

Interner Bericht
DESY F31 - 79/1
Juli 1979

Desy Bibliothek
14. Sep. 1979

Systematik der Elementarteilchen

(Vortrag, gehalten am 12. Dezember 1978 in Kiel
im Rahmen der Fortbildung für Physiklehrer)

J.K. Bienlein

DESY, Hamburg

J.K. Bienlein
DESY, Hamburg

Systematik der Elementarteilchen

(Vortrag, gehalten am 12. Dezember 1978 in Kiel
im Rahmen der Fortbildung für Physiklehrer)

Zusammenfassung:

Anhand der geschichtlichen Entwicklung der Elementarteilchenphysik werden die Grundbegriffe (Teilchen und ihre Wechselwirkungen) erläutert. In der Periode 1947 - 1974 wurde sehr viel experimentelles Material gesammelt. Es erlaubte, die Vielzahl der Hadronen durch drei noch fundamentalere Bausteine, die Quarks (und die Antiquarks), zu erklären. Seit 1974 wurden zwei weitere Quarks gefunden. Diese lieferten den Schlüssel zu einer Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch den Austausch von Gluonen (den "starken" Brüdern des "elektromagnetischen" Photons) vermittelt. Die Kernkraft ist eine von der Waals-Kraft der starken Wechselwirkung zwischen Quarks.

1. Einleitung und Überblick

Die Entwicklung der Elementarteilchenphysik vollzog sich in drei Perioden:

1. Die Vorläufer der Elementarteilchenphysik waren die Atomphysik und die Kernphysik. Wesentliche Grundlagen unserer Kenntnisse wurden uns von diesen Vorläufern übergeben. Sehr viel hat man auch aus dem Studium der kosmischen Strahlung gelernt.
2. Die "alte" Physik (1947 - 1974) begann mit der Entdeckung des Pions zunächst in der kosmischen Strahlung, doch kurz darauf wurde es mit Beschleunigern künstlich erzeugt. Dadurch wurden systematische Messungen sehr erleichtert, wenn nicht gar erst ermöglicht. Im Jahr 1947 wurde auch die Theorie der Wechselwirkung von Elektronen und Photonen, die Quantenelektrodynamik, formuliert. In der Periode der "alten" Physik wurde sehr viel experimentelles Material gesammelt. Es wurde ein empirisches Ordnungsschema für die Hadronen, das Quarkmodell, gefunden.
3. Die "neue" Physik (seit 1974) wird so genannt, weil unerwartete Beobachtungen die Ära der "Quarkspektroskopie", nach der "Hadronenspektroskopie" der "alten" Physik, eröffnet haben. Gleichzeitig fanden neue theoretische Entwicklungen auf dem Gebiet der Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik, Anwendung auf die neuen Teilchen und konnten so überprüft werden. Die gleichzeitigen experimentellen und theoretischen Erkenntnisse, die sich gegenseitig stützten, haben wesentliche Fortschritte ermöglicht und große Begeisterung unter den Elementarteilchenphysikern ausgelöst.

Im folgenden Vortrag werden wir sehr skizzenhaft die Erkenntnisse der Vorläufer (Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen) darstellen. Dann werden wir die "alten" Hadronen mit dem daraus resultierenden Quarkmodell besprechen. Schließlich soll die Entdeckung der neuen Teilchen besprochen sowie erklärt werden, warum sie neuartig sind. Im weiteren werde ich Ihnen die Grundvorstellungen der Quantenchromodynamik

anschaulich erläutern sowie einige einschlägige Ergebnisse vom e^+e^- -Speicherring DORIS des deutschen Forschungslabors DESY in Hamburg zeigen. Die Darstellung beschränkt sich auf die Besprechung der Hadronen genannten Teilchen und der starken Wechselwirkung. Im Ausblick wollen wir diese Ergebnisse mit ähnlich spektakulären Entwicklungen bei den anderen Wechselwirkungen der Elementarteilchen vergleichen.

2. Der Ausgangspunkt der Elementarteilchenphysik

Die Ergebnisse der Vorläufer der Elementarteilchenphysik sind in Tabelle 1 zusammengestellt, soweit wir sie für das Verständnis brauchen.

Die Materie ist aus Atomen aufgebaut. Die Atomphysik beschäftigt sich mit der Struktur der Atome: Atomkern und Elektronenhülle. Die Entdeckung des Elektrons brachte uns 1890 das erste Elementarteilchen (in unserer heutigen Sprechweise). Das Photon (= Lichtquant) folgte 1905. Schließlich lernte man, daß auch der Atomkern Struktur hatte und aus Bausteinen bestand: Proton und Neutron sind Elementarteilchen. Allgemein, wenn auch oberflächlich, kann man als Elementarteilchen solche Teilchen bezeichnen, die Bausteine der Atome bzw. Atomkerne sind, dazu deren Verwandte, die in der kosmischen Strahlung vorkommen und insbesondere an Beschleunigern künstlich erzeugt werden.

Von der Kernphysik stammt auch die Entdeckung der Wechselwirkungen der Elementarteilchen. Zur altbekannten elektromagnetischen Wechselwirkung (abgekürzt WW) kamen die starke WW, die sich in der Kernkraft manifestiert, und die schwache WW, die uns zuerst beim β -Zerfall der Kerne begegnete, hinzu. Interessanterweise hat sich die am längsten bekannte Kraft zwischen Teilchen (und WW ist nur ein neues, treffenderes Wort dafür), die Gravitation, bisher weiteren Erkenntnissen entzogen.

Schließlich muß jedes Verständnis der Welt der Elementarteilchen von der Quantenmechanik ausgehen, genauer von der Quantenfeldtheorie. Diese beschreibt die WW zwischen Elementarteilchen durch Emission bzw. Absorption von Feldquanten. Das Photon ist das Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die WW zwischen zwei Elektronen erfolgt dadurch, daß ein Elektron ein Photon emittiert, das vom anderen Elektron absorbiert wird. Insbesondere ist die Quantenelektrodynamik die Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung.

In der Entwicklung der Elementarteilchenphysik haben Erkenntnisse über Elementarteilchen und über Wechselwirkungen sich gegenseitig bedingt.

Nach der Vorstellung von Yukawa (1935) wird die Kernkraft durch Austausch von Pionen (π), die er damals als neue Teilchen postulieren mußte, zwischen zwei Nukleonen (zusammenfassende Bezeichnung für Kernbausteine, d.h. Protonen und Neutronen) vermittelt. Es ist ein wesentliches Ziel dieses Vortrags zu zeigen, daß wir heute ein tieferes Verständnis der starken WW haben. Die Periode der "neuen" Physik beginnt damit.

Die Erforschung der kosmischen Strahlung zeigte uns, daß das Spektrum der Elementarteilchen sehr reichhaltig ist. Das Myon (μ), Pion (π), Kaon (K) und Lambda (Λ^0) wurden zuerst in Nebelkammeraufnahmen oder in Photo-Emulsionen, die der kosmischen Strahlung meist in großer Höhe ausgesetzt wurden, gefunden.

Es bleibt noch, die Bezeichnungen der Elementarteilchen zu erläutern. Als Hadronen bezeichnet man die Teilchen, die der starken WW unterliegen. Sie können untergliedert werden in Baryonen, die halbzahligen Spin haben, und in Mesonen mit ganzzahligem Spin. Leptonen sind Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen, die keine starke WW zeigen. Das Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung.

Im weiteren werden wir uns ausschließlich mit Hadronen und der starken WW beschäftigen und dabei auch die Geschwister des Photons, die dessen Rolle bei der starken WW spielen, kennenlernen.

Tabelle 1: Wesentliche Ergebnisse der Vorläufer der Elementarteilchenphysik

Elementarteilchen		
Hadronen	Baryonen (Spin $\frac{1}{2}$)	p (Proton) n (Neutron) Λ^0 (Lambda-Hyperon)
	Mesonen (Spin 0)	π (Pion) K (Kaon)
Leptonen	(Spin $\frac{1}{2}$)	e (Elektron) ν (Neutrino) μ (Myon)
Photon	(Spin 1)	γ (Photon)
Wechselwirkungen (abgekürzt WW)		
starke WW	zwischen Hadronen (Kernkraft, α -Zerfall)	
elektromagnetische WW	zwischen geladenen Teilchen und Photonen (γ -Zerfall)	
schwache WW	zwischen Leptonpaaren und Hadronen (β -Zerfall)	
Gravitation		
Quantenmechanik ist Grundlage der Beschreibung der Elementarteilchen und ihrer WW.		

3. Die "alten" Hadronen

3.1. Bemerkungen zu den experimentellen Ergebnissen

- a) Es wurden in den letzten zwei Jahrzehnten sehr viele Hadronen entdeckt. Ca. 174 Teilchen sind tabelliert, dabei sind die Antiteilchen nicht mitgerechnet. Jedes Baryon hat ein verwandtes Antibaryon. Manche Mesonen sind mit ihrem Antiteilchen identisch, wie das Pion. Dagegen gibt es neben dem Kaon ein Antikaon. Es ist die Aufgabe der Elementarteilchenphysik, das reichhaltige Teilchenspektrum zu ordnen und nach Möglichkeit auf einfachere Bausteine zurückzuführen.
- b) Invariante Masse. Die Teilchen, die in Tabelle 1 aufgeführt sind, sind entweder stabil (p, e, v, γ) oder leben länger als 10⁻¹⁰ sec. Man kann aus ihnen an den Hochenergiebeschleunigern Strahlen erzeugen und die Spur einzelner Teilchen sichtbar machen. Die überwiegende Mehrzahl der Teilchen sind jedoch instabil. Sie können nicht direkt beobachtet werden, sondern nur über ihre Zerfallsprodukte. Das soll an einem Beispiel erläutert werden. Man schiebt einen Strahl negativer Pionen auf Protonen in flüssigem Wasserstoff. Aus den vielen möglichen Endzuständen greifen wir einen bestimmten heraus. In der Notation der Elementarteilchenphysik:



Nach Einstein gilt für ein Teilchen (Energie E, Impuls p, Masse m):

$$E^2 = (mc^2)^2 + (cp)^2 \quad (c = \text{Lichtgeschwindigkeit})$$

oder

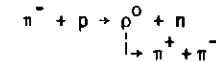
$$m^2 = E^2 - p^2,$$

wobei c weggelassen wurde, um die Struktur der Beziehung zu verdeutlichen. Diese Gleichung kann nun auf ein System aus zwei Teilchen erweitert werden. Man spricht dann von der "invarianten Masse"

(weil die Größe relativistisch invariant ist):

$$m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$$

Man kann für jede einzelne Reaktion die invariante Masse des π⁺π⁻-Systems ausrechnen. Wenn man viele Reaktionen beobachtet, findet man die Verteilung der Fig. 1. Sie setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: einem Kontinuum und einem Peak bei einer bestimmten Masse, Resonanz genannt. Die Reaktionen in der Resonanz laufen über einen Zwischenzustand, in unserem Fall einem neutralen ρ⁰-Meson, ab:



Das ρ⁰-Meson zerfällt in zwei geladene Pionen. Durch Beobachtung von Resonanzen in Verteilungen der invarianten Masse kann man die Existenz von Elementarteilchen, oft kurz Resonanzen genannt, erkennen sowie ihre Masse und Breite messen. Die überwiegende Mehrzahl der Hadronen sind solche Resonanzen.

- c) Die Breite einer Resonanz ist über die Unbestimmtheitsrelation

$$\Gamma \cdot \tau = \frac{h}{2\pi}$$

Γ = Resonanzbreite
 τ = Lebensdauer der Resonanz
 h = Planck'sche Konstante

mit der Lebensdauer verknüpft. Man kann so sehr kurze Lebensdauern messen. Für das ρ⁰-Meson gilt:

$$\tau = \frac{(h/2\pi) \cdot c}{\Gamma \cdot c} = \frac{200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{120 \text{ MeV} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ (m/s)}} = 0.5 \cdot 10^{-23} \text{ s.}$$

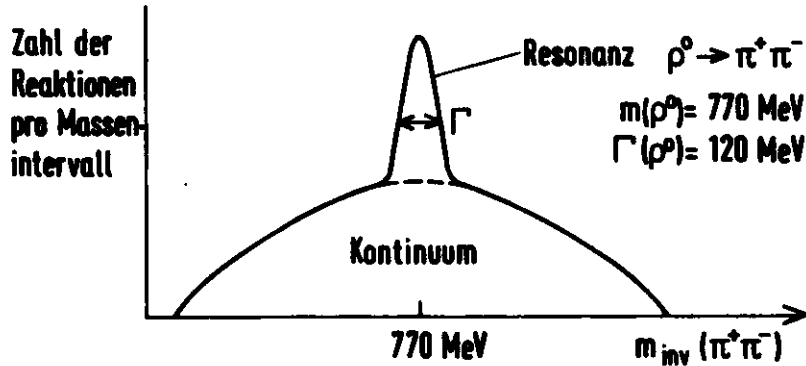
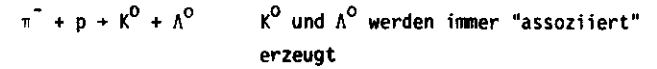


Fig. 1: Die Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+ \pi^-$ -Systems in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$.

3.2. Systematik im Teilchenspektrum durch Quantenzahlen

Alle Elementarteilchen werden in Teilchenreaktionen erzeugt. Dabei beobachtet man Regelmäßigkeiten, z.B.



S: $0 + 0 = (+1) + (-1)$ Deutung: K^0 und Λ^0 tragen eine neue Quantenzahl S (Strangeness = Seltsamkeit), und zwar ist $S(K^0) = +1$, $S(\Lambda^0) = -1$, während für Pionen und Protonen $S = 0$ ist. Die Quantenzahl Strangeness wird bei den Reaktionen der starken Wechselwirkung erhalten.

Jedes Elementarteilchen wird durch einen Satz von Quantenzahlen charakterisiert.

Nun kann man die Teilchen, die sich nur in unwesentlichen Quantenzahlen unterscheiden, d.h. in solchen, die bei der starken Wechselwirkung erhalten werden, in Multipletts zusammenfassen. Zur anschaulichen Darstellung (Fig. 2) bildet man ein Achsenkreuz mit der eben besprochenen Strangeness als Ordinate. Als Abszisse trägt man die "dritte Komponente des Isospins", I_3 , auf. Diese Quantenzahl hat mit der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung, die schon bei den Kernkräften beobachtet wurde, zu tun. Für Pionen ist sie gleich der elektrischen Ladung der Teilchen, im allgemeinen ist der Zusammenhang komplizierter. In dieses Koordinatensystem trägt man alle Teilchen desselben Spins ein, im Beispiel Spin 0, genauer die pseudoskalaren Mesonen. Es gibt 8 solche Teilchen, man hat ein Oktett.

Man kann alle ca. 170 Hadronen in solche Teilchenmultipletts (Oktetts, Dekupletts) zusammenfassen. Es sind keine Hadronen bekannt, die sich nicht einordnen lassen. Damit ist ein erster Schritt zur Systematik der Hadronen geleistet.

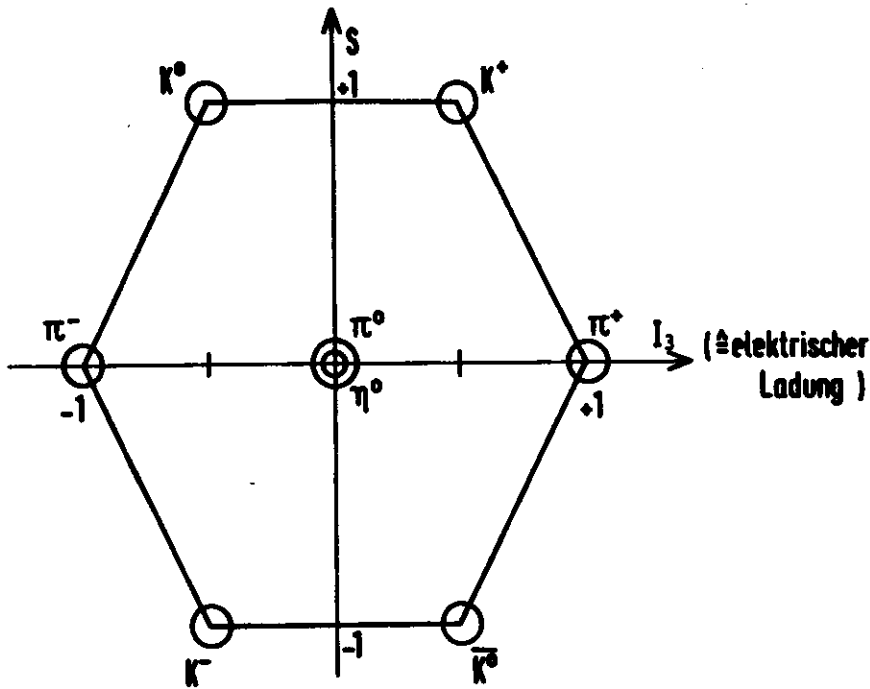


Fig. 2: Das Oktett der Spin-0 Mesonen.

3.3. Erklärung der Systematik durch das Quarkmodell

Die Vielzahl der beobachteten Hadronen kann sehr leicht im Quarkmodell verstanden werden. Dieses sagt: Die Hadronen sind aus Quarks aufgebaut. Es gibt drei Quarks (und drei Antiquarks).

Wie alle Teilchen werden auch die Quarks durch einen Satz von Quantenzahlen charakterisiert. Tabelle 2 stellt diese Quantenzahlen zusammen. Die Quarks heißen "Up", "Down" (nach ihrer I_3 Quantenzahl, für die der mathematische Formalismus ähnlich dem Spin ist, der nach "oben" oder "unten" zeigen kann) und "Strange" (das einzige Quark mit $S \neq 0$). Alle Quarks haben Spin $\frac{1}{2}$. Ein wesentlicher Unterschied zu den Hadronen besteht darin, daß die Quarks drittelzahlige elektrische Ladung haben, d.h. diese ist $+\frac{2}{3}$ bzw. $-\frac{1}{3}$ elektrische Elementarladungen e.

Die beobachteten Hadronen sind aus den Quarks $q = u, d, s$ und den Antiquarks \bar{q} so aufgebaut:

Mesonen $M = q\bar{q}$, z.B. $\pi^+ = u\bar{d}$, $K^- = s\bar{u}$

Baryonen $B = qq\bar{q}$, $p = uud$, $\Delta^{++} = uuu$

Tabelle 2. Die Quantenzahlen der "alten" Quarks

Quark	Spin	Baryonen- zahl	Isospin	3. Komponente d. Isospin	elektr. Ladung	Strange- ness
			1	I_3	Q	S
d	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	0
s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	-1

Man prüft leicht nach, daß die Quantenzahlen der Hadronen sich aus denen der Quarks, die die Bausteine der Hadronen sind, herleiten lassen. Die Vielzahl der Hadronen kann aufgebaut werden durch Kombination der drei unterschiedlichen Quarks und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß sich die Quarkspins $\frac{1}{2}$ für z.B. Mesonen zum Gesamtspin 0 oder 1 kombinieren können. Das verdoppelt bereits die Zahl der Multipletts. Ferner können Quark und Antiquark einen Bahndrehimpuls haben, der sich mit dem Gesamtspin zum Gesamtdrehimpuls (vektoriell) addiert. Das ergibt sehr viele Zustände. Alle beobachteten Hadronen lassen sich einordnen.

Ein ernstes Problem für das Quarkmodell ist es, daß seine Bausteine, die Quarks, nicht beobachtet wurden. Der Erfolg, sehr einfach ein umfangreiches experimentelles Material zu erklären, wird dadurch nicht getrübt. Jedoch ist die Nichtbeobachtung der Quarks mit heutigen experimentellen Mitteln der Anlaß zu tieferen Fragen. Eine Antwort darauf gibt die noch zu besprechende Quantenchromodynamik.

3.4. Die tief-inelastische Elektronenstreuung

Die elastische Elektronenstreuung ist allgemein bekannt: im Endzustand kommen dieselben Teilchen vor wie im Anfangszustand. Anders bei der tief-inelastischen Streuung hochenergetischer Elektronen (mehrere GeV Energie), die seit 1968 untersucht wird. Das gestreute Elektron hat sehr viel Energie verloren, die an ein im allgemeinen nicht beobachtetes System von Hadronen, X, abgegeben wird. Man schreibt:



Die Beobachtung wird beschrieben durch die Rutherford-Streuung (bzw. die Mott-Streuung im Fall relativistisch schneller Elektronen) multipliziert mit dem Formfaktor (im Fall der elastischen Streuung) bzw. der Strukturfunktion (im Fall der inelastischen Streuung). Dieser beschreibt die geometrische Struktur des streuenden Objekts und ist in klassischer, optischer Näherung die Fouriertransformierte. Der wesentliche Sachverhalt

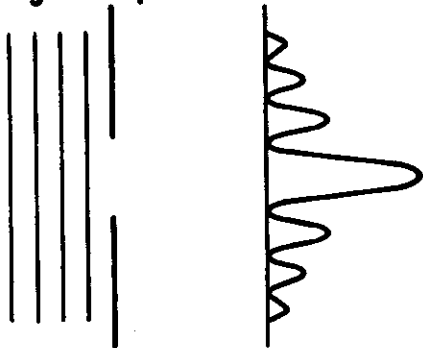
kann im optischen Analogon beschrieben werden. In Fig. 3 ist oben links die Beugungsfigur einer ebenen Welle an einem großen Spalt gezeichnet. Man erhält unter 0° ein Intensitätsmaximum, das zu größeren Winkeln hin rasch abfällt (noch weiter außen erscheinen weitere Maxima und Minima, deren Lage vom Spaltdurchmesser und Wellenlänge des Lichts abhängt). Anders die Beugung an einem engen Spalt. Man erhält eine Zylinderwelle. Die Intensität ist in allen Richtungen gleich. Unter dem optischen Analogon sind die Formfaktoren der Elektronenstreuung schematisch gezeichnet. Er ist eine Funktion der Größe

$$q^2 = 4 \cdot E \cdot E' \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

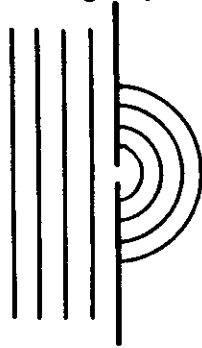
E = Energie der primären Elektronen
E' = Energie der gestreuten "
θ = Streuwinkel

(sie ersetzt den Streuwinkel, man muß zu ihr übergehen, weil q^2 relativistisch invariant ist und sowohl für die elastische wie die inelastische Streuung gilt). Der Formfaktor der elastischen Streuung fällt mit wachsendem q^2 stark ab. Die elastische Streuung erfolgt an einem ausgedehnten Objekt. Die quantitative Analyse ergibt für den mittleren Radius des Protons $\langle r_p \rangle = 0.8 \text{ fm}$ ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$). Anders im Fall der tief-inelastischen Streuung. Die Strukturfunktion als Funktion von q^2 ist konstant. Die tief-inelastische Streuung erfolgt an einem punktförmigen Objekt. Das (ausgedehnte) Proton enthält also punktförmige Konstituenten, Partonen genannt. Die quantitative Analyse ergibt: 1. Die Partonen bewegen sich frei im Proton. 2. Die Partonen sind die drei Quarks, aus denen gemäß dem Quarkmodell das Proton aufgebaut ist. Sie werden in Analogie zur Atomphysik "Valenzquarks" genannt. Daneben gibt es einen "See" aus Quark-Antiquark-Paaren, der bei den energiereichen Stößen angeregt wird. Valenz- und Seequarks bilden die Spin $\frac{1}{2}$ -Komponente der Partonen. Daneben gibt es noch einen Anteil mit Spin 1. Er wird uns später noch begegnen unter der Bezeichnung Gluonen.

**Optisches Analogon
großer Spalt**



enger Spalt



einlaufende, ebene Welle

Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts auf Schirm

einlaufende, ebene Welle gestreute Zylinderwelle

Wir müssen kurz Bilanz ziehen. Die Hadronen sind offensichtlich aus Quarks aufgebaut. Sie begegnen uns bei der Hadronensystematik und bei der tief-inelastischen Elektronenstreuung. Aber diese Quarks scheinen durchaus unterschiedliche, ja widersprüchliche Eigenschaften zu haben. Als Konstituenten der Hadronen sind sie so stark gebunden, daß man sie (noch) nicht losschlagen konnte. Bei der tief-inelastischen Elektronenstreuung bewegen sich die Quarkpartonen frei. Dieser scheinbare Widerspruch wird im Rahmen der neuen Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik, aufgeklärt werden.

**Formfaktor bzw. Strukturfunktion der Elektronenstreuung
elastisch tief-inelastisch**

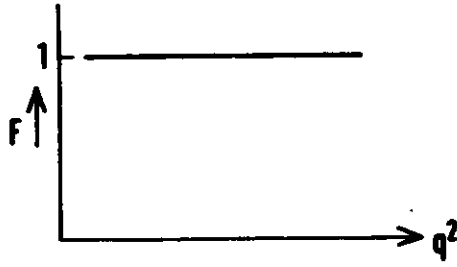
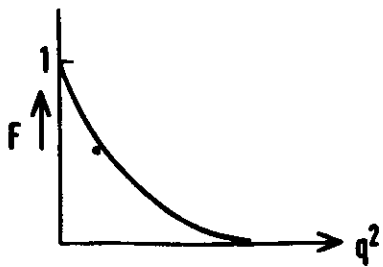


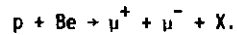
Fig. 3: Elastische und tief-inelastische Elektronenstreuung.

4. Die "neuen" Teilchen

4.1. Experimentelle Entdeckung des J/ψ (3.1) und des T (9.46)

Im Jahre 1974 wurde in zwei unabhängigen, unterschiedlichen Experimenten das J/ψ (3.1)-Teilchen bei einer Masse von 3.1 GeV/c² entdeckt. Drei Jahre später, 1977, wurde das T (9.46) mit der Masse 9.46 GeV/c² gefunden. Es sollen zunächst die Messungen, die die unerwarteten Resultate hatten, besprochen werden.

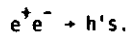
1. Experiment: Man schießt hochenergetische Protonen (1974: 30 GeV, 1977: 400 GeV) auf Beryllium und beobachtet die Reaktionen, bei denen ein μ-Paar (neben weiteren, unbeobachteten Teilchen X) im Endzustand entsteht:



Man mißt die invariante Masse $m_{inv}(\mu^+\mu^-)$ der μ-Paare. Fig. 4 zeigt das Ergebnis des Experiments von 1977. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit zunehmender invarianter Masse exponentiell ab. Auf diesem Kontinuum sitzen Resonanzen: bei 3.1 GeV das J/ψ (3.1) Teilchen, bei 3.7 GeV ein angeregter Zustand ψ'(3.7). Diese waren seit 1974 bekannt. Im Jahre 1977 wurde neu entdeckt der Peak bei 9 - 10 GeV invarianter Masse, der sich bei näherem Zusehen in zwei Resonanzen auflösen ließ: T(9.4) und T'(10.02). Die Experimente zeigen, daß es sich um schmale, d.h. langlebige Resonanzen (siehe § 3.1) handelt. Die beobachtete Breite der Resonanzen ist gleich der experimentellen Massenauflösung, d.h. die wahre Breite der Resonanzen ist noch kleiner:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{beobachtet}} &\approx \Gamma_{\text{Auflösung}} \\ \Gamma_{\text{Resonanz}} &\ll \Gamma_{\text{Auflösung}} \end{aligned}$$

2. Experiment: Man beobachtet die Erzeugung von Hadronen an Elektron-Positron-Speicherringen:



Dieses Experiment ist im Prinzip identisch mit dem ersten Experiment, weil beide aufgrund zweier Erhaltungssätze ineinander übergeführt

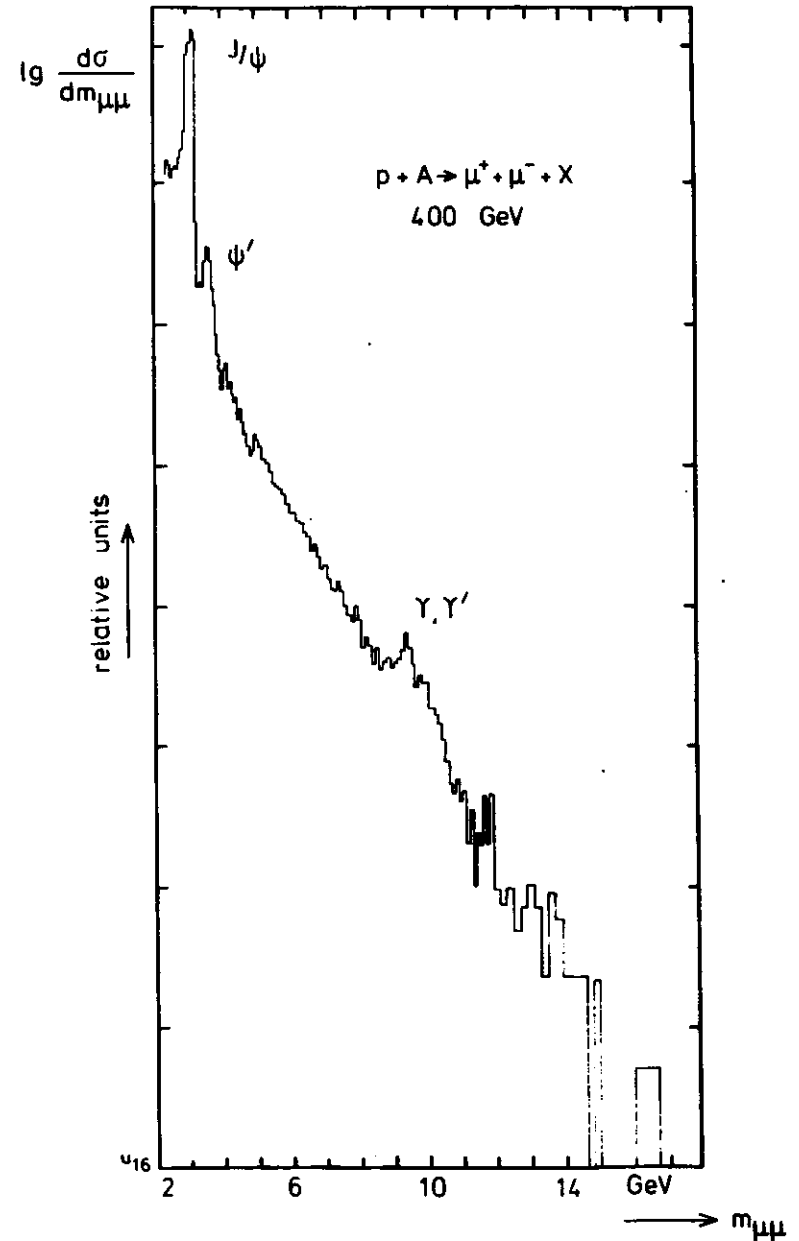


Fig. 4: Die Beobachtung der neuen Teilchen J/ψ(3.1) und T(9.46) in der Reaktion p + Kern → μ⁺μ⁻ + X.

werden können:

- a) $e-\mu$ Universalität erlaubt die Vertauschung des μ -Paares mit dem Elektronpaar,
- b) Zeitumkehrinvarianz erlaubt die Vertauschung von Anfangs- und Endzustand.

Experimentell ist die erste Methode zur Suche nach neuen Resonanzen besser geeignet, die zweite dagegen zur genauen Erforschung. Das Ergebnis ist für den T-Bereich in Fig. 5 dargestellt, zusammen mit dem Ergebnis des oben beschriebenen Experiments (wobei das Kontinuum subtrahiert wurde). Man erkennt jetzt deutlich, daß es sich um zwei Resonanzen T (9.4) und T' (10.02) handelt. Das Experiment am e^+e^- -Speicherring hat eine um einen Faktor 20 bessere Massenauflösung. Die Breite der Resonanz ist immer noch kleiner als die beobachtete, aber sie kann über die Breit-Wigner-Formel, die in der Kernphysik für Resonanzanregung und -zerfall entwickelt wurde, gewonnen werden. Damit ist dann eine Interpretation mit quantitativen Aussagen möglich.

4.2. Warum sind diese Teilchen neuartig?

Wir müssen jetzt einen wesentlichen Punkt besprechen. Warum sind die eben besprochenen Teilchen J/ψ (3.1) und T (9.46) neuartig? Warum hat die Entdeckung gerade dieser Teilchen, nach ca. 170 anderen Teilchen, bei den Elementarteilchenphysikern ein solches Interesse gefunden?

Zur Beantwortung gehen wir von der Systematik der "alten" Erfahrung aus. Man findet empirisch einen Zusammenhang zwischen der Breite einer Resonanz (Γ_{alt}) und ihrer Masse M:

$$\Gamma_{alt} \approx 0.2 \cdot M.$$

Diese Beziehung ist eine Faustregel und ist für die Mehrzahl der Fälle auf 50% genau. Das ergibt für das T (9.46) eine "alte" Erwartung von

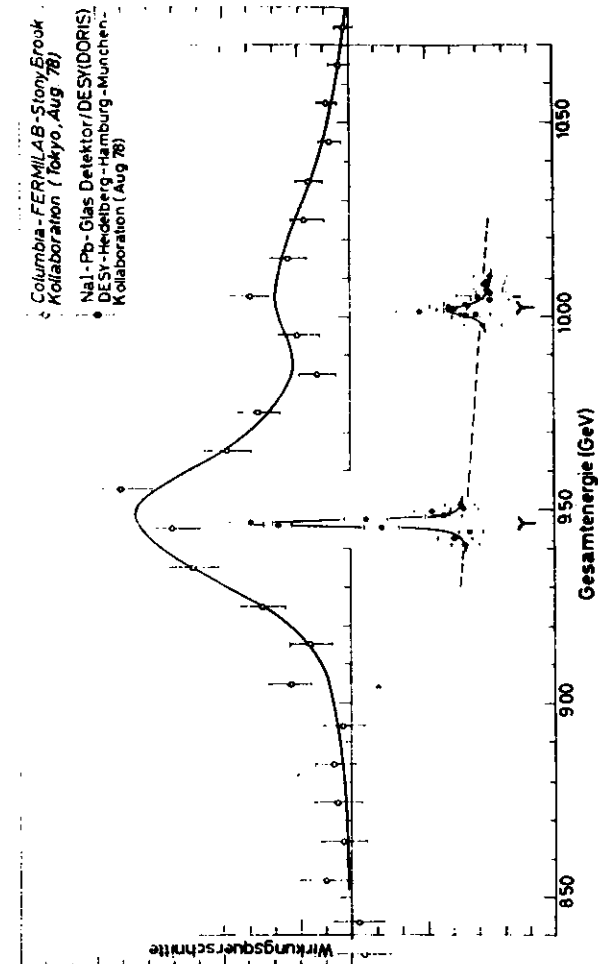


Fig. 5: Die Beobachtung der neuen Teilchen T(9.46) und T(10.02) in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$. Zum Vergleich: Ergebnis der Messungen $p + \text{Kern} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$.

$\Gamma_{alt}(T) \approx 1.9 \text{ GeV}$. Der experimentelle Wert ist jedoch wesentlich niedriger: $\Gamma_{exp}(T) = 50 \text{ keV}$. Somit ist

$$\Gamma_{exp}(T) \approx 2.5 \cdot 10^{-5} \cdot \Gamma_{alt}(T).$$

Es ist dieser Faktor $2.5 \cdot 10^{-5}$, um den die "neue" Erfahrung von der "alten" Erwartung abweicht, der erklärt werden muß. Der Rest des Vortrags wird sich mit der Erklärung dieses Befundes beschäftigen.

4.3. Die Deutung der "neuen" Teilchen

Nach der Entdeckung des J/ψ (3.1) im Jahre 1974 wurden sehr viele Erklärungsmöglichkeiten diskutiert. Als richtig hat sich die "Charm-Hypothese" erwiesen, die im folgenden erläutert wird. Sie besagt, daß die "neuen" Hadronen aus "neuen" Quarks aufgebaut sind. Diese neuen Quarks sind durch bisher unbekannte Quantenzahlen charakterisiert. Es ist

$$J/\psi(3.1) = c\bar{c}, \quad c = \text{Charm-Quark, mit Charm QZ } C = +1$$

$$T(9.46) = b\bar{b}, \quad b = \text{Bottom- " , " Bottom " } B = +1$$

Wir können jetzt Tabelle 2 erweitern und die neuen Quarks hinzunehmen (Tabelle 3).

Der entscheidende Beweis für die Richtigkeit der Charm-Hypothese zur Erklärung des J/ψ (3.1) wurde durch die experimentelle Beobachtung der Charm-Spektroskopie erbracht. Durch Hinzunahme von Bahndrehimpuls zwischen dem c - und \bar{c} -Quark und von Radialanregungen gibt es eine Reihe von angeregten J/ψ -Zuständen (z.B. ψ' (3.7)), die beobachtet wurden. Ferner kann man Mesonen aus neuen und alten Quarks aufbauen, z.B. $D^0 = c\bar{u}$. Für die b -Quarks sind die detaillierten Beweise noch zu erbringen.

Jetzt kann auch gesagt werden, warum ich, sicherlich übertrieben, zwischen "alter" und "neuer" Physik unterschieden habe. In der alten Periode wurde die Systematik der Hadronen gefunden und im Quarkmodell erklärt, es war Hadronenphysik. Jetzt, bei der neuen Physik, geht es

Tabelle 3. Die Quantenzahlen der bekannten Quarks

Quark	Spin	Baryonen- zahl	Isospin	3. Komponente d. Isospin	elektr. Ladung	Strange- ness	Charm	Bottom QZ
			1	$\frac{1}{3}$	Q	S	C	B
d	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	0	0	0
s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	-1	0	0
c	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	0	$+\frac{2}{3}$	0	+1	0
b	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	0	0	+1

um die Entdeckung weiterer Quarks. Sie manifestieren sich durch Hadronen, die ihre Quantenzahl tragen. Die Hadronenspektroskopie wird damit zum Werkzeug der Quarkspektroskopie.

4.4. Die Quantenzahl "Farbe"

Wir wollen in diesem Vortrag im wesentlichen besprechen, was die neuen Teilchen zum Verständnis der starken Wechselwirkung beigetragen haben. Dazu muß allerdings noch eine weitere Grundlage gelegt werden, die Entdeckung einer weiteren Quantenzahl, die "Farbe" genannt wird. In diesem Absatz wird die theoretische Motivation für ihre Einführung besprochen, im nächsten ein experimenteller Beweis.

Das Quarkmodell hat Schwierigkeiten bei der Erklärung einiger Teilchen. Es sind die Baryonen, die aus drei gleichen Quarks aufgebaut sind, deren Spin zudem noch parallel steht, so daß sich der Hadronenspin $J = \frac{3}{2}$ ergibt. Ein solches Teilchen ist z.B. das doppelt-positiv geladene

Delta-Baryon:

$$\Delta^{++} (1.238) = u u u$$

$$\text{Spin } \frac{3}{2} \quad \uparrow \uparrow \uparrow$$

Man kann zeigen, daß alle u-Quarks im Grundzustand sind (der Isospin des Δ^{++} ist $\frac{3}{2}$, mit $I_3 = +\frac{3}{2}$). Das bedeutet aber, daß drei Spin $\frac{1}{2}$ - Teilchen, die u-Quarks, denselben Quantenzustand besetzen. Genau das ist aber nach dem Pauli-Prinzip verboten. Es werden also Hadronen beobachtet, deren Quarkzusammensetzung das Pauli-Prinzip verletzt - eine ernste Schwierigkeit des Quarkmodells.

Der Ausweg wurde erstmals 1964 vorgeschlagen, jedoch lange Jahre ad acta gelegt, weil die experimentellen Stützen zunächst fehlten. Man nimmt an, daß jedes Quark noch eine weitere, neue Quantenzahl "Farbe" hat. Es gibt drei Farben, die wir mit rot, blau und grün bezeichnen. Das Δ^{++} hat dann folgende Quarkkonstituenten:

$$\Delta^{++} (1.238) = u_{\text{rot}} u_{\text{blau}} u_{\text{grün}}$$

$$\text{Spin } \frac{3}{2} \quad \uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow$$

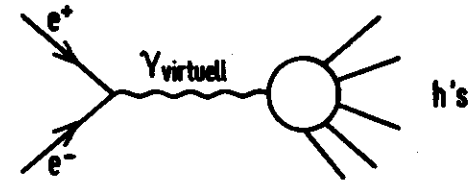
Dieser Zustand ist nach dem Pauli-Prinzip erlaubt.

4.5. Eine Anwendung des Quark-Parton-Modells

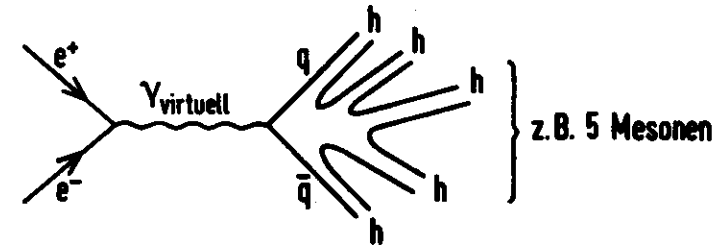
Wir wollen das "farbige" Quark-Parton-Modell anwenden, um den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ auszurechnen. Das Elektron-Positron-Paar hat elektromagnetische Wechselwirkung, bei seiner Vernichtung entsteht ein (virtuelles) Photon, welches dann wieder in Hadronen (h) übergeht. Das Quark-Parton-Modell spezifiziert die Hadronproduktion so:

Das Photon erzeugt aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung ein Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$), das dann durch starke Wechselwirkung weitere Quark-Antiquark-Paare erzeugt, die schließlich die Hadronen des Endzustands bilden (Fig. 6). Wir vergleichen den Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ mit der

a) Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$



b) im Quark-Parton-Modell



c) zum Vergleich $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

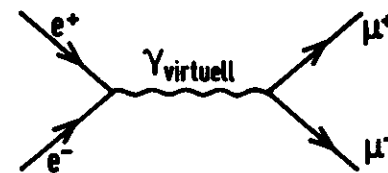


Fig. 6: Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$.

μ -Paarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Beide Teilchen, Myonen und Quarks, haben Spin $\frac{1}{2}$ und sind punktförmig (für die Quarks wissen wir das aus der tief-inelastischen Elektronenstreuung). Die Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen werden also sehr ähnlich sein. Es empfiehlt sich die Größe

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow h)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

weiter zu betrachten. Die Unterschiede zwischen beiden Reaktionen sind:

- a) die unterschiedliche elektrische Ladung: $|e_\mu| = 1$, $|e_q| = \frac{2}{3}$ bzw. $\frac{1}{3}$, jeweils in Einheiten der elektrischen Elementarladung, $\rightarrow R \propto |e_q|^2/|e_\mu|^2$ (in die Amplitude der Prozesse, dargestellt in Fig. 6, geht die Ladung linear ein, damit in die Übergangswahrscheinlichkeit und den Wirkungsquerschnitt quadratisch),
- b) es gibt ein Myon, aber mehrere Quarks (d, u, s, c, ...), es muß über alle Quarks summiert werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß jedes Quark in drei Farben vorkommt.

Man erhält:

$$R = \sum_{\substack{d,u,s,c,\dots \\ \uparrow \\ \text{Farben}}} |e_q|^2 \cdot 3 = 2 \text{ im Energiebereich der } d,u,s\text{-Produktion}$$

$$= 3 \frac{1}{3} \text{ oberhalb der Charm-Schwelle.}$$

Das wurde beobachtet. Damit wurde auch die Hypothese der Quantenzahl "Farbe" quantitativ bestätigt.

5. Die Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung

5.1. Die Grundvorstellungen der Quantenchromodynamik

Parallel zur experimentellen Entdeckung der neuen Teilchen (und ähnlich spektakulären Entdeckungen zur schwachen Wechselwirkung) liefen neue Erkenntnisse zum Verständnis der starken Wechselwirkung. In diesem Paragraphen möchte ich Ihnen die Grundvorstellungen dieser neuen Theorie der starken Wechselwirkung, die aus Gründen, die im folgenden eingesehen werden, Quantenchromodynamik (abgekürzt QCD) heißt, erläutern. Wir werden dann sehen, wie die experimentellen Resultate der neuen Teilchen diese Theorie stützen. Diese gleichzeitigen Fortschritte auf experimentellem und theoretischem Gebiet haben die Zeit seit 1974 so besonders interessant gemacht.

In Tabelle 4 sind die wesentlichen Aussagen der QCD zusammengestellt und mit denen der seit 1947 bekannten Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, der Quantenelektrodynamik (abgekürzt QED) verglichen.

Der grundlegende Prozeß der QED ist die Emission oder Absorption eines Photons (γ) durch ein Elektron (e). Die Spins sind $\frac{1}{2}$ für das Elektron und 1 für das Photon. Das Elektron ist punktförmig, das Photon masselos und ihre Wechselwirkung, der $e\gamma$ -Vertex ist ebenfalls punktförmig. Die Gültigkeit dieser Annahmen ist heute bis auf Abstände $4 \cdot 10^{-3}$ fm ($\approx 4 \cdot 10^{-3}$ des Protonenradius) hinunter getestet. Die Wechselwirkung zweier Elektronen ist nach der QED ein Prozeß zweiter Ordnung, ein Elektron emittiert ein Photon, das andere Elektron absorbiert es. Analog zu diesem fundamentalen Prozeß der elektromagnetischen Wechselwirkung ist für die starke Wechselwirkung die Emission bzw. Absorption eines Gluons (g) durch ein Quark (q). Die Quarks, mit Spin $\frac{1}{2}$, haben wir bereits kennengelernt als Konstituenten der Hadronen. Die Gluonen haben schon früher, bei der tief-inelastischen Elektronenstreuung, ein Lebenszeichen gegeben. Hier, in der QCD, sind sie die "starken Brüder" der "elektromagnetischen Photonen". Wie diese sind sie masselos und haben Spin 1. Die Suche nach direkter experimenteller Evidenz der Gluonen ist

eine wichtige Aufgabe der aktuellen Forschung.

Als Ladung bezeichnet man allgemein die Fähigkeit eines Teilchens, eine bestimmte Wechselwirkung auszuüben. Der Begriff kommt natürlich aus der Elektrizitätslehre, wo die Ladung die Quelle des elektrischen Feldes ist. Quantenmechanisch: das Teilchen Elektron hat eine elektrische Ladung und emittiert Photonen. Die Ladung der starken Wechselwirkung ist nun die vorhin eingeführte neue Quantenzahl "Farbe". Deswegen heißt auch die neue Theorie der starken Wechselwirkung "Quantenfarbdynamik" (= Quantenchromodynamik) in völliger Analogie zur QED.

Bislang konnte man eigentlich keinen prinzipiellen Unterschied zwischen QED und QCD sehen. Er muß jetzt besprochen werden: es gibt eine elektrische Ladung, aber es gibt drei Farben. Wegen dieses Umstandes ergibt sich eine ganze Reihe weiterer Unterschiede, die schließlich zu sehr unterschiedlichen Erscheinungen der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung führen. Es gibt ein Elektron, das ein elektrisch geladenes Teilchen ist. Aber es gibt drei unterschiedlich gefärbte Quarks, sie bilden ein Farb-Triplett. (Daneben gibt es natürlich immer noch die Antiteilchen). Und noch schwerwiegender: das Photon als Quant des elektromagnetischen Feldes ist elektrisch ungeladen, es gibt nur ein Photon. Das Gluon jedoch ist ein Farb-Oktett, d.h. es gibt acht gefärbte Gluonen, und damit tragen die Gluonen auch die Ladung der starken Wechselwirkung. Ein Photon kann niemals direkt ein Photon emittieren, es gibt keinen $\gamma\gamma$ -Vertex. Dagegen können Gluonen ein anderes Gluon direkt aussenden. Der ggg-Vertex ist eine charakteristische Eigenschaft der QCD. Ein anderer Unterschied ist: das wechselwirkende Elektron behält seine elektrische Ladung, ein wechselwirkendes Quark ändert seine Farb-Ladung.

Die Kopplungskonstante hat die Bedeutung des Zahlenwertes der Ladung. Sie gibt die Stärke, die Häufigkeit von Prozessen an. Für die elektromagnetische Wechselwirkung ist es natürlich die elektrische Ladung, die man dimensionslos als Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante

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

schreiben kann. Sie ist insbesondere energieunabhängig. Anders das QCD-Analogon α_s (sprich: Alpha strong). Da es drei Farben gibt, muß sie, wie die QCD zeigt, energieabhängig sein:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{25 \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

Q = Energie der Reaktion

Λ = Renormierungskonstante, die aus dem Experiment bestimmt werden muß.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung zeigt also eine (logarithmische) Energieabhängigkeit. Man spricht von der "running coupling constant".

Die "running coupling constant" hat eine interessante Konsequenz, die uns den scheinbaren (wie wir jetzt sehen) Widerspruch der Quarkkräfte, wie sie uns in der Hadronenspektroskopie und andererseits in der tief-inelastischen Streuung entgegnetreten (§ 3.4), verstehen lassen.

1. Bei hohen Energien, dem entsprechen nach der Unbestimmtheitsrelation kleine Abstände, wird α_s klein. Die starke Wechselwirkung nimmt ab. Die Quarks im Nukleon bewegen sich bei hohen Energien wie freie Teilchen. Das ist der Fall bei der tief-inelastischen Elektronenstreuung. Man spricht von "asymptotischer Freiheit".
2. Bei kleinen Energien (großen Abständen) wird die Kopplungskonstante groß, die starke Wechselwirkung ist wirklich stark. Wenn man versucht, ein Quark aus einem Hadron herauszulösen, es von den anderen Quarks zu entfernen, muß man laufend mehr Energie aufwenden. Dadurch sind die Quarks im Nukleon eingeschlossen ("confinement").
3. Zwischen den beiden extremen Energiebereichen, der asymptotischen Freiheit und der Quarkeinschließung, gibt es einen Bereich, in dem α_s so groß ist, daß man merkliche QCD Effekte hat, in dem es andererseits klein genug ist, so daß man mit Hilfe der quantenmechanischen Störungstheorie quantitative Berechnungen durchführen kann. Das ist der Energiebereich der neuen Teilchen. So konnte die Masse angeregter Zustände des J/ψ -Teilchens bis auf wenige MeV genau vorherberechnet werden. Es war dies einer der Höhepunkte der "neuen" Physik, die durch

Tabelle 4: Grundvorstellungen der QED und der QCD

	QED	QCD
grundlegender Prozeß	e γ e	q g q
Ladung	elektrische Ladung 1 elektr. Ladung e: 1 Ladungszustand γ : nicht geladen, wechselwirkendes Elektron behält seine elektr. Ladung	Farbe 3 Farben q: 3 Farbzustände (rot, blau, grün) g: 8 Farbzustände, wechselwirkendes Quark ändert seine Farbladung
Kopplungskonstante	$\alpha_E = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$	$\alpha_s = \frac{12\pi}{25 \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}$ "running coupling constant"

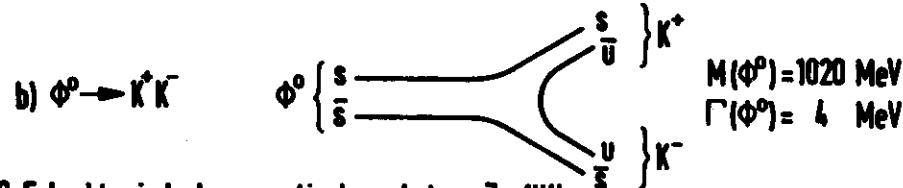
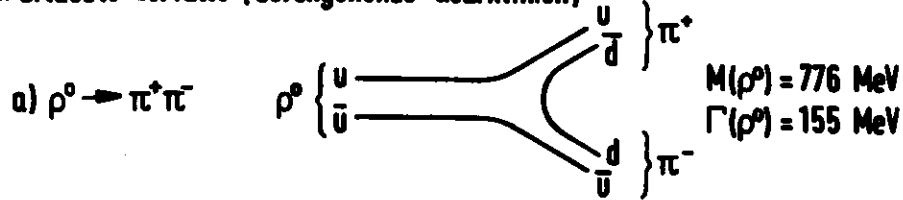
ein erfreuliches Zusammenwirken von unerwarteten experimentellen Befunden und theoretischen Entwicklungen gekennzeichnet ist.

Mit dem geschilderten, heutigen Verständnis der starken Wechselwirkung sind die Kräfte zwischen Nukleonen, die Kernkräfte, oder zwischen Pionen und Nukleonen, allgemein zwischen Hadronen, nicht mehr die eigentliche starke Wechselwirkung. Sie sind vielmehr zu vergleichen mit den van-der-Waals-Kräften zwischen Atomen. Diese resultieren wohl aus elektromagnetischen Kräften, sind aber Effekte höherer Ordnung und ergeben eine elektromagnetische Wechselwirkung zwischen elektrisch neutralen Atomen. Ebenso ist die Kernkraft zwischen Hadronen eine van-der-Waals-Kraft der starken Wechselwirkung zwischen ungefärbten Hadronen (während der Farbe die Ladung der starken Wechselwirkung ist).

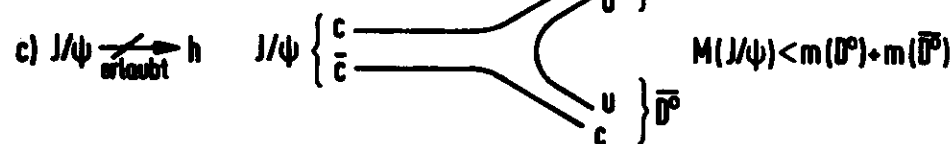
5.2. Erklärung der Hadronenzerfälle in der QCD

In diesem Abschnitt soll noch erklärt werden, warum die neuen Teilchen schmale Resonanzen sind. Dabei wird die QCD zugrunde gelegt. Zuerst müssen wir jedoch studieren, wie im Quarkmodell die Zerfälle von Hadronen in andere Hadronen aufgrund der starken Wechselwirkung erfolgen. Wir betrachten in Fig. 7a den Zerfall $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Man erkennt die Grundregel (nach ihrem Entdecker oft die Zweig-Regel genannt): Zerfälle von Hadronen in andere Hadronen haben durchgehend Quarklinien. Solche Prozesse heißen erlaubte Zerfälle. Quarks in Hadronen können sich nicht mit ihren Antiquarks vernichten. Das erst ermöglicht die Stabilität der Mesonen. Zerfälle geschehen durch Erzeugung neuer Quark-Antiquark-Paare. Fig. 7b zeigt den Zweig-erlaubten Zerfall $\phi^0 \rightarrow K^+K^-$. Trotzdem ist die Breite der ϕ^0 -Resonanz sehr viel kleiner, sie lebt länger. Der Grund ist, daß wegen der sehr viel größeren Masse der Kaonen (verglichen mit den Pionen) beim ϕ -Zerfall nur sehr wenig Energie frei wird. Der Zerfall $\phi \rightarrow KK$ ist energetisch gerade noch möglich, aber seine Rate ist unterdrückt.

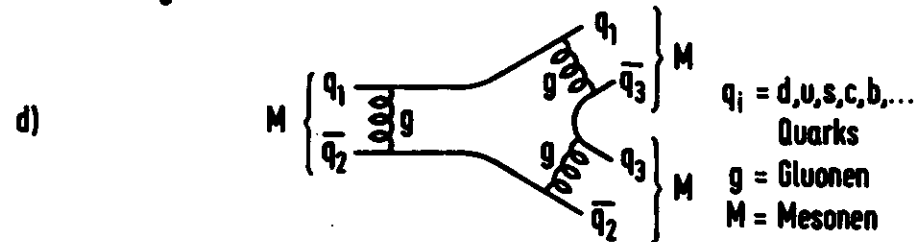
1. Erlaubte Zerfälle (durchgehende Quarklinien)



2. Erlaubte jedoch energetisch verbotene Zerfälle (kommen nicht vor)



3. QCD-Deutung der erlaubten Hadronenzerfälle



4. Hadronische Zerfälle durch Prozesse höherer Ordnung

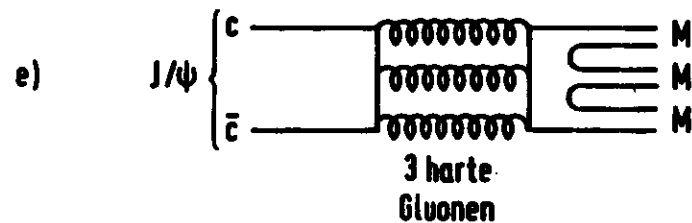


Fig. 7i: Hadronische Zerfälle durch starke Wechselwirkung

Wir kommen jetzt zu Prozessen, die wohl nach der Zweig-Regel (durchgehende Quarklinien) erlaubt wären, jedoch energetisch verboten sind. Der Zerfall des J/ψ gehört dazu, ebenso der des T . Das erklärt jetzt, warum die neuen Teilchen, das J/ψ (3.1) und das T (9.46), eine so lange Lebensdauer haben. Ihre erlaubten Zerfälle sind energetisch verboten. Es soll erwähnt werden, daß angeregte Zustände des J/ψ durchaus Zweig-erlaubt zerfallen können, was auch beobachtet wurde. Ähnliches erwartet man für angeregte T -Teilchen.

In Fig. 7d ist das QCD-Bild der erlaubten Hadronenzerfälle angegeben. Die Quarkkonstituenten des Mutterteilchens finden sich in den Zerfallsprodukten wieder. Durch Emission weicher, energiearmer Gluonen wird ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt und an die Quarkkonstituenten des Mutterteilchens gebunden.

Wir können jetzt besprechen, wie die neuen Teilchen aufgrund eines Prozesses höherer Ordnung in Hadronen zerfallen können. Fig. 7e zeigt das QCD-Bild des J/ψ -Zerfalls. Die Konstituentenquarks c und \bar{c} vernichten sich und senden drei harte Gluonen aus (zur Erhaltung aller Quantenzahlen müssen es mindestens drei sein). Diese erzeugen aus dem Vakuum ein leichtes Quark-Antiquark-Paar (die Erzeugung schwerer Quarks ist energetisch nicht möglich, sonst wären auch die erlaubten Zerfälle möglich). Danach können weitere Quarkpaare nach dem Schema von Fig. 7d erzeugt werden.

Der Prozeß 7e verlangt die Erzeugung harter Gluonen, für die die "running coupling constant" α_s klein ist. Dagegen werden für die erlaubten Zerfälle weiche Gluonen mit einem großen α_s benötigt. Das erklärt, warum der Prozeß höherer Ordnung eine geringere Übergangswahrscheinlichkeit hat als die erlaubten Zerfälle.

5.3. Der experimentelle Nachweis von Quarks und Gluonen durch ihre Jets

Quarks und Gluonen, die als fundamentale Teilchen in der QCD vorkommen, sind nicht direkt beobachtet. Das ist zweifelsohne ein Handicap für diese andererseits erfolgreiche Theorie. Eventuell können diese Teilchen wegen der Eigenschaft "confinement" der starken Wechselwirkung gar nicht frei erzeugt werden.

Im folgenden möchte ich Ihnen zeigen, daß wir heute eine indirekte Evidenz für Quarks und Gluonen durch ihre Jets haben. Die Experimente wurden im wesentlichen im Jahr 1978 bei DESY ausgeführt.

Wir beobachten die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{virtuell}} + q\bar{q}$ im Kontinuum, d.h. bei einer Energie, die nicht der Ruheenergie einer Resonanz entspricht (Fig. 8a). Das primär erzeugte Quark-Antiquark-Paar fragmentiert in Hadronen. Durch Emission weicher Gluonen werden weitere Quark-Antiquark-Paare erzeugt. Von einem Fragmentationspaar geht das Antiquark zum primären Quark und umgekehrt. Die Teilchen der ersten Generation erzeugen dann die Paare weiterer Generationen. Die Quarks und Antiquarks verschiedener Generationen kombinieren dann zu Mesonen, die man beobachtet. Nun ist es sehr wichtig für das Geschehen, daß für das primäre Quark-Antiquark-Paar die Impulserhaltung gelten muß. Die Teilchen müssen in entgegengesetzter Richtung auseinanderfliegen. Wieder wegen der Impulserhaltung müssen die Teilchen der weiteren Generationen der ursprünglichen Richtung folgen. Alle Teilchen fliegen im Raum innerhalb eines Kegels mit der Richtung des primären Quarks als Achse. Das nennt man einen Jet.

Die 2-Quark-Jets (wie man kurz sagt) sind beobachtet worden. Fig. 9 zeigt ein Ereignis, wie es von einer Physikergruppe aus den Labors DESY-Univ. Hamburg-Univ. Heidelberg-Max-Planck-Institut München am e^+e^- -Speicherring DORIS bei DESY in Hamburg beobachtet wurde. Wir blicken in Strahlrichtung. Die Spuren geladener Teilchen werden im Innendetektor, einer Anordnung von mehreren Driftkammern, sichtbar. (Die kleinen Kreise stellen die Driftzeiten und damit -wege zum "sense wire" dieser Vieldrahtkammer dar. Die Spuren sind Tangenten daran). Außen sind die Blöcke des Energiedetektors eingezeichnet (NaJ- und Bleiglaszähler). Die Zahlen stellen die

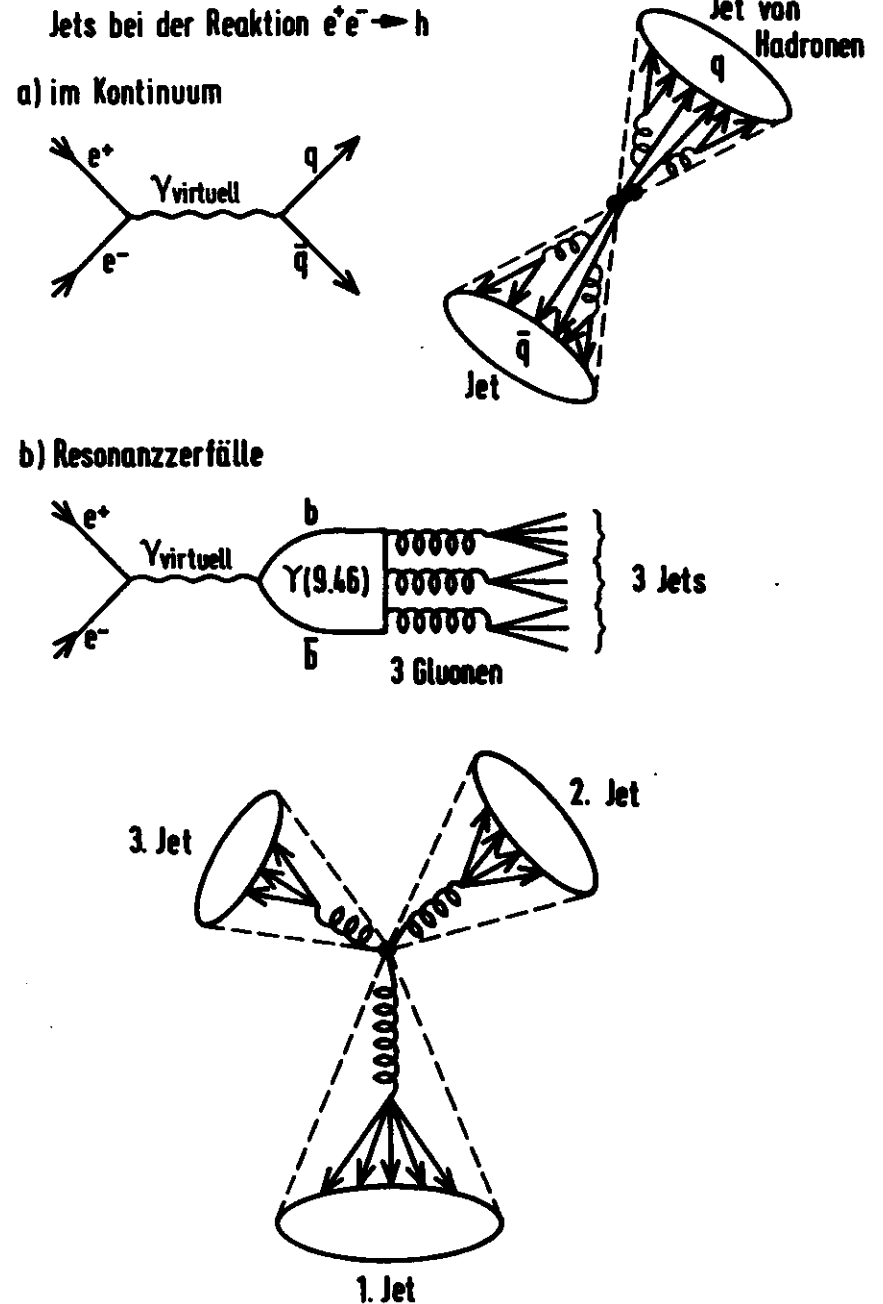


Fig. 8: Jets bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$.

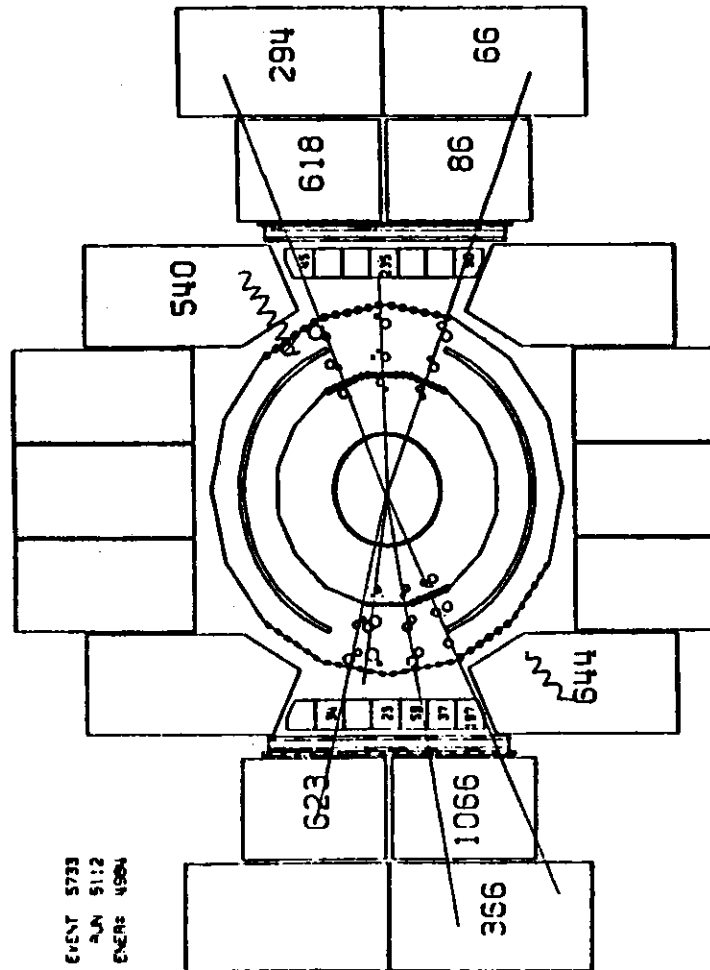


Fig. 9: Bild eines 3-Gluon-Jet Ereignisses.

von den geladenen Teilchen und von den Photonen (die vom Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ herrühren) deponierte Energie in MeV dar. Man erkennt, daß alle Teilchen in zwei Jets mit entgegengesetzter Richtung vorkommen. Es ist das Bild eines 2-Quark-Jet Ereignisses. Die quantitative Erfassung der Ereignistopologie kann hier aus Zeitgründen leider nicht besprochen werden.

Fig. 10 zeigt einen anderen Ereignistyp. Die Teilchen sind im Raum fast gleichmäßig verteilt. Man beobachtet solche Ereignisse als Zerfälle der $T(9.4)$ -Resonanz. Die Vorstellungen der QCD sind in Figur 8b dargestellt. Das virtuelle Photon erzeugt einen gebundenen Quarkzustand ($b\bar{b} = T(9.4)$). Der erlaubte Zerfall mit durchgehenden Quarklinien ist verboten. Der mögliche Zerfall höherer Ordnung erfolgt über drei Gluonen. Beim $T(9.4)$ erwartet man, daß die Energie der Gluonen groß genug ist, so daß sie wie Quarks in Hadronen fragmentieren können. Man erwartet einen Zerfall des $T(9.4)$ in drei Jets. Wegen der Impulserhaltung müssen diese in einer Ebene liegen. In Fig. 9b sind, zur Verdeutlichung der 3-Jet-Struktur, die Öffnungswinkel der Hadronen in den Jets, kleiner eingezeichnet als sie in Wirklichkeit sind. Man erhält eine nahezu isotrope Verteilung der Teilchen. Das experimentelle Ergebnis ist mit der Annahme, daß das $T(9.4)$ über drei Gluonen in Hadronen zerfällt, verträglich. Leider ist jedoch die Vorhersage für eine rein zufällige Winkel- und Energieverteilung der Hadronen nicht sehr verschieden davon. Deshalb ist für die Existenz der Gluonen, bewiesen durch ihre Jets, eine ähnlich definitive Aussage wie bei den Quarks noch nicht möglich.

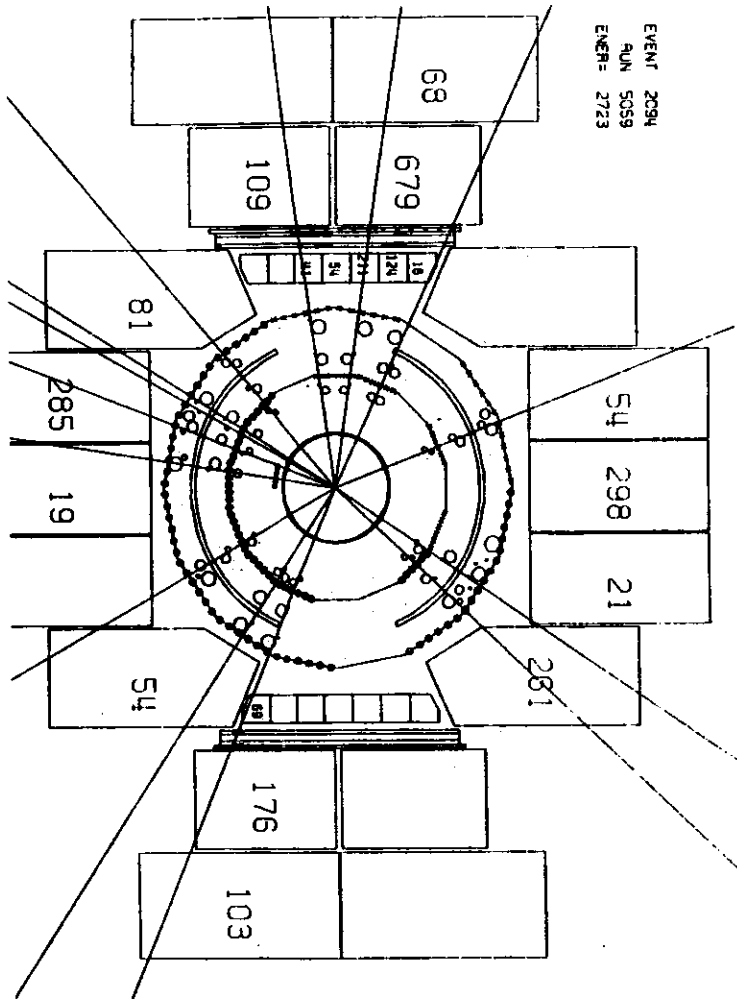


Fig. 10: Bild eines 3-Gluon-Jet Ereignisses.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Zum Schluß möchte ich den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse über die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen in einigen Thesen zusammenfassen. Dabei wird nicht nur der in diesem Vortrag besprochene Teilaspekt, die Hadronen und die starke Wechselwirkung, aufgezählt werden, sondern auch eine ähnlich spektakuläre Entwicklung bei den Leptonen und der schwachen Wechselwirkung erwähnt werden.

1. These: Die hadronische Materie besteht aus Quarks. Die bekannten Quarks können als Quark-Dublets geschrieben werden, wobei das Quark mit der elektrischen Ladung $+\frac{2}{3}$ oben steht, das mit $-\frac{1}{3}$ unten:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} ? \\ b \end{pmatrix}, \dots? \dots$$

Fragezeichen deuten an, daß wir noch nicht wissen, ob die dorthin gehörigen Quarks existieren. Die Quarkspektroskopie ist eine Aufgabe der nahen Zukunft.

2. These: Wir kennen Leptonen. Für die schwache Wechselwirkung müssen wir ihre Helizitätszustände unterscheiden (links- bzw. rechtshändige Teilchen).

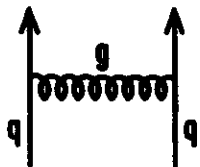
Linkshändige Leptonendubletts: $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \dots? \dots$

Rechtshändige Leptonen-singulets: $e^-_R, \mu^-_R, \tau^-_R, \dots? \dots$

Zu den Leptonen und Quarks gibt es immer noch die Antiteilchen.

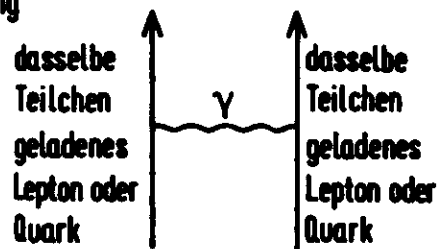
3. These: Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Theorie der starken Wechselwirkung. Der grundlegende Prozeß (Fig. 11a) ist die Emission eines Gluons durch ein Quark.
4. These: Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden zur elektroschwachen Wechselwirkung einheitlich. Es gibt vier Wechselwirkungsquanten: das π , (γ), ein schweres

a) QCD

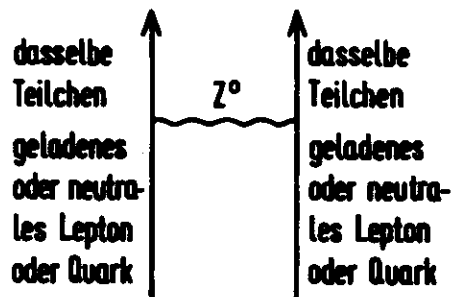


b) elektroschwache Wechselwirkung

b1) elektromagnetische Wechselwirkung



b2) schwache neutrale Wechselwirkung



b3) schwache geladene Wechselwirkung (mit Ladungsänderung)

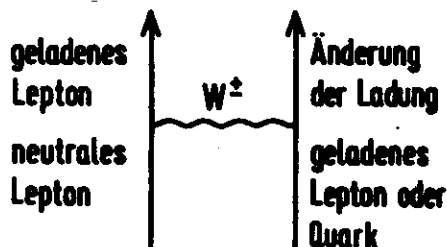


Fig. 11: Die grundlegenden Prozesse der verschiedenen Wechselwirkungen.

Photon (Z^0), und zwei geladene "intermediäre Bosonen" (W^+ und W^-). Dadurch ergeben sich verschiedene Prozesse mit und ohne Ladungsänderung der Leptonen oder Quarks (Fig. 11b). Bei Austausch von Z^0 und W^\pm beobachtet man Paritätsverletzung.

Die in den Thesen 1 - 4 angedeuteten Theorien beschreiben ein umfangreiches experimentelles Material. Es ist jedoch noch kein abgeschlossenes Gebiet. Viele der grundlegenden Annahmen sind noch nicht direkt getestet. Für die QCD haben wir einiges besprochen. Für die elektroschwache Wechselwirkung sind das Z^0 und die W^\pm noch nicht direkt nachgewiesen. In diesem Sinne ist die Elementarteilchenphysik noch keine abgeschlossene Wissenschaft. Man sollte vielmehr sagen: man hat jetzt ein Programm, die Zeit des ratlosen Suchens ist vorüber.

Selbst wenn sich bis zu diesem Punkt unsere Vermutungen in Zukunft bewahrheiten sollten, sind noch weitere Probleme offen. Der Umstand, daß die mathematischen Strukturen von QCD und elektroschwacher Wechselwirkung sehr ähnlich sind (beides sind sogenannte Eichtheorien) läßt eine letzte Frage nicht unbegründet erscheinen:

- Frage: Gibt es eine Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen?
- Kann eventuell sogar die Gravitation mit erfaßt werden?
- Gibt es ein gemeinsames Verständnis von Quarks und Leptonen?
- Können dabei sogar die intermediären Wechselwirkungsquanten mit einbezogen werden?

Oder werden neue, unerwartete experimentelle Resultate ganz neue Aspekte eröffnen?

Verzeichnis der Tabellen

- Tabelle 1 Wesentliche Ergebnisse der Vorläufer der Elementarteilchenphysik
- 2 Die Quantenzahlen der "alten" Quarks
 - 3 Die Quantenzahlen der bekannten Quarks
 - 4 Grundvorstellungen der QED und QCD

Verzeichnis der Figuren

- Fig. 1 Die Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems in der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$.
- 2 Das Oktett der Spin-0 Mesonen.
 - 3 Elastische und tief-inelastische Elektronenstreuung.
 - 4 Die Beobachtung der neuen Teilchen $J/\psi(3.1)$ und $T(9.46)$ in der Reaktion $p + \text{Kern} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$.
 - 5 Die Beobachtung der neuen Teilchen $T(9.46)$ und $T(10.02)$ in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$. Zum Vergleich: Ergebnis der Messungen $p + \text{Kern} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$.
 - 6 Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$.
 - 7 Hadronische Zerfälle durch starke Wechselwirkung.
 - 8 Jets bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow h$.
 - 9 Bild eines 2-Quark-Jet Ereignisses.
 - 10 Bild eines 3-Gluon-Jet Ereignisses.
 - 11 Die grundlegenden Prozesse der verschiedenen Wechselwirkungen.



