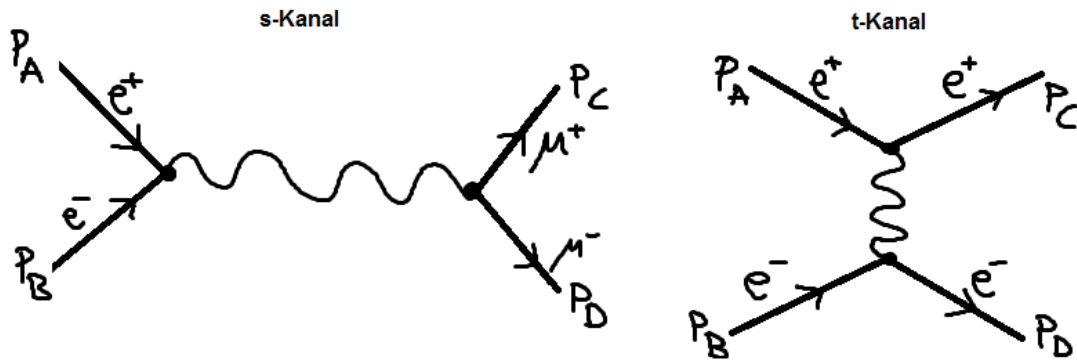


Abbildung 5.8: Beispiel für  $s$ - und  $t$ -Kanal Prozesse

LEPTON CLASSIFICATION

	$l$	$Q$	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$
First generation	$e$	-1	1	0	0
	$\nu_e$	0	1	0	0
Second generation	$\mu$	-1	0	1	0
	$\nu_\mu$	0	0	1	0
Third generation	$\tau$	-1	0	0	1
	$\nu_\tau$	0	0	0	1

Abbildung 5.9: Leptonenklassifikation (aus Ref. [?])

Je nach Anzahl der geladenen Teilchen unterscheidet man 1-prong (1 geladenes Hadron), 3-prong (3 geladene Hadronen),... Zerfälle. Normiert auf Hadronische Zerfälle stellen 1-prong Zerfälle  $\sim 85\%$  der Zerfälle dar, 3-prong Zerfälle  $\sim 15\%$ .

Die leptonischen Zerfälle (35% aller  $\tau$ -Zerfälle) umfassen:

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \\ \tau^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau\end{aligned}\tag{5.25}$$

### 5.4.2 Neutrinos

Ausgangspunkt stellt der nukleare  $\beta$ -Zerfall dar: Für einen reinen Zweikörperzerfall wird ein diskretes Energiespektrum erwartet:  $P_A = 0$ . Die Energie des Elektrons wäre als festgelegt:

$$\begin{aligned}A &\rightarrow B + e^- \\ E_e &= \left( \frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) \cdot c^2\end{aligned}\tag{5.26}$$

Experimentell wird jedoch ein kontinuierliches Energiespektrum beobachtet.

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

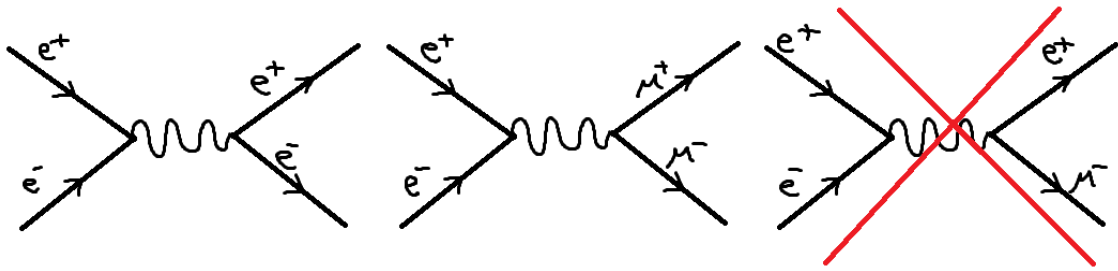


Abbildung 5.10: Erlaubte Prozesse bei  $e^+e^-$ -Kollision und scheinbar durch Perl *et al.* beobachteter Prozess. Letzterer ist auf Grund der getrennten Erhaltung der Leptonenzahl je Generation nicht erlaubt.

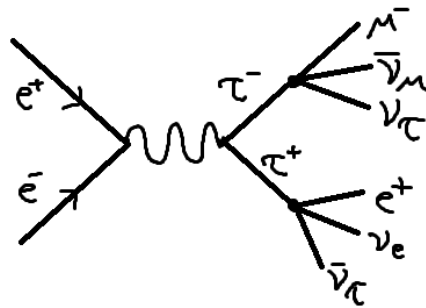


Abbildung 5.11: Produktion eines  $\mu^-e^+$ -Paares in  $e^+e^-$ -Kollision über  $\tau^+\tau^-$ .

Pauli postulierte 1930 ein neues Teilchen, das *Neutrino* (damals von Pauli noch als *Neutron* bezeichnet). Fermi's Theorie des  $\beta$ -Zerfalls (1933) enthält das Neutrino, der  $\beta$ -Zerfall ist darin eine Punktwechselwirkung, d.h. es existiert kein Austauschquant. Die Kopplungsstärke wird ad hoc als  $G_F$  eingeführt.

Fermi's Theorie ist eine effektive Theorie, die jedoch unzureichend ist bei hohen Energien / kleinen Abständen. Sie enthält jedoch bereits Pauli's Neutrino, welches sich durch folgende Eigenschaften auszeichnet:

- elektrisch neutral („kleines Neutron“)
- sehr leicht
- extrem schwache Wechselwirkung (die  $1/e$ -Reichweite in Blei liegt in der Größenordnung von Lichtjahren)  $\rightarrow$  kann es überhaupt nachgewiesen werden?

Schlüsselexperimente zum Nachweis von Neutrinos

- (i) Nachweis von Neutrinos durch  $\nu$ -induzierte Reaktionen (Suche nach dem inversen  $\beta$ -Zerfall) mit Hilfe des Neutrinoflusses eines Kernreaktors (Cowan und Reines, 1956)

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

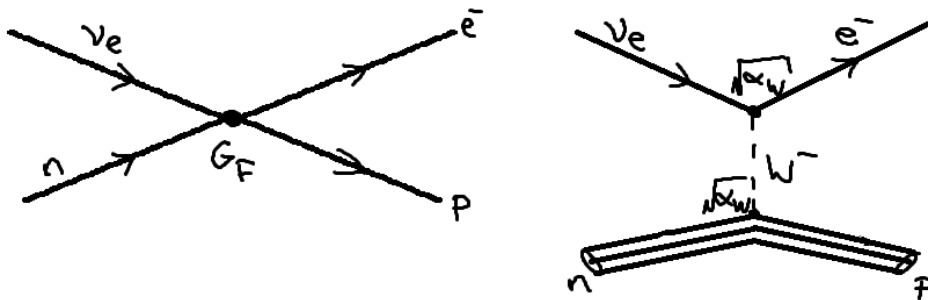


Abbildung 5.12:  $\beta$ -Zerfall des Neutrons in Fermi's Theorie des  $\beta$ -Zerfalls und nach heutigem Kenntnisstand.  $W^\pm$  sind Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung (Kopplungsstärke  $\sqrt{\alpha_w} = \sqrt{\alpha_{\text{weak}}}$ )

- (ii) Nachweis, dass  $\nu_e \neq \nu_\mu$ :  $\nu_\mu$ -Induzierte Reaktionen, Neutrinos aus  $\pi^\pm$ -Zerfällen (Steinberger, Schwartz, Ledermann 1962)
- (iii) Nachweis des  $\nu_\tau$ : DONUT-Kollaboration (Fermilab) (2000)

### Experimenteller Nachweis des Neutrinos:

- (a) Suche nach „inversem  $\beta$ -Zerfall“:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  unter Verwendung von Neutrinos aus einem Kernreaktor (South Carolina): Während die  $\bar{\nu}_e$  von Reaktor stammen, stellen die Protonen die Targetmasse (in Form von mehreren Tonnen Wasser) dar. Die geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wird kompensiert durch eine große Anzahl von Stoßpartnern (Targetmasse) und einen hohen Neutrinofluss.

Als Detektor dient ein Flüssigszintillator mit Photomultiplier, der zwei Signale aufnimmt:

- Promptes Signal:  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$  (jew. 511keV)
- Verzögertes Signal:  $n + {}^{108}\text{Cd} \rightarrow {}^{109}\text{Cd}^* \rightarrow {}^{109}\text{Cd} + \gamma$

- (b) Gibt es zwei verschiedene Neutrinos?
  - i)  $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu$ : Das Myon hat eine feste Energie / ein diskretes Spektrum
  - ii)  $\pi^- \rightarrow e^- \nu \nu$ : Das Elektron zeigt ein kontinuierliches Spektrum, neben dem Elektron wird kein weiteres Teilchen im Endzustand nachgewiesen  $\Rightarrow$  mindestens zwei „unsichtbare Teilchen“  $\Rightarrow$  Hinweis auf zwei Neutrintypen

Von Seiten der Theorie wurde nun vorgeschlagen, jedem Lepton ein eigenes Neutrino zugeordnet:

$$\begin{aligned} e &\rightarrow \nu_e \\ \mu &\rightarrow \nu_\mu \end{aligned} \quad (5.27)$$

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

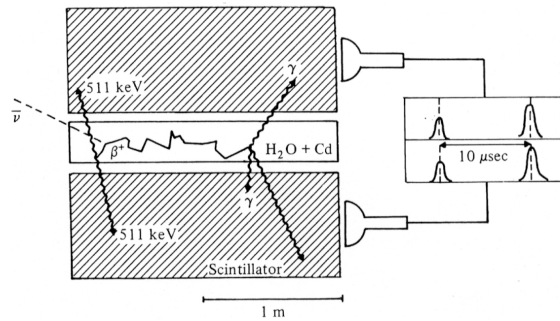
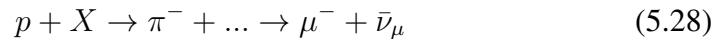


Abbildung 5.13: Entstehung des prompten und verzögerten Signals im Experiment von Cowan und Reimes, 1956 (aus Ref. [?])

Elektron- und Myon-Neutrinos sind verschieden. Den Neutrinos wird die selbe (Elektron-)Leptonenzahl zugeordnet, wie dem entsprechenden Lepton ( $L_e = +1$  für  $\nu_e$ ,  $L_\mu = +1$  für  $\nu_\mu$ ).

Den experimentellen Nachweis von  $\nu_e \neq \nu_\mu$  erbrachten 1962 *Steinberger, Schwartz und Ledermann*: Sie butzten  $\bar{\nu}_\mu$  aus  $\pi^-$ -Zerfällen:



Analog zum (inversen)  $\beta$ -Zerfall betrachteten sie die folgenden Reaktionen

- I)  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$
- II)  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$

Gilt die Erhaltung der Leptonenzahl je Generation, so kann nur die Reaktion des Typs I ablaufen, die Reaktion des Typs II wäre verboten ( $L_\mu : -1 \rightarrow -1$  für Typ I,  $L_\mu : -1 \rightarrow 0$  für Typ II)

Tatsächlich wurden 29 Ereignisse des Typs I gemessen und kein Ereignis des Typs II. Somit war bewiesen, dass  $\nu_\mu \neq \nu_e$ .

### (c) Nachweis des $\tau$ -Neutrinos

Am Fermilab wurde das Experiment *DONUT* ( $\hat{=}$  Direct Observation of NU Tau) durchgeführt.

Zur Erzeugung eines Neutrinostrahls hoher Intensität wurde ein Protonenstrahl mit 800 GeV auf ein Target geschossen. Über Zerfälle schwerer Mesonen ( $D$ -Mesonen) werden  $\tau$ -Leptonen erzeugt, die zerfallen in



Die charakteristische Signatur eines  $\tau$ -Leptons in Detektor besteht in einem „Knick“ am Zerfallsvertex.



## 5. Einführung in die Teilchenphysik

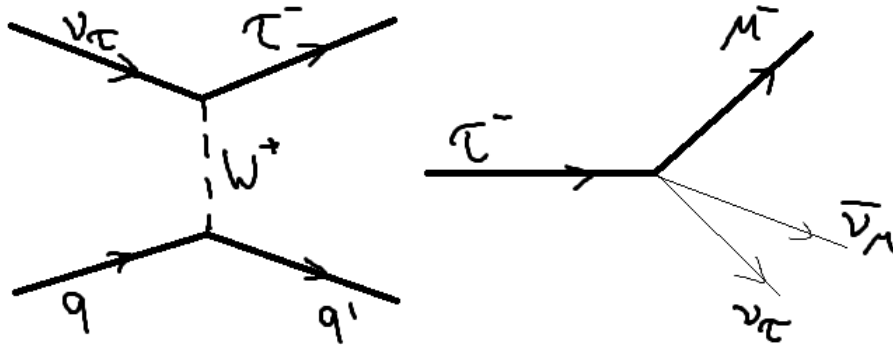


Abbildung 5.14: Feynman-Diagramm zur Produktion eines  $\tau^-$ -Leptons aus  $\nu_\tau$  und Skizze zur Entstehung des charakteristischen „Knicks“ beim  $\tau$ -Zerfall

Die Datennahme dauerte von 1998-2000, wobei  $3.6 \cdot 10^{17}$  Protonen auf das Target geschossen wurden. Dabei wurden

- 71  $\nu_\mu \rightarrow \mu$  Ereignisse
- 61  $\nu_e \rightarrow e$  Ereignisse
- 4  $\nu_\tau \rightarrow \tau$  Ereignisse

gemessen. Die Untergrunderwartung für  $\nu_\tau \rightarrow \tau$  lag bei 0.3 Ereignissen, die Wahrscheinlichkeit dafür, dass 4 Ereignisse aus dem Untergrund stammen bei  $P < 4 \cdot 10^{-4}$ .

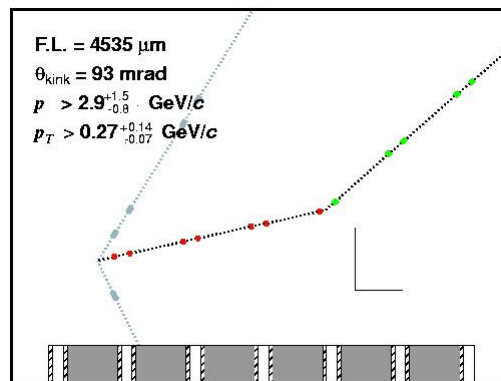


Abbildung 5.15: Eines der vier Ereignisse im DONUT Experiment (DONUT-Kollaboration, Jul. 2000)

## 5.5 Das Quarkmodell

1964 schlugen unabhängig voneinander M. Gell-Mann und G. Zweig ein Modell vor, welches die Vielfalt der Hadronen durch drei elementare Bausteine zu erklären ver-

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

suchte. Diese *Quarks*<sup>2</sup> besitzen die nachfolgenden Eigenschaften:

- Alle Hadronen sind aus elementaren Bausteinen, den sog. *Quarks*, aufgebaut.
- Diese tragen drittelzahlige elektrische Ladungen, treten in drei Arten (flavours) auf und besitzen halbzahligem Spin (Fermionen). Die drei Flavours (heute 6) sind:

$$\begin{aligned} u\text{-Quark} \quad Q &= +\frac{2}{3}e && \text{„up“} \\ d\text{-Quark} \quad Q &= -\frac{1}{3}e && \text{„down“} \\ s\text{-Quark} \quad Q &= -\frac{1}{3}e && \text{„strange“} \end{aligned}$$

Das *s*-Quark ist für die „Seltsamkeit“ *S* von Teilchen verantwortlich

- Zu jedem Quark existiert ein Antiquark ( $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ )
- Quarks tragen einen neuen Freiheitsgrad, die sog. Farbladung; es existieren drei verschiedene Farbladungen (rot (*r*), blau (*b*), grün (*g*)). Antiquarks tragen Antifarbe:  $\bar{r}, \bar{b}, \bar{g}$ .
- Alle Hadronen sind farbneutral („weiß“ bei additiver Farbmischung).
- Jedes *Baryon* besteht aus drei Quarks

Beispiele:

$$\begin{aligned} p &= (u, u, d) \quad Q = \frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 1 \quad S = 0 \\ n &= (u, d, d) \quad Q = \frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0 \quad S = 0 \quad ^3 \\ p &= (u, d, s) \quad Q = \frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0 \quad S = -1 \end{aligned}$$

Die extremalen Ladungszustand der Baryonen sind:

$$\begin{aligned} Q_{\max} &= 3 \frac{2}{3} = +2 \quad \Delta^{++} \\ Q_{\min} &= 3 \left(-\frac{1}{3}\right) = -1 \quad \Delta^- \end{aligned} \tag{5.30}$$

Baryonen besitzen Spin  $1/2$  oder  $3/2$ . Für Spin  $1/2$  existieren acht Zustände, das sog. *Baryonen-Oktett*, für Spin  $3/2$  ergeben sich zehn Mögliche Kombinationen, das sog. *Baryonen-Dekuplett*.

<sup>2</sup>Die Bezeichnung *Quarks* wurde von M. Gell-Mann gewählt und entstammt ursprünglich dem Roman *Finnegans Wake* von James Joyce: „three quarks for Muster Mark“

<sup>3</sup>Aus historischen Gründen muss dem *s*-Quark die Seltsamkeit  $S = -1$  zugeordnet werden, bedingt durch die vorher definierte Zuordnung  $S(K^+) = +1, S(\Lambda) = -1$

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

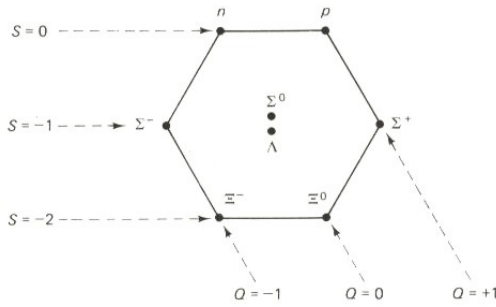


Abbildung 5.16: Baryonen-Oktett (aus Ref. [?])

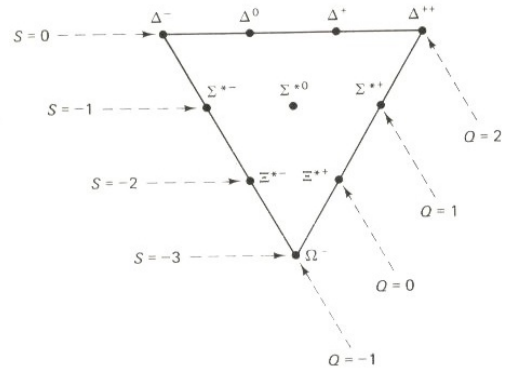


Abbildung 5.17: Baryonen-Dekuplett (aus Ref. [?])

- Mesonen bestehen aus Quark und Antiquark, zum Beispiel:

$$\begin{array}{lll}
 - \pi^+ = (u, \bar{d}) & - \pi^0 = (u\bar{u}, d\bar{d}) & - K^- = (\bar{u}, s) \\
 - \pi^- = (\bar{u}, d) & - K^+ = (u, \bar{s}) & 
 \end{array}$$

Historisch bedingt ist die Strangeness  $S(K^+) = +1$ . Die grundlegenden Eigenschaften von Mesonen umfassen:

- Die Ladungszustände von Mesonen sind maximal +1 und minimal -1
- Ihr Spin ist  $s = 1/2 \otimes 1/2 = \{0, 1\}$ . Bei Spin-0-Mesonen spricht man von *pseudoskalaren Mesonen*, bei Spin-1-Mesonen von *Vektormesonen*

### Konsequenzen aus dem Quark-Modell:

- (i) Dieselbe Quark-Kombination kann unterschiedliche Teilchen darstellen, z.B.:

$$\begin{array}{lll}
 p = (u, u, d) & s = 1/2 & \uparrow\uparrow\downarrow \\
 \Delta^+ = (u, u, d) & s = 3/2 & \uparrow\uparrow\uparrow
 \end{array}$$

- (ii) Farbfreiheitsgrad:

$\Delta^{++} = (u, u, u)$   $s = 3/2$   $\uparrow\uparrow\uparrow$  wäre ohne einen weiteren Freiheitsgrad durch das Pauliprinzip verboten. Die Lösung besteht in einer dreiwertigen Ladung, der Farbladung:  $\Delta^{++} = (u_g, u_r, u_b)$

- (iii) Vorhersage von noch nicht entdeckten Teilchen: Das berühmteste Beispiel ist  $\Omega^- = (s, s, s)$ ,  $S = -3$ . Dieses Teilchen war zur Zeit der Formulierung des Quark-Modells noch nicht entdeckt. Die Strangeness kann durch die schwache Wechselwirkung vernichtet werden, jedoch nur in Schritten von  $\Delta S = \pm 1 \rightarrow$  Kaskadenzerfälle, z.B.:

$$\begin{array}{l}
 \Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + \dots \rightarrow p + \dots \\
 S(\Xi^0) = -2, \quad S(\Lambda^0) = -1, \quad S(p) = 0
 \end{array} \tag{5.31}$$

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

(iv) Hadronen sind *farbneutral*:

$$\begin{aligned} \text{Baryonen: } & (r + g + b) \hat{=} \text{weiß} \\ \text{Mesonen: } & (r\bar{r}, g\bar{g}, b\bar{b}) \hat{=} \text{weiß} \end{aligned} \quad (5.32)$$

→ Hadronen aus 2 oder 4 Quarks sollten nicht existieren

### Probleme des Quarkmodells (60er Jahre)

- Es wurden nie freie Quarks beobachtet (Teilchen mit drittelzahligen Ladungen)
- → Quarks können *nicht* aus Hadronen heraus gelöst werden (nicht als freie Quarks) Experimentelle Evidenz (indirekt) durch Streuexperimente am SLAC

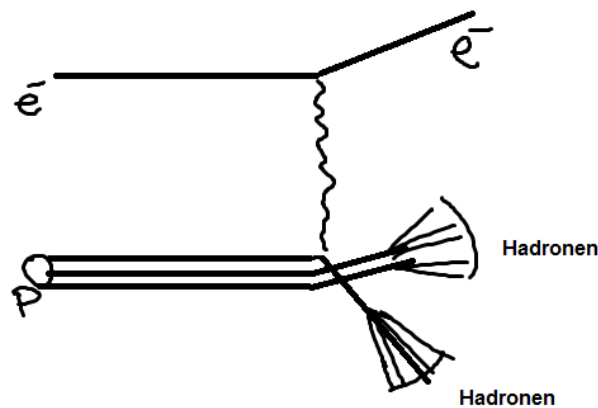


Abbildung 5.18: Bei Kollisionen von Elektronen mit Protonen würde man erwarten, dass ein Quark herausgelöst würde. Tatsächlich findet man jedoch immer sog. *Jets*, d.h. ganze Bündel von (bekannten) Hadronen.

1968: 20GeV  $e^- \rightarrow p$  Streuexperimente. Durch Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte konnten die Formfaktoren bestimmt werden, welche der Streuung an drei punktförmigen Streuzentren entsprechen mit elektrischen Ladungen  $+2/3, +2/3, -1/3$ .

- Bei hohen Impulsüberträgen auf ein Quark bilden sich neue Hadronen

Heute kann dies durch die QCD (Quantenchromodynamik, Theorie der starken Wechselwirkung) erklärt werden, vergleiche Kap. 6. Quarks sind in Hadronen eingesperrt (confinement)  $\hat{=}$  fundamentale Eigenschaft der QCD.

### Bemerkungen:

- $\pi^0, \eta, \eta'$  sind Mischungen aus  $u\bar{u}, d\bar{d}$  und  $s\bar{s}$
- Die Zustände  $(uuu), (ddd)$  und  $(sss)$  treten im Spin- $1/2$ -Oktett der Baryonen nicht auf. Der Grund hierfür liegt in der Symmetrie der Gesamtwellenfunktion.

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

- $\Omega^- = (sss)$  mit Spin  $3/2$  ist ein im Rahmen des Quark-Modells postuliertes Teilchen.
- Mesonen können in einer Oktett-Struktur angeordnet werden. Die Parameter hierbei sind die Strangeness sowie die Ladung bzw. der Isospin<sup>4</sup>.

## 5.6 Neue, schwerere Quarks

Mit Hilfe von Beschleunigern höherer Energie in den 1970er Jahren ( $c, b$ ) und in den 1990er Jahren ( $t$ ) konnten die restlichen heute bekannten Quarks nachgewiesen werden.

### 5.6.1 Entdeckung des $c$ -Quarks

1974 wurde das Charmquark als neue Resonanz in  $e^+e^-$ -Kollisionen bei  $\sqrt{s} > 3\text{GeV}$  am SLAC durch B.Richter *et al.* entdeckt. Der gebundene Zustand ( $c\bar{c}$ ) wird als  $J/\psi$  bezeichnet. Die Resonanz ist besonders schmal ( $\Gamma = 87\text{keV}$ ), d.h. der dabei entstehende Zustand besitzt eine relativ lange Lebensdauer für starke Zerfälle. Eine zweite

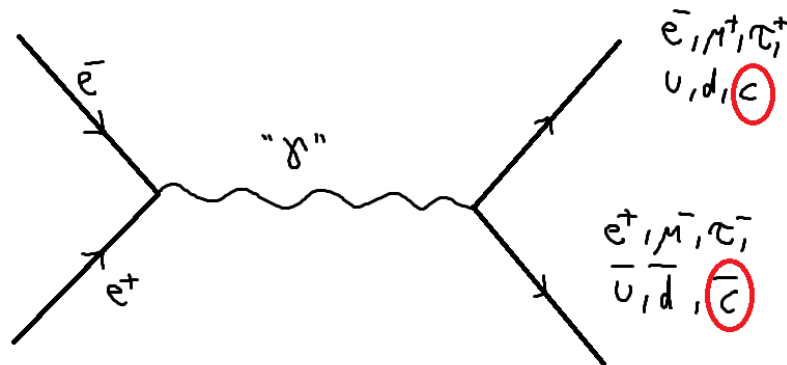


Abbildung 5.19: Mögliche Reaktionen bei  $e^+e^-$ -Kollisionen. Eine der stattfindenden Reaktionen ist die zu  $c\bar{c}$ . Der gebundene Zustand ( $c\bar{c}$ ) wird als  $J/\psi$  bezeichnet.

unabhängige Entdeckung erfolgt durch S.Ting in der Reaktion  $p + \text{Be} \rightarrow J + \dots$  am Brookhaven National Lab.

Kurze Zeit später wurde bei höherer Energie in  $e^+e^-$ -Kollisionen eine radiale Anregung  $\psi'$  entdeckt (2s-Zustand)

$$\begin{aligned} m(J/\psi) &= 3.097\text{GeV} \\ m(\psi') &= 3.686\text{GeV} \end{aligned} \quad (5.33)$$

<sup>4</sup>Isospin: Anlehnung an die Spin-Beschreibung, Teilchen mit verschiedenen Ladungszuständen werden zu Multiplets zusammengefasst

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

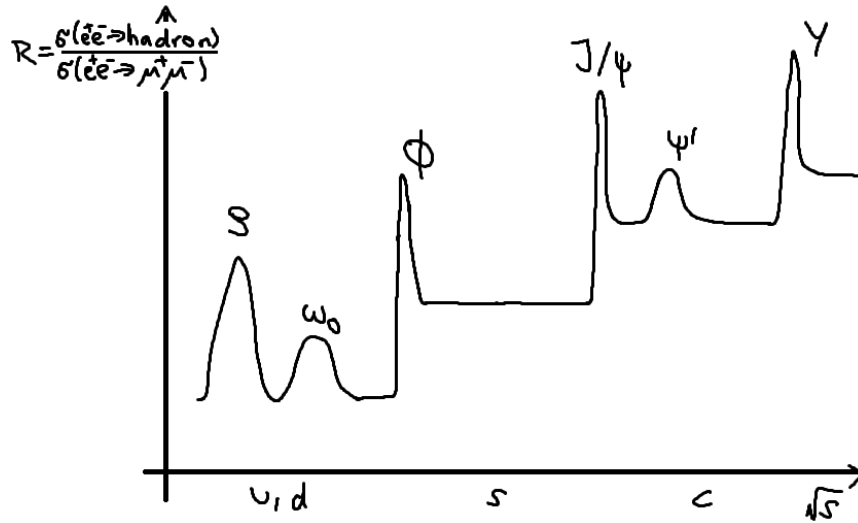


Abbildung 5.20: Der  $R$ -Faktor (Hadronenproduktionsrate relativ zu einem Referenzkanal, z.B.  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) steigt jedes mal an, wenn die Schwerpunktsenergie ausreicht einen weiteren Hadronenkanal zu öffnen. Zusätzlich treten Resonanzen auf, wenn die Schwerpunktsenergie gerade für die Produktion des neuen Quarks ausreicht.

Die Beobachtung von  $\psi'$  zeigte den Zerfall:

$$\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^- \quad (5.34)$$

und für  $J/\psi$  beispielsweise

$$J/\psi \rightarrow e^+e^- \quad (5.35)$$

Heute ist ein ganzes Spektrum von  $(c\bar{c})$ -Anregungszuständen bekannt (orbitale Anregung, höhere Drehimpulse, Rotation, Vibrationen), was als *Charmonium-Spektrum* bezeichnet wird.

Die Zerfallsbreite war des  $J/\psi$  war mit  $u, d, s$ -Quark nicht erklärbar, es muss also einen weiteren Baustein geben, der nur elektromagnetisch und schwach zerfallen kann.

Bei höhere Energien werden weitere Mesonen, die  $c$  oder  $\bar{c}$  enthalten, produziert, sogenannte *D-Mesonen*:

$$\begin{aligned} D^+(1.869\text{GeV}) &= (c, \bar{d}) \\ D^- &= (\bar{c}, d) \\ D^0(1.865\text{GeV}) &= (c, \bar{u}) \\ \bar{D}^0 &= (\bar{c}, u) \\ D_S^+(1.969\text{GeV}) &= (c, \bar{s}) \\ D_S^- &= (\bar{c}, s) \end{aligned} \quad (5.36)$$

Ebenso findet an weitere Baryonen, z.B.:

$$\Lambda_C^+(2.285\text{GeV}) = (u, d, c) \quad (5.37)$$

## 5. Einführung in die Teilchenphysik

**TABLE 5.7** Charmonium states and decay modes

State	Mass, MeV	$J^P, I$	$\Gamma$ , MeV	Branching ratio	
$J/\psi(3100)$	$3097 \pm 1$	$1^-, 0$	0.063	Hadrons	86%
				[mostly $(2n + 1)\pi$ ]	
				$e^+e^-$	7%
				$\mu^+\mu^-$	7%
$\psi(3700)$	$3685 \pm 1$	$1^-, 0$	0.228	$\psi + 2\pi$	50%
				$\chi + \gamma$	21%
				$e^+e^-$	0.9%
				$\mu^+\mu^-$	0.9%

Abbildung 5.21: Grund und erster angeregter Zustand der *Charmoniums* ( $c\bar{c}$ ) mit Zerfallskanälen. (aus Ref. [8])

### 5.6.2 Entdeckung des $b$ -Quarks

Im Jahre 1977 erfolgte die Entdeckung einer weiteren Resonanz in einem Fixed Target Experiment am Fermilab National Accelerator Laboratory (FNAL) durch L. Lederman *et al.*

$$p + \text{Be} \rightarrow \Upsilon + \dots \quad (5.38)$$

Bestätigt wurde dies in  $e^+e^-$ -Kollisionen am DORIS-Speicherring am DESY in Hamburg.

Wieder wurde eine schmale Resonanz beobachtet, es lag eine vergleichbare Situation wie beim Charmonium-Fall vor. Das neue Teilchen war ein  $\Upsilon = (b\bar{b})$ -Bindungszustand, bestehend aus sog. *Bottom-Quarks* (auch *beauty* genannt).

Zudem wurde das Bottomonium-Spektrum bestehend aus den Anregungszuständen  $\Upsilon'(2s)$ ,  $\Upsilon''(3s)$ ,  $\Upsilon'''$ ... gefunden, ebenso wie neue schwerere Mesonen und Baryonen (analog zum Charmquark)

$$\begin{aligned}
 B^+(1.869\text{GeV}) &= (u, \bar{b}) \\
 B^- &= (\bar{u}, b) \\
 B^0(1.865\text{GeV}) &= (d, \bar{b}) \\
 \bar{B}^0 &= (\bar{d}, b) \\
 B_S^0(1.969\text{GeV}) &= (s, \bar{b}) \\
 &\vdots \\
 \Lambda_b^0(5.461\text{GeV}) &= (udb)
 \end{aligned} \quad (5.39)$$

### 5.6.3 Entdeckung des $t$ -Quarks

Das *Top-Quark* (auch *truth*) wurde 1994 am Fermilab in  $p\bar{p}$ -Kollisionen mit  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  entdeckt:

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \quad (5.40)$$

Die Masse eines Top-Quarks beträgt  $m_{\text{top}} \sim 172\text{GeV}$ . Jedoch ist  $m_{\text{top}} > m_W$  ( $80.4\text{GeV}$ ), d.h. es existieren keine gebundenen  $(t, \bar{t})$ -Zustände, da das Top-Quark zerfällt innerhalb der Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{-24}\text{s})$  in das  $W$ -Boson und in ein  $b$ -Quark zerfällt.

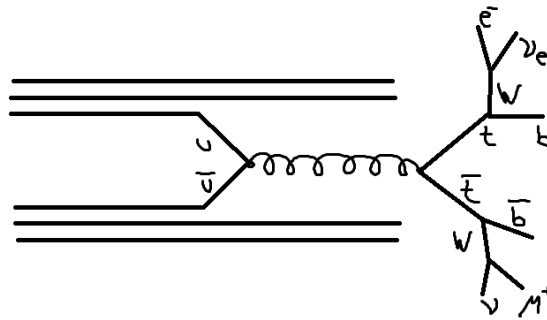


Abbildung 5.22: Feynman-Diagramm zur Produktion von  $t + \bar{t}$



# Literaturverzeichnis

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