Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 61 (1988)
Heft: 3

Artikel: Glueballs
Autor: Amsler, C.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-115934

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 01.10.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Helvetica Physica Acta, Vol. **61** (1988) 305–320 0018–0238/88/030305–16$1.50 + 0.20/0
© 1988 Birkhäuser Verlag, Basel

Glueballs

Von C. Amsler

Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich

(18. VII. 1987)

Zussammenfassung. Das Kraftfeld der starken Wechselwirkung, das zwischen Quarks wirkt, wird durch den Austausch von Gluonen verursacht. Gluonen targen Farbe, die Ladung der starken Wechselwirkung. Sie können durch Austausch von Farbe untereinander wechselwirken. Somit können gebundene Zustände entstehen, die aus reinen Feldquanten bestehen. Experimentelle Hinweise für die Existenz solcher exotischen nicht aus Quarks bestehenden Hadronen ist in den letzten Jahren gewachsen.

1. Einleitung – das Quarkmodell

Nach der 1986-er Ausgabe des Particle Data Büchleins sind heute über hundert verschiedene stark wechselwirkende Teilchen bekannt. Diese Hadronen zerfallen meist in äusserst kurzer Zeit, sodass sie nur indirekt durch ihre stabilen Endprodukte, die uns geläufigen Nukleon, π und K Mesonen nachgewiesen werden können. Weil sei als angeregte Zustände des Nukleons, π oder K auftreten, ist es naheliegend anzunehmen, dass sie aus elementaren Bausteinen bestehen müssen. Mit dem Quarkmodell, das 1963 von Gell-Mann und Zweig eingeführt wurde, reduziert sich die Vielzahl der Hadronen auf sechs Spin 1/2 Fermionen, die u, d, s Quarks und ihre zugehörigen Antiquarks $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$. Die Quarks werden durch zwei unabhängige Quantenzahlen, die dritte Komponente i_3 des Isospins (oder die Ladung Q) und die Hyperladung y (oder die Strangeness s) gekennzeichnet (Tabelle 1).

Mathematisch ausgedrückt, entsprechen die u, d, s Quarks den drei Zuständen im Gewichtsdiagramm (i_3, y) der Fundamentaldarstellung **3** der $SU(3)$ Symmetriegruppe und die drei Antiquarks den drei Zuständen im Gewichtsdiagramm der konjugierten Darstellung $\mathbf{3}^*$. Da es sich um eine Symmetrie der Quarksorten (Quark–Flavor) handelt, bezeichnet man sie als $SU(3)_F$. Symmetrie bedeutet, dass alle Mitglieder eines Multipletts gleich schwer sind. Wegen den unterschiedlichen Quarkmassen ist allerdings $SU(3)_F$ stark gebrochen.

Die Mesonen bestehen aus einem Quark-Antiquark Paar (9 Zustände) und gehören der Produktdarstellung $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3}^* = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$, während die Baryonen aus drei Quarks (27 Zustände) bestehen und der Produktdarstellung $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}$ gehören. Die Mesonen $s\bar{u}$ und $s\bar{d}$ besitzen die Strangeness des s Quarks ($s = -1$) und bilden das Isospindublett der K^- und $\bar{K}^0$ Mesonen. Ebenfalls bilden

Tabelle 1
Isospin i_3 und Ladung Q (in Einheiten der Elementarladung), Hyperladung y und Strangeness s der leichten Quarks und Antiquarks.

	u	d	s	$\bar{u}$	$\bar{d}$	$\bar{s}$
i_3	1/2	−1/2	0	−1/2	1/2	0
Q	2/3	−1/3	−1/3	−2/3	1/3	1/3
y	1/3	1/3	−2/3	−1/3	−1/3	2/3
s	0	0	−1	0	0	1

die $u\bar{s}$ und $d\bar{s}$ Mesonen ein Isospindublett mit Strangeness $s = +1$, die K^+ und K^0 Mesonen. Die Zustände $u\bar{d}$, $d\bar{u}$ und die Linearkombination $d\bar{d} - u\bar{u}$ bilden ein Isospintriplett mit Strangeness $s = 0$ und entsprechen den π^+, π^- und π^0 Mesonen. Die neutralen η und η' sind Isospinsinguletts mit Strangeness $s = 0$ und bestehen aus Linearkombinationen von $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ Quarks.

Bei diesen Mesonen sind die Spins des Quarks und des Antiquarks antiparallel, womit der Spin $S = 0$ ist. Da der relative Drehimpuls $L = 0$ ist, haben diese $q\bar{q}$ Zustände den totalen Spin $J = L + S = 0$. Die Parität eines $q\bar{q}$ Systems setzt sich aus dem Anteil des Bahndrehimpulses $(-)^L$ und aus der relativen intrinsischer Parität -1 zusammen: $-(-1)^L$ Die Ladungskonjugation (C-Parität) ist $(-1)^{L+S}$. Unsere neun Mesonen bilden somit ein Nonett mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$, wobei die C-Parität nur für die neutralen π^0, η und η' definiert ist.

Mit parallelen Spins ($S = 1$) lässt sich ähnlich das Nonett der $J^{PC} = 1^{--}$ Mesonen aufbauen. Mit orbitaler oder radialer Anregung können weitere Nonetts erzeugt werden, die ebenfalls beobachtbaren Mesonen mit definiertem J^{PC} entsprechen. Tabelle 2 gibt eine Uebersicht der $L \leq 1$ Mesonen. Es gibt noch Lücken, eine im 0_R^{-+} und eine im 1^{+-} Nonett. Die mit dem Fragezeichen bezeichneten Zustände bedürfen weiterer experimenteller Bestätigung.

Somit konnten die 1963 bekannten Mesonen und Baryonen aus zusammengesetzten Quarkzuständen erklärt werden. Der Nachweis des vorausgesagten $\Omega^-(sss)$ war 1964 ein Triumph des Quark modells. Mit der Entdeckung des J/ψ wurde 1974 ein weiteres Quark, das Charm Quark (c), eingeführt, und 1977 mit dem Υ das Beauty oder Bottom Quark (b).

Tabelle 2
Die $L \leq 1$ Mesonen. Die erste Spalte entält die Ladungstripletts, die zweite die zwei Ladungsdubletts und die dritte und vierte die zwei Ladungssinguletts. Die 0_R^{-+} und 1_R^{--} sind radiale Anregungen. Die hier verwendete Nomenklatur wurde kürzlich von der Particle Data Gruppe eingeführt.

$0^{-+}(L=0)$	$\pi(140)$	$K(495)$	$\eta(549)$	$\eta'(958)$
$O_R^{-+}(L=0)$	$\pi(1300)$	$K(1460)$?	$\eta(1275)$	?
$1^{--}(L=0)$	$\rho(770)$	$K^*(892)$	$\omega(783)$	$\phi(1020)$
$1_R^{--}(L=0)$	$\pi(1600)$	$K^*(1410)$?	$\omega(1670)$?	$\phi(1680)$?
$0^{++}(L=1)$	$a_0(980)$	$K_0^*(1350)$	$f_0(975)$	$f_0(1300)$
$1^{+-}(L=1)$	$b_1(1235)$	$K_{1B}(1340)$	$h_1(1190)$	?
$1^{++}(L=1)$	$a_1(1270)$	$K_{1A}(1340)$	$f_1(1285)$	$f_1(1420)$
$2^{++}(L=1)$	$a_2(1320)$	$K_2^*(1430)$	$f_2(1270)$	$f_2'(1525)$

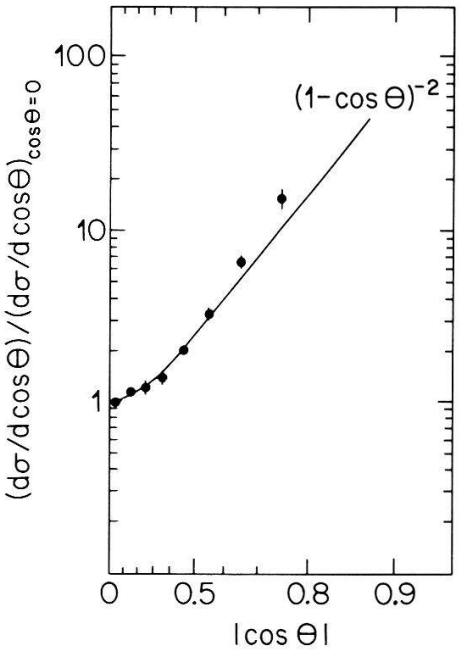

Bild 1
Winkelverteilung eines Jets in $\bar{p}p$ Kollisionen für solche Ereignisse, wo zwei Jets entgegengesetzt emittert werden. Die Daten (aus dem UA1 Experiment am CERN) zeigen, dass das Gluon ein 1^- Teilchen ist.

Bei der Kollision hochenergetischer Protonen mit Antiprotonen entstehen dicht gebündelte Jets von Hadronen, die sich durch die Streuung eines Quark-Antiquark Paares erklären lassen. Dabei wird ein Feldquant zwischen Quark und Antiquark ausgetauscht, das Gluon. Bild 1 zeigt die Winkelverteilung der Teilchenbündel für zwei-Jet-Ereignisse. Die durchgezogene Kurve gibt die theoretische Voraussage für den Austausch eines masselosen Vektorgluons ($J^P = 1^-$) und stimmt mit den Daten überein. Die $(1-\cos\theta)^{-2}$ Abhängigkeit erinnert an die elektromagnetische Rutherfordstreuung, wo ebenfalls ein Vektorteilchen (das Photon) ausgetauscht wird. Aus dieser Analogie lässt sich vermuten, dass das Kraftfeld zwischen Quarks durch ein masseloses $J^P = 1^-$ Gluon beschrieben wird.

2. Farbige Quarks und Gluonen

Im Quark-Gluon Modell der Hadronen müssen noch grundsätzliche Fragen beantwortet werden:

1. Masselosen Feldquanten entspricht eine unendliche Reichweite der zugehörigen Kraft. Die starke Wechselwirkung erstreckt sich aber über eine Reichweite von etwa 1 fm.
2. Freie Quarks werden in der Natur nicht beobachtet. Auch Quarkkerne-etwa q^{235}-werden nicht beobachtet, sondern nur Gebilde mit der Struktur $q\bar{q}$ oder qqq.
3. Quarks scheinen die Fermi-Statistik zu verletzen. Im Spin 3/2 $\Omega^-(sss)$ sind alle Spins parallel und alle drei Quarks im Grundzustand $L = 0$, was offensichtlich dem Pauli-Prinzip widerspricht.

Als Ausweg wurde 1964 von Greenberg und 1965 von Han-Nambu die

Einführung einer weiteren Quantenzahl vorgeschlagen. Quarks treten in drei 'Farben' auf, etwa Rot, Grün und Blau, und entsprechend Antiquarks in drei 'Antifarben' $\bar{R}$, $\bar{G}$, $\bar{B}$. Um eine Vermehrung der Hadronen zu vermeiden (es gibt nur ein physikalisches Ω^-), wird postuliert, dass sich die Farbe bei frei beobachtbaren Hadronen auslöscht, das heisst, dass nur Farbsinguletts auftreten. Mathematisch ausgedrückt, entsprechen die drei Farben der Fundamentaldarstellung der $SU(3)_C$ (C = Color) Symmetriegruppe. Mesonen und Baryonen gehören den Singuletts **1** der Produktdarstellungen $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3}^* = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$ resp. $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}$. Die Wellenfunktion des Ω-Farbsinguletts lautet dann:

$$|\Omega^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(S_R S_B S_G + S_G S_R S_B + S_B S_G S_R - S_R S_G S_B - S_B S_R S_G - S_G S_B S_R)$$

Die Antisymmetrie unter Vertauschung zweier Quarks ist offensichtlich.

Im Gegensatz zu $SU(3)_F$ ist $SU(3)_C$ eine exakte Symmetrie: zum Beispiel ist die Masse eines blauen Quarks gleich der eines roten Quarks. Die Elemente de Symmetriegruppe sind

$$U = \exp\left(i\frac{\vec{\lambda}}{2}\vec{\alpha}\right) \tag{1}$$

wo $\vec{\alpha}$ ein zeit-und raumunabhängiger achtkomponentiger Vektor and $\vec{\lambda}$ die acht $SU(3)$ Erzeugenden mit

$$\lambda_i\lambda_j - \lambda_j\lambda_i = 2if_{ijk}\lambda_k$$

$$\lambda_i\lambda_j = d_{ijk}\lambda_k + if_{ijk}\lambda_k + \frac{2}{3}\delta_{ij} \tag{2}$$

sind. Dabei sind die d_{ijk} und f_{ijk} die symmetrischen resp. antisymmetrischen Strukturkonstanten der $SU(3)$ Gruppe, die $\vec{\lambda}$ hermitesche spurlose Matrizen ($Sp\lambda_i = 0$, $\lambda_i^+ = \lambda_i$) und $\delta_{ij} = 0(1)$ für $i \neq j$ ($i = j$).

Weil Quarks Farbe tragen, folgt aus dem Postulat der Farblosigkeit, dass freie Quarks eingeschlossen, also in der Natur nicht beobachtbar sind. Ausser Mesonen und Baryonen können weitere farblose Systeme wie $qq\bar{q}\bar{q}$ gebildet werden. Diese Zustände würden allerdings schnell in zwei $q\bar{q}$ Mesonen zerfallen. Ob ihre Lebensdauer hinreichend lange ist, damit sie noch als quasistabile Systeme aufgefasst werden können, ist heute noch eine Frage der Kontroverse. Solche Zustände haben sich bis heute dem experimentellen Nachweis entzogen.

Für die Existenz der Farbe gibt es zahlreiche experimentelle Hinweise. Zum Beispiel zerfällt das τ^+ Lepton unter W^+ Emisson in ein Lepton-Antilepton oder Quark-Antiquark Paar (Bild 2). Das gemessene Verzweigungsverhältnis für die leptonischen Zerfälle (ν_e, e^+) und (ν_μ, μ^+) von je ca. 20% ist wegen der Universalität der schwachen Wechselwirkung gleich dem Verzweigungsverhältnis für den $u\bar{d}$ Zerfall. Da der Quarkanteil 60% beträgt, ist dies nur möglich, wenn das $u\bar{d}$ Paar in drei Farben auftritt.

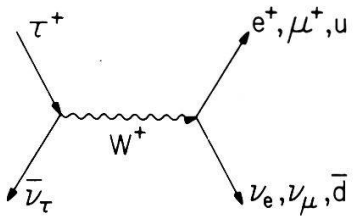

Bild 2
τ^+ Zerfall. Weil das W Boson keine Farbe trägt, entsteht das $u\bar{d}$ Paar in drei Farbkonfigurationen: $R\bar{R}$, $G\bar{G}$, $B\bar{B}$.

Eine unmittelbare Folge der $SU(3)_C$ Symmetrie ist die Erhaltung der Farbe in der starken Wechselwirkung: zum Beispiel annihiliert ein R Quark mit einem $\bar{G}$ Quark unter Emission eines $R\bar{G}$ Gluons. Gluonen tragen somit eine Farbe und eine Antifarbe. Mit drei Farben und drei Antifarben lassen sich neun verschiedene Gluonen bilden. Gluonen gehören also zur Produktdarstellung $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3}^* = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$ von $SU(3)_C$. Die acht $SU(3)_C$ Oktettwellenfunktionen lauten

$$R\bar{B},\ R\bar{G},\ B\bar{R},\ G\bar{R},\ B\bar{G},\ G\bar{B},\ \frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} + B\bar{B}),$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + B\bar{B} - 2G\bar{G})$$

Farbneutrale Gluonen existieren deshalb nicht, weil Gluonen wie Quarks nicht frei beobachtbar sind. Das Farbsingulett

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G})$$

tritt in der Natur nicht auf. Als experimenteller Hinweis betrachten wir den $\Upsilon(9640)$ Zerfall in zwei Quarkjets. Das Υ besteht aus einem $b\bar{b}$ Paar. Im Prinzip könnte es durch Emission eines Gluons in zwei Quarkjets zerfallen (Bild 3). Weil das Υ farblos ist, müsste allerdings, wegen der Erhaltung der Farbe, das emittierte Gluon auch farblos sein. Dieser Prozess ist in der Tat unterdrückt. Zur Beschreibung der Wechselwirkung braucht man also farbige Gluonen und somit acht verschiedene Gluonenfelder.

Da Gluonen Vektorfelder sind (Spin 1, Parität -1), wird ein Gluonfeld

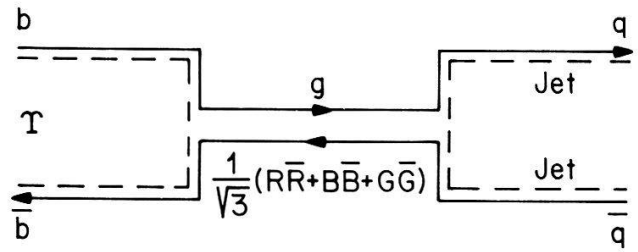

Bild 3
$\Upsilon(b\bar{b})$ Zerfall in zwei Quarkjets. Das farblose Υ besteht aus einer quantenmechanischen Superposition von Quarks im Farbsingulett: $(1/\sqrt{3})(R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G})$. Wegen der Erhaltung der Farbe wäre das ausgetauschte Gluon (g) auch farblos. Weil farblose Gluonen nicht auftreten, ist dieser Prozess verboten. Die durchgezogenen Linien zeigen den Farbfluss und die gestrichelten den Quarkfluss.

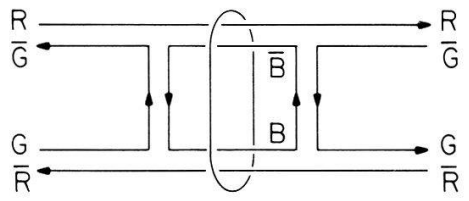

Bild 4
Wechselwirkung zwischen einem $R\bar{G}$ und einem $G\bar{R}$ Gluon durch den Austausch von zwei farbigen Gluonen. Durch diese Wechselwirkung entsteht eine Kraft, sodass sich ein gebundener Zustand $(R\bar{B}B\bar{R})$ von zwei Gluonen bilden kann.

durch das Viererpotential

$$A^{\mu}(\vec{x}, t) = \sum_{k=1}^{8} A_k^{\mu}(\vec{x}, t)\lambda_k \tag{3}$$

beschrieben, wo A_k^{μ} acht reelle Viererpotentiale und λ_k die Farbladungen sind. Die Spurlosigkeit der λ_k garantiert, dass kein Farbsingulett auftritt:

$$\mathrm{Sp}\, A^{\mu}(\vec{x}, t) = 0$$

Im Gegensatz zu Photonen, die keine elektrische Ladung tragen, wechselwirken farbige Gluonen untereinander durch den Austausch von weiteren Gluonen (Bild 4), womit gebundene Zustände von zwei oder mehreren Gluonen entstehen können: ein Glueball ist ein hadronisches System, das keine Quarks enthält, sondern aus reinen Gluonen besteht, die durch sich selbst zusammengehalten werden. Im Gegensatz zu Gluonen koppeln die Feldquanten der Quantenelektrodynamik nicht direkt miteinander, sodass sich gebundene Zustände von Photonen (Lichtatome) nicht bilden können.

Die hier anschaulich erläuterte Selbstkopplung der Gluonen lässt sich durch die Eweiterung der $SU(3)_C$ Symmetrie zur Eichtheorie der Quantenchromodynamik (QCD) begründen. Dabei wird die $SU(3)_C$ Transformation (1) zur lokalen Transformation erweitert:

$$U = \exp\left(ig\frac{\vec{\lambda}}{2}\vec{\alpha}(\vec{x}, t)\right)$$

wo jetzt $\vec{\alpha}$ von Raum und Zeit abhängt und g eine Kopplungskonstante ist. Die durch diese Operation transformierte Wellenfunktion beschreibt dieselbe Wechselwirkung, wenn gleichzeitig die Gluonenfelder nach einer wohl definierten Vorschrift transformiert werden. Für eine infinitesimale Transformation ($|\vec{\alpha}| \ll 1$) lautet die entsprechende Transformation der Felder

$$\begin{aligned} A_k^{\mu'}(\vec{x}, t) &= A_k^{\mu}(\vec{x}, t) - \partial^{\mu}\alpha_k(\vec{x}, t) \\ &\quad + gf_{klm}\alpha_l(\vec{x}, t)A_m^{\mu}(\vec{x}, t). \end{aligned} \tag{4}$$

Der letzte Term tritt wegen den Vertauschungsrelationen (2) auf und beschreibt die Wechselwrikung der Gluonenfelder. Die Selbstkopplung der Gluonen ist also auf die nicht abel'sche Struktur der $SU(3)$ Gruppe zurückzuführen.

In der Quantenelektrodynamik wird die unterliegende Symmetrie durch die $U(1)$ Gruppe beschrieben. Die abel'sche Struktur der $U(1)$ Gruppe führt dazu,

dass der entsprechende Selbstkopplungsterm in der Eichtransformation (4) nicht auftritt, wodurch Photonen miteinander nicht koppeln können.

Aus QCD folgt auch, dass die Stärke der Wechselwirkung mit abnehmender Distanz zwischen den Hadronen abnimmt, sodass Quarks bei kurzen Abständen frei sind. Diese 'asymptotische Freiheit' kommt daher, dass bei kurzen Abständen die Farbe der Quarks durch eine Wolke von wechselwirkenden Gluonen abgeschirmt wird. Gittereichtheorien zeigen, dass bei grossen Abständen die Anziehung hingegen beliebig zunimmt, sodass Quarks stets miteinander gebunden bleiben.

3. Glueball – Lego

Die Selbstkopplung der Gluonen kann zu gebundenen Zuständen von zwei oder mehreren Gluonen führen. Weil Farbe nicht direkt beobachtbar ist, müssen auch Glueballs farblose Hadronen sein. Wie im Quarkmodell lässt sich das Glueballspektrum zunächst qualitativ aus zwei Gluonen aufbauen. Der Zweigluonenzustand wird durch zwei Vektorfelder der Form (3) aufgebaut. Die Vorschrift der Farblosigkeit wird dadurch erfüllt, dass für den Farbanteil der Wellenfunktion die Spur des zusammengesetzten Zustandes gebildet wird:

$$\psi_{ij} = \mathrm{Sp}\,(\lambda_i \lambda_j) = 2\,\delta_{ij} \tag{5}$$

wobei die Beziehungen (2) benutzt wurden. Der Glueballspin J setzt sich aus dem Bahndrehimpuls L und dem totalen Spin S ($|L-S| \leq J \leq L+S$) zusammen. Die Parität ist $\eta_1 \eta_2 (-)^L$ mit $\eta_1 = \eta_2 = -1$, die interne Parität der Gluonen. Die C-Parität, die für einzelne Gluonen nicht definiert ist, ist stets $+1$. In der Tat ist

$$C\psi_{ij} = \mathrm{Sp}\,(\lambda_i \lambda_j)^+ = \mathrm{Sp}\,(\lambda_j \lambda_i) = 2\,\delta_{ij}$$

womit durch Vergleich mit (5) $C = +1$ ist. Da Gluonen Vektorteilchen sind (Spin 1), entsteht das Spektrum $J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}(L=0), 0^{-+}, 2^{-+}(L=1)$ und $0^{++}, 2^{++}, 3^{++}, 4^{++}(L=2)$. Die Zustände 1^{-+} und 1^{++} treten deshalb nicht auf, weil ein Spin 1 Zustand nicht mit zwei masselosen Spin 1 Teilchen koppeln kann. Diese Auswahlregel (Yang-Theorem) folgt aus der Bose-Einstein Symmetrie und der Transversalität der Polarisation von masselosen Teilchen [1].

Wir untersuchen noch den Grundzustand von Glueballs mit drei Gluonen. Solche Zustände haben wegen $L = 0$ und der negativen Parität des Gluons eine negative Parität. Für Farbsinguletts ist mit (2)

$$\psi_{ijk} = \mathrm{Sp}\,(\lambda_i \lambda_j \lambda_k) = 2(d_{ijk} + i f_{ijk})$$
$$C\psi_{ijk} = \mathrm{Sp}\,(\lambda_i \lambda_j \lambda_k)^+ = \mathrm{Sp}\,(\lambda_k \lambda_j \lambda_i) = 2(d_{ijk} - i f_{ijk})$$

Weil die Ladungskonjugation C das Vorzeichen der Viererpotentiale A_k^μ wechselt, tritt für drei Gluonen ein zusätzliches Vorzeichen -1 auf. Auf Grund der Symmetrie, resp. Antisymmetrie der d und f Strukturkonstanten unter der Vertauschung von zwei Gluonen findet man also symmetrische Zustände mit

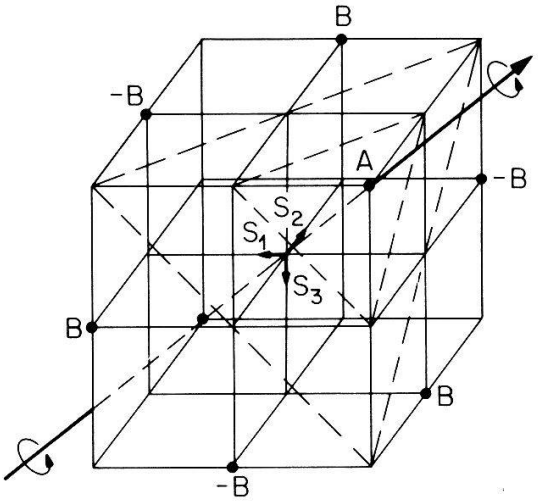

Bild 5
Die 27 möglichen Zustände im (s_1, s_2, s_3) Raum reduzieren sich wegen der Symmetrie unter zyklischen Permutationen (Rotation um 120°) zu 10 symmetrischen Zuständen und einem antisymmmetrischen Zustand (B) (nach D. Robson [2]).

negativer C-Parität und antisymmetrische Zustände mit positiver C-Parität. Da die Bahnwellenfunktion symmetrisch ist $(L = 0)$, verlangt die Bose-Einstein Statistik, dass die Spinwellenfunktion symmetrisch *bzw* antisymmetrisch ist. Die 27 möglichen Spinzustände können durch einen Würfel dargestellt werden (Bild 5). Alle Zustände sind symmetrisch unter einer zyklischen Permutation zweier Spinindizes. Die zyklische Vertauschung entspricht einer Rotation von 120° um die in Bild 5 eingezeichnete diagonale Achse. Dabei reduzieren sich die 27 Freiheitsgrade zu 11. Davon sind 10 symmetrisch (2 Spin 2, oder 1 Spin 1 und 1 Spin 3) und 1 antisymmetrich (der Zustand B mit Spin 0) unter der Vertauschung von zwei Spinindizes. Der Zustand A hat Spin 3. Also bestehen die symmetrischen Zustände aus einem Spin 1 und einem Spin 3 Zustand. Folglich sind die Quantenzahlen der Dreigluonengrundzustände 0^{-+}, 1^{--} und 3^{--}.

4. Glueball – Massenspektrum

Zur Berechnung des Massenspektrums brauchen wir ein Modell für die Wechselwirkung der Gluonen und ihr langreichweitiges Verhalten. Verschiedene Modelle wurden in den letzten Jahren zur Berechnung des Hadronen- und Glueballspektrums entwickelt. Wir behandeln hier ein Modell, das sich besonders anschaulich darstellen lässt, das MIT Bag Modell. In diesem Modell werden Hadronen, die aus Quarks bestehen, als Blasen im Vakuum dargestellt, in denen sich die relativistischen Quarks frei bewegen. Sie werden durch die Oberfläche der Blase eingeschlossen. Die Lösung der freien Dirac Gleichung für ein Quark im Grundzustand $(L = 0)$ lautet

$$\phi(r) \sim \begin{pmatrix} j_0(pr) \\ ij_1(pr)\vec{\sigma} \cdot \vec{n} \end{pmatrix} \chi$$

wo j_0, j_1 die zylindrischen Besselfunktionen, $\vec{\sigma}$ die Pauli Spinmatrizen, $\vec{n}$ ein zur Blasenoberfläche senkrechter Einheitsvektor und χ ein vierkomponentiger Spinor

sind. Die Randbedingung, dass kein Quarkstrom durch die Oberfläche fliesst, führt zur Quantisierung des Quarkimpulses p. Aus $\vec{n}(\bar{\phi}\vec{\gamma}\phi) = 0$ folgt

$$j_0(x) = j_1(x) \quad \text{oder} \quad \operatorname{tg} x = \frac{x}{1-x}$$

womit $x = pR = 2.04$ (R = Blasenradius). Die Energieeigenwerte (Massen) setzen sich aus der kinetischen Energie der Quarks und aus dem Bagdruck B zusammen. Für N masselose freie Quarks ist

$$M = \frac{xN}{R} + \frac{4\pi}{3} BR^3$$

Aus der Stabilitätsbedingung $dM/dR = 0$ bekommt man durch Elimination von B

$$R = \frac{4Nx}{3M} = 1.7\,\text{fm} \tag{6}$$

für das Nukleon.

Zur Lösung des ähnlichen Problems mit N eingeschlossenen Gluonen verwenden wir ein Analogon aus der Elektrodynamik: die Anregung einer sphärischen supraleitenden Kavität. Bekanntlich gibt es zwei Sorten von Lösungen der freien Wellengleichung in Kugelkoordinaten: elektrische Multipole mit Parität $(-)^l$ $(l \geq 1)$, auch transversal magnetische (TMl) Anregungen genannt, und magnetische Multipole mit Parität $(-)^{l+1}$, auch transversal elektrische (TEl) Anregungen genannt. Die Bezeichnung kommt daher, dass für TE(TM) Moden die radiale Komponente des elektrischen (magnetischen) Feldes verschwindet. Auf der Oberfläche der supraleitenden Kavität verschwindet die normale (tangentiale) Komponente des magnetischen (elektrischen) Feldes. Diese Randbedingungen führen zur Quantisierung der Wellenzahl k:

$$\operatorname{tg} x = \frac{x}{1-x^2} \qquad \text{für TM1}$$

$$\operatorname{tg} x = x \qquad \text{für TE1}$$

Anregungen womit $x = kR = 2.74$ resp 4.49 wird. Die Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ der TM1 ($J^P = 1^-$) Anregung liegt somit höher als die der TE1 ($J^P = 1^+$), was intuitiv einleuchtet: bei TM Moden erfüllt das zur Oberfläche stets tangentiale magnetische Feld die Randbedingung automatisch, während sich für TE Moden ein Knoten an der Oberfläche einstellen muss.

Ein leicht abgeändertes Beispiel ist das Phänomen der Schumann Resonanzen in der Erdatmosphäre. Durch Blitzeinschlag werden zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre stehende Wellen erzeugt. Diese Radiowellen werden im extrem langwelligen Bereich des Untergrundspektrums beobachtet [3]. Die Grundfrequenz der TM Anregungen liegt bei 8 Hz.

Da Glueballs ebenfalls aus Spin 1 masselosen Feldern bestehen, kann das Analogon direkt übernommen werden. Da Gluonen eingeschlossen sind, darf

Tabelle 3
Massenspektrum der niedrigsten $2g$-Glueballs im Bag Modell

L	J^{PC}	Masse [MeV]	
0	$0^{++}, 2^{++}$	940	(TE1)(TE1)
1	$0^{-+}, 2^{-+}$	1240	(TE1)(TM1)
2	$0^{++}, 2^{++}$	1540	(TM1)(TM1)

keine Farbe durch die Kavität fliessen. Im Gegensatz zur Elektrodynamik folgt aus QCD, dass das elektrische Farbfeld tangential und das magnetische Farbfeld senkrecht zur Oberfläche liegen. Dementsprechend findet man für TE1 and TM1 Gluonen $x = pR = 2.74$ resp 4.49.

Bei gleichem Bagradius lassen sich die Massen der zwei Gluonenzustände aus den Massen der Mesonen abschätzen (siehe (6)):

$$M(2g) = (2.74/2.04)M(2q) \qquad \text{für 2 TE1 Gluonen}$$

$$M(2g) = (4.49/2.04)M(2q) \qquad \text{für 2 TM1 Gluonen}$$

Die Grundzustandsmesonen ($L = 0$) haben eine typische Masse von 700 MeV. Tabelle 3 gibt die entsprechenden Voraussagen der tiefsten Zustände der $2g$ Glueballs. Dabei wurde die Wechselwirkung zwischen Gluonen vernachlässigt, welche die Werte aus Tabelle 3 noch um einige 100 MeV verschieben kann. Entsprechend lassen sich die Massen der $3g$ Zustände aus der typischen Masse der Grundzustandsbaryonen (1000 MeV) abschätzen.

Glueballmassen werden auch im Rahmen von QCD Gittereichtheorien oder Potentialtheorien mit massiven Gluonen vorausgesagt. Bei Gittereichtheorien wird das QCD Feld durch eine Gitterstruktur angenähert, wobei an jedem Gitterpunkt ein Gluon sitzt. Nachdem die Bindungsenergien zwischen Gluonen ausgerechnet wurde, wird allmählig die Gitterkonstante a reduziert. Im Grenzfall $a = 0$ erhällt man dann das kontinuierliche QCD Feld. Mit abnehmender Gitterkonstante wächst die Anzahl der Gitterpunkte und somit auch die erforderliche Rechenzeit. Die Gitterkonstante kann also aus praktischen Gründen nicht beliebig klein gewählt werden und die Iteration muss nach einem modellabhängigen Kriterium abgebrochen werden. Tabelle 4 zeigt die Voraussagen für die Massen der niedrigsten Glueballs im Modell von Temper et al [4] und im Modell von Berg und Billoire [5]. Unterhalb 1000 MeV ensteht ein 0^{++} Glueball in beiden Modellen und 0^{-+}, 2^{++}, 1^{-+} Anregungen werden vorausgesagt, allerdings bei unterschiedlichen Massen.

Bei Potentialmodellen wird die Wechselwirking zwischen massiven Gluonen durch eine federartige Bindung beschrieben. Tabelle 4 zeigt auch die Voraussagen im Modell von Cornwall und Soni [6]. Der 1^{-+} Zustand tritt im MIT Bag Modell wegen der Masselosigkeit der Gluonen und dem Yang-Theorem für $2g$ Glueballs nicht auf. Mit massiven Gluonen ist ein solcher Zustand allerdings möglich. Bei Gittereichtheorien entsteht der 1^{-+} Zustand durch die Wechselwirkung mehrerer Gluonen. Wie man aus Tabellen 3 und 4 sieht, werden je nach Modell

Tabelle 4
Glueballmassen (in MeV) in QCD Eichtheorien (a) [4] und (b) [5] und in Potentialmodellen (c) [6].

J^{PC}	a	b	c
0^{++}	770	750	1200
0^{-+}	1450	2175	1400
2^{++}	1665	1725	1600
1^{-+}	1800	2400	1450

verschiedene Massen vorausgesagt. Qualitativ entstehen aber ein 0^{++} Zustand unterhalb 1000 MeV, 0^{-+}, 2^{++} und 1^{-+} Zustände unterhalb 2500 MeV.

5. Merkmale von Glueballs

Wie unterscheiden sich phänomenologisch Glueballs von normalen Hadronen?

1. Glueballs sind elektrisch neutral und sind deshalb den $q\bar{q}$ Ladungssinguletts wie η und η' ähnlich. Aus den Definitionen der Parität, C-Parität und des totalen Drehimpulses $|L-S| \leq J \leq L+S$ sieht man leicht, dass sich aus einem $q\bar{q}$ Paar keine Zustände mit $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}$ oder 2^{+-} erzeugen lassen. Im Zweigluonensektor sind solche exotischen Quantenzahlen auch verboten, sodass sich Glueballs von normalen Mesonen nicht unterscheiden. (Der 1^{-+} Zustand ist allerdings mit massiven Gluonen möglich). Im Dreigluonensektor hingegen sind für Glueballs alle J^{PC} möglich. Durch eine Analyse der Zerfallsprodukte kann die Quantenzahl des Zustandes bestimmt werden. Der Nachweis von exotischen Quantenzahlen (sog. Oddballs) wäre ein Beweis für die exotische Natur des Zustandes. Oddballs würden zum Beispiel in $\omega\eta$, $\phi\eta$ (0^{--}) oder $f\eta$, $\eta\eta'$ (1^{-+}) zerfallen, sodass diese Zerfallskanäle für den Nachweis exotischer Quantenzahlen besonders empfindlich sind.
2. Glueballs treten als überzählige Kandidaten im Quarkmodell auf. Mit einigen Ausnahmen sind die $L=0$ und $L=1$ Mesonen gut bekannt (Tabelle 2). Die prominenteste Lücke ist die radiale Anregung des η' Mesons, die bei 1600 MeV erwartet wird. Damit überzählige Kandidaten identifiziert werden können, müssen zunächst die bestehenden Lücken experimentell gefüllt werden. Möglicherweise sind einige der bekannten 0^{++} Mesonen, davon das $f_0(975)$, nicht $q\bar{q}$ sondern $qq\overline{qq}$ Zustände [7] oder sogar $K\bar{K}$ Moleküle [8]. Gegebenfalls müsste noch das entsprechende 0^{++} $q\bar{q}$ Meson entdeckt werden. Ein tieferes theoretisches Verständnis der Eigenschaften (Spin, Masse, Breite und Zerfall) der $qq\overline{qq}$ Zustände, sowie ein eingehendes experimentelles Studium der 0^{++} und 0^{-+} Mesonen sind notwendig.

3. Glueballs unterscheiden sich von $q\bar{q}$ Mesonen durch ihre Zerfallseigenschaften. Weil sie keine Quarks enthalten, ist ihre Kopplung an $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ Zuständen gleich stark. Man erwartet daher, dass die Zerfallsraten von 0^{++} und 2^{++} $2g$-Glueballs in $\pi\pi$, $K\bar{K}$ und $\eta\eta$ im Verhältnis von etwa 12:6:1 stehen. (Dabei wurden die unterschiedlichen Phasenräume im Endzustand berücksichtigt). Die Zerfallsprodukte eines $q\bar{q}$ Mesons enthalten hingegen die Signatur seines Quarkinhaltes. Das $\phi(\overline{ss})$ Meson zum Beispiel zerfällt meist in Kaonen.

Weil 0^{++}, 0^{-+} und 2^{++} Gluonenzustände die gleichen Quantenzahlen wie $q\bar{q}$ Mesonen besitzen, können allerdings Glueballs mit klassischen Mesonen mischen. Der beobachtete Zustand wäre dann eine quantenmechanische Superposition von $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ und gg. Diese Mischung würde eine Massenverschiebung gegenüber den erwarteten Werten (Tabellen 3 und 4) erzeugen und die Interpretation des Zustandes erschweren.

6. Experimenteller Hinweis für Glueballs

Die prominentesten Kandidaten sind das $\eta(1440)$, das $f_0(1590)$, das $f_2(1720)$ und das $X(2230)$, oder in der alten Nomenklatur die $\iota(1440)$, $G(1590)$, $\Theta(1720)$ resp. $\xi(2230)$ Zustände. Die ι, Θ und ξ wurden bei sogenannten OZI unterdrückten Prozessen entdeckt [9–11]. In einem OZI (Okubo–Zweig–Iizuka) erlaubten Prozess werden die Quarks des Anfangszustandes in den Endzustand so geführt, dass das zugehörige Quarkdiagramm durch Quarklinien zusammenhängt (Bild 6a). In OZI unterdrückten Prozessen (Bilb 6b) kann der Endzustand vom Anfangszustand getrennt werden, ohne dass dabei eine Quarklinie unterbrochen wird. Die Rate für OZI unterdrückte Zerfälle ist typisch 1% der OZI erlaubten.

Im Gegensatz zu $\phi \to K^+K^-$ kann das ψ, das aus einem $c\bar{c}$ Paar besteht, aus kinematischen Gründen nicht in die schweren $D(c\bar{q}$ oder $\bar{c}q)$ Mesonen zerfallen. Der radiative ψ Zerfall (Bild 6b) ist daher OZI unterdrückt. Im Zwischenzustand werden zwei Gluonen ausgetauscht, die ein Glueball bilden können. Da es sich um einen Zweikörperzerfall des ψ handelt, ist das emittierte Photon monochromatisch.

Da Glueballs keine Quarks enthalten, ist der Zerfall in $q\bar{q}$ Mesonen notwendigerweise OZI unterdrückt. Man erwartet daher eine schmälere Breite

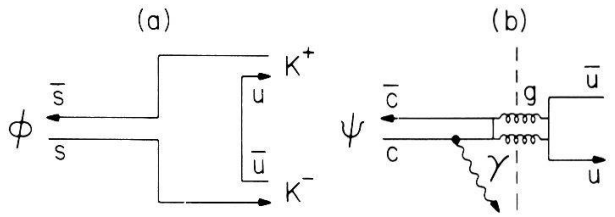

Bild 6
Ein OZI erlaubter Prozess (a) und ein OZI unterdrückter Prozess (b).

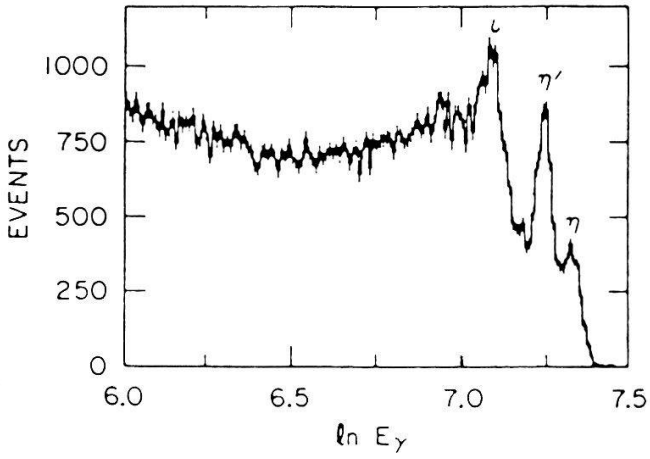

Bild 7
Inklusives γ Energiespektrum beim radiativen ψ Zerfall [12].

für Glueballs als für $q\bar{q}$ Mesonen. Nach einer Faustregel liegt die typische Breite eines Glueballs im Bereich von 10–50 MeV.

6.1. *Die ι und Θ Teilchen*

Das ι und das Θ wurden am e^+e^- Speicherring in SLAC beobachtet. Elektronen von 1.5 GeV kollidieren mit Positronen der gleichen Energie und erzeugen die ψ Resonanz, die mit 8% Verzweigungsverhältnis radiativ zerfällt. Zum Photonennachweis wurde ein kugelförmiger Detekor aus 732 NaI-Kristallen verwendet (Crystal Ball). Bild 7 zeigt das gemessene inklusive γ Spektrum. Neben den bekannten η und η' Mesonen ($\psi \to \gamma\eta$, $\gamma\eta'$) sieht man ein neues Teilchen, das $\iota(1440)$. Es zerfällt anschliessend in $K^+K^-\pi^0$ (Bild 8). Das $\pi^0 \to \gamma\gamma$ wurde ebenfalls im Detektor und die geladenen K's in einem Drahtkammersystem nachgewiesen. Die Ereignisse $K^+K^-\pi^0$ wurden durch die Bedingung der Energie- und Impulserhaltung vom pionischen Untergrund getrennt. Wenn nur

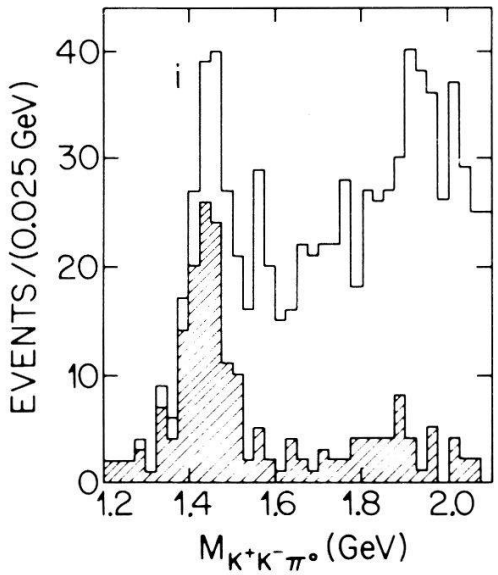

Bild 8
Invariante $K^+K^-\pi^0$ Masse im radiativen Zerfall $\psi \to K^+K^-\pi^0\gamma$. Das schraffierte Spektrum entspricht den Ereignissen, für die das ι durch den Zwischenzustand $a_0(980) \to K^+K^-$ zerfällt [9].

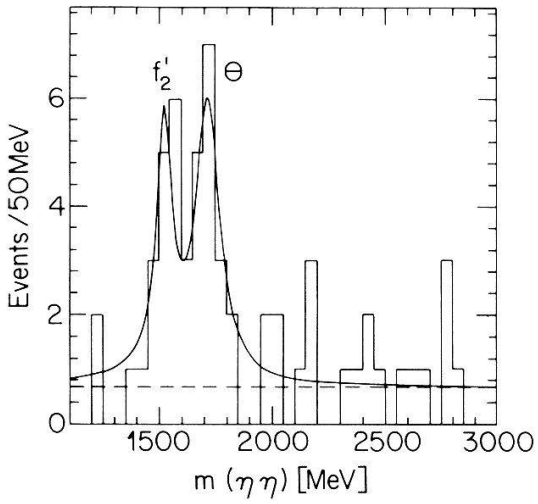

Bild 9
Invariante $\eta\eta$ Masse im radiativen ψ Zerfall [13].

K^+K^- Massen im $a_0(980)$ Bereich zugelassen werden, entsteht das schraffierte Spektrum in Bild 8, womit gezeigt wird, dass das ι in $K^+K^-\pi^0$ durch den Zwischenzustand $a_0 \to K^+K^-$ zerfällt. Wegen der hohen Masse des a_0 erwartet man, dass die 0^{++} a_0 und 0^{-+} π^0 mit relativem Drehimpuls $L=0$ emittiert werden. Somit ist das ι vermutlich ein 0^{-+} Zustand, was von einer Analyse der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte bestätigt wird.

Weiter interessiert uns der Zerfall $\psi \to \gamma\eta\eta$ $(\eta \to \gamma\gamma)$, der zu einem Endzustand mit fünf Photonen führt. Wählt man die Kombination der zwei Photonenpaare, die mit $\eta\eta$ verträglich ist, so bekommt man das $\eta\eta$ Massenspektrum in Bild 9. Neben dem bekannten 2^{++} $f_2'(1525) \to \eta\eta$ entdeckte man das Θ bei 1720 MeV. Eine Analyse der $\eta\eta$ Winkelverteilung führt zu den Quantenzahlen 2^{++}. Diese Zuordnung wird mit dem Nachweis $\Theta \to K^+K^-$ und $\pi^+\pi^-$ bestätigt.

Um die exotische Natur der ι und Θ zu prüfen, betrachten wir die bekannten 0^{-+} und 2^{++} Nonetts (Tabelle 2). Wie schon erwähnt, fehlt ein Ladungssingulett im 0_R^{-+} Nonett, das allerdings bei 1600 MeV erwartet wird. Im Bag Modell käme das 0^{-+} (TE1)(TM1) Glueball als Kandidat für das ι in Frage. Die eindeutige Zuordnung ist aber wegen dieser Lücke noch verfrüht. Hingegen ist das 2^{++} Nonett vollständig. In diesem Nonett ist der relative Bahndrehimpuls der $q\bar{q}$ Quarks $L=1$. Wie eine Amplitudenanalyse der $f_2(1270)$ und $f_2'(1525)$ Zerfälle zeigt, ist eine höhere orbitale Anregung $(L=3)$ für diese Mesonen ausgeschlossen. Die entsprechende Analyse beim Θ führt zu einer substanziellen Beimischung von $L=3$ Anregungen [14]. Voraussichtlich liegen aber Zustände mit $L=3$ höher im Massenspektrum, sodass die Versuchung gross ist, das Θ als (TM1)(TM1) Glueball aufzufassen.

7. Das Crystal Barrel Projekt

Mit Ausnahme des ξ sind alle Glueballkandidaten auch in hadronischen Reaktionen beobachtet worden. In der $\bar{p}p$ Wechselwirkung überlappen die

Wellenfunktionen des Protons und des Antiprotons, sodass Quarkfreiheitsgrade eine wesentliche Rolle in der Annihilationsdynamik spielen. Wegen der Quark-Antiquark Ueberlappung und Annihilation in Gluonen dürfte $\bar{p}p$ Annihilation ebenfalls eine vorzügliche Glueballquelle sein. Vermutlich ist in der Tat das ι mit dem in den sechzigen Jahren in $\bar{p}p$ Annihilation in Ruhe entdeckten E Meson identisch [15].

Ein eingehendes Studium der niederenergetischen $\bar{p}p$ Annihilation wurde vor kurzem am Low Energy Antiproton Ring (LEAR) am CERN vorgeschlagen, mit dem Hauptziel, Glueballs und andere Exotica wie $qq\overline{qq}$ und $q\bar{q}g$ aufzudecken [16]. In diesem Experiment sollen sämtliche Annihilationskanäle und besonders solche mit mehreren neutralen Teilchen – für die keine Daten existieren – untersucht werden. Mit dem vorgeschlagenen Detektor sollen empfindliche Zerfallskanäle wie $\eta\eta$, $\eta\pi^0$, $\eta\pi^+\pi^-$, $\eta\pi^0\pi^0$ und $K\bar{K}\pi$ untersucht werden.

Das Crystal Barrel Projekt ist ein gemeinsames Vorhaben der Universitäten Hamburg, Karlsruhe, Mainz, München, Queen Mary, UCLA, Zürich, des Centre de Recherches Nucléaires Strasbourg, des CERN, der Rutherford–Appleton und Lawrence Berkeley Laboratorien. Der Detektor besteht aus einer fassförmigen Anordnung von 1380 Caesiumjodid Kristallen, die den ganzen Raumwinkel bedecken und mit denen Photonen aus χ^0 und η Zerfällen nachgewiesen werden (Bild 10). Antiprotonen aus LEAR werden in einem Wasserstofftarget vernichtet. Die auslaufenden geladenen Teilchen werden in einer zylindrischen Driftkammer nachgewiesen und ihre Impulse in einem 1.5 Tesla Magnetfeld gemessen. Wegen des hohen Feldes müssen die Kristalle mit Photodioden ausgestattet werden. Die Trennung zwischen geladenen Kaonen und Pionen geschieht durch die Messung der Ionisationsverluste in der Driftkammer. Das Experiment soll Anfangs 1989 seine ersten Daten aufnehmen.

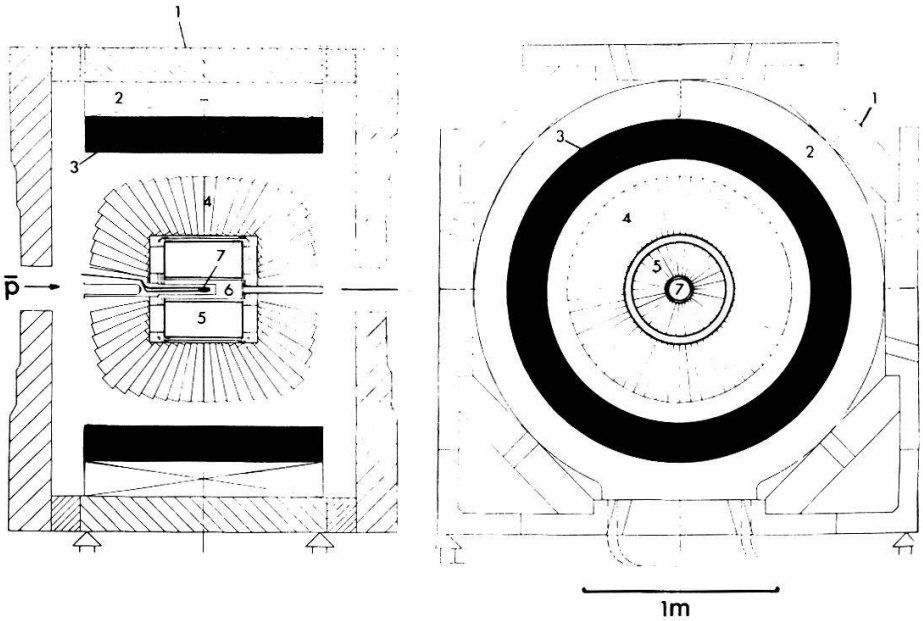

Bild 10
Der Crystal Barrel Detektor: (1) Joch, (2) (3) Spulen, (4) CsI Detektor, (5) Driftkammer, (6) Proportionalkammer, (7) Flüssiges Wasserstofftarget.

Quantenchromodynamik ist eine relativ junge Theorie. Wegen ihrer Komplexität können heute keine genauen Voraussagen für die Massen der Glueballs und für ihre Breiten gemacht werden. Wegen den unvollständigen Kenntnissen des $q\bar{q}$ Spektrums und der möglichen Beimischung von gg und $q\bar{q}$ Zuständen lassen sich noch keine Glueballzustände einwandfrei identifizieren. Es ist durchaus möglich, dass gluonische Zustände so breit sind, dass sie kaum noch als gebundene Systeme aufgefasst werden können. Ein eindeutiger Nachweis von Glueballs wäre aber für die experimentelle Bestätigung von QCD von ausserordentlicher Bedeutung.

REFERENZEN

[1] C. N. Yang, Phys. Rev. *77* (1950) 242.
[2] D. Robson, Nucl. Phys. *B130* (1977) 328.
[3] A. Egeland and T. R. Larsen. Physica Norwegica *2* (1967) 85.
[4] T. Teper, Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983. K. Ishikawa, M. Teper und G. Schierholz, Phys. Lett. *116B* (1982) 429.
[5] B. Berg und A. Billoire, Nucl. Phys. *B221* (1983) 109.
[6] J. M. Cornwall and A. Soni, Phys. Lett. *120B* (1983) 431.
[7] R. Jaffe, Phys. Rev. *D15* (1977) 267, 281.
[8] J. Weinstein und N. Isgur, Phys. Rev. Lett. *48* (1982) 659, Phys. Rev. *D27* (1983) 588.
[9] C. Edwards et al., Phys. Rev. Lett. *49* (1982) 259.
[10] C. Edwards et al., Phys. Rev. Lett. *48* (1982) 458.
[11] R. M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. *56* (1986) 107.
[12] E. D. Bloom, Bericht SLAC–PUB–3573 (1985).
[13] R. Lee, Dissertation, SLAC–PUB–282 (1985).
[14] D. V. Bugg, Queen Mary College Preprint, London, 1986.
[15] P. Baillon, et al., Nuovo Cimento *50A* (1967) 393.
[16] E. Aker et al., CERN Proposal PS197 (1986).