

KERNPHYSIK

Vom Ursprung der Masse

Das Anregungsspektrum des Protons beleuchtet die Entstehung von Masse.

Eberhard Klempt

Der größte Teil der Masse unseres Universums versteckt sich in Form Dunkler Materie und Dunkler Energie, deren Natur nach wie vor ungeklärt ist. Doch fast ebenso ungeklärt ist, wie die elementaren Bausteine der sichtbaren Materie zu ihrer Masse kommen. Bei den punktförmigen Elektronen und Quarks wird diese der Kopplung an das postulierte Higgs-Teilchen zugeschrieben, das schon seit fast einem halben Jahrhundert zur Fahndung ausgeschrieben ist. Doch wie kommt die Masse des Protons zustande, das aus Quarks besteht und eine komplexe innere Struktur besitzt?

Wir alle haben ein intuitives Verständnis für Masse entwickelt. Es erfordert menschliche Kraft, auf einer Baustelle einen Sack Zement hochzuheben, und viele Pferdestärken, um ein Auto zu beschleunigen. Getreu dem Newtonschen Gesetz gilt bei vernachlässigter Reibung: Je größer die Masse, umso schwächer fällt die Beschleunigung bei gleicher Kraft aus. Doch dieses mechanische Konzept der Masse führt zu Ergebnissen, die unserer Intuition zuwiderlaufen, wenn wir den Bereich alltäglicher Größenordnungen verlassen und uns dem kosmischen Maßstab zuwenden. Wir glauben heute, dass das Universum und damit jedwede Masse vor etwa 13,7 Milliarden Jahren in einem Urknall entstanden ist und seither expandiert. Eigentlich sollte man erwarten, dass die Masse im Universum durch ihre Gravitation die Expansion mit der Zeit abbremst. Astronomische Beobachtungen deuten aber darauf hin, dass das Universum nicht wie vermutet immer langsamer expandiert, sondern dass die Expansionsrate heute größer ist als vor fünf Milliarden Jahren. Es scheint also eine Abstoßung zu geben, die das Universum auseinander treibt. Diese „Anti-gravitation“ wird einer bisher völlig unverstandenen Dunklen Energie zugeschrieben, die zur Bilanz des Universums 73 Prozent der Gesamtmasse beiträgt [1].

Doch es gibt noch einen versteckten Teil der Masse des Universums [2]. Die Leuchtkraft und damit die Dichte von Galaxien nimmt nach außen ungefähr exponentiell ab. Die Rotationsgeschwindigkeit der Sterne oder von Gasen in Galaxien sollte dann nach den Keplerschen Gesetzen mit ihrem Abstand vom Zentrum abnehmen. Mithilfe des Doppler-Effektes lässt sich die Rotationsgeschwindigkeit messen, und dabei zeigt sich, dass die Rotation weit außen eher

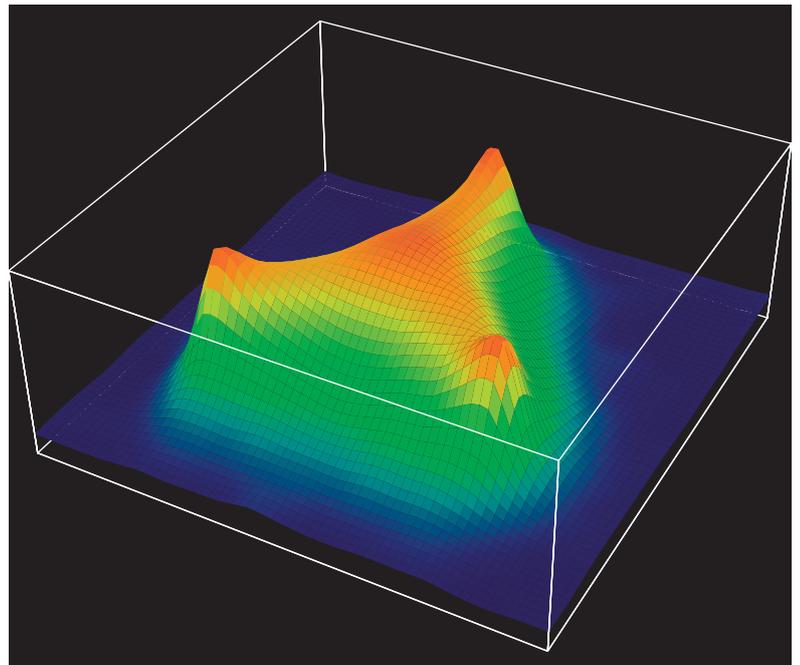


Abb. 1 Die drei Quarks eines Protons wechselwirken durch den Austausch von Gluonen. Diese sind in sehr energiereichen Flussschläuchen gebündelt und tragen dadurch fast die Gesamtmasse des Protons. Die Abbildung zeigt eine der Energiedichte analoge Größe in einer Simulation der QCD auf einem Gitter [6].

konstant ist oder sogar ansteigt. Daher muss die gravitierende Masse erheblich größer sein als die der sichtbaren Materie. Diese „Dunkle Materie“ macht weitere 23 Prozent der Gesamtmasse des Universums aus. Auch ihre Natur ist ungeklärt.

Nur vier Prozent der Masse des Universums besteht also nach heutigen Vorstellungen aus Materie, wie wir sie kennen. Aber nicht einmal deren Masse ist wirklich

KOMPAKT

- Bei den punktförmigen Elektronen und Quarks wird die Masse der Kopplung an das postulierte Higgs-Teilchen zugeschrieben.
- Die Masse des Protons verbirgt sich in der Energie stark fluktuierender Felder und stammt nur zu einem geringen Teil von den Konstituentenquarks selbst.
- Man hofft aus dem gemessenen Anregungsspektrum („Resonanzen“) des Protons mehr über den Ursprung seiner Masse zu erfahren.
- Bisherige Quarkmodelle sagen zu viele angeregte Zustände voraus und werfen das Problem der „fehlenden Resonanzen“ in den Experimenten auf.

Prof. Dr. Eberhard Klempt, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Nussallee 14 – 16, 53115 Bonn

verstanden. Nach den Vorstellungen der Elementarteilchenphysik tragen zur Massenbilanz des Universums nur sehr wenige Teilchensorten bei. Die Vielzahl der Atomarten lässt sich auf die Protonen, Neutronen und Elektronen reduzieren. Neutrinos haben eine zu geringe Masse, um die Gesamtbilanz zu beeinflussen [3]. Die masselosen Photonen tragen zwar aufgrund ihrer Energie und der Äquivalenz zwischen Energie und Masse ebenfalls zur Massendichte bei, aber nicht mit einem nennenswerten Anteil.

Von den Quarks zum Proton

Während Elektronen als punktförmige Teilchen behandelt werden, haben Protonen und Neutronen eine messbare räumliche Ausdehnung. Der Radius des Protons beträgt etwa 0,88 fm und wird derzeit am Elektronenbeschleuniger in Mainz mit hoher Präzision neu bestimmt. Der Radius des Neutrons ist von vergleichbarer Größe. Die endliche Ausdehnung des Protons und des Neutrons liegt in ihrem Aufbau aus drei Quarks und ihrer innere Dynamik begründet. Im Falle des Protons sind dies zwei up-Quarks (u) und ein down-Quark (d), beim Neutron ein u-Quark und zwei d-Quarks. Mesonen wie das bekannte Pion sind aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt.

Elektronen tragen negative elektrische Ladung (-1), Quarks haben drittelzahlige Ladungen. Quarks und Elektronen haben einen Eigendrehimpuls, Spin genannt. Er hat die Größe $\hbar/2$. Im Gegensatz zu Elektronen haben Quarks noch eine zusätzlich „Ladung“, die Farbe. Die Theorie der Farbkräfte zwischen den Quarks heißt Quantenchromodynamik (QCD), in Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED), die die elektromagnetischen Kräfte beschreibt. Zwischen beiden Theorien gibt es drei entscheidende Unterschiede:

- In der QED gibt es nur eine Art von Ladung, die des Elektrons, mit ihrer zugehörigen Spiegelladung, die das Proton besitzt. In der QCD existieren dagegen drei verschiedene Ladungen, die rot, grün und blau genannt werden; in Mesonen addieren sich eine Farbe und ihre Anti- oder Komplementärfarbe zur Farbe weiß, in Proton oder Neutron sind es die drei Farben rot, grün und blau, die ein „farbloses“ Objekt bilden.
- Die elektromagnetischen Kräfte werden durch den Austausch von (ungeladenen) Photonen vermittelt, die Kräfte der starken Wechselwirkung entstehen durch den Austausch von (acht verschiedenen) Gluonen oder Klebeteilchen, die selbst Farbladungen tragen.
- Die Kopplungsstärke α_{QED} der QED ist klein, bei atomaren Dimensionen liegt sie bei $\alpha_{\text{QED}} \sim 1/137$, während α_{QCD} erheblich größer ist und mit steigenden Abständen immer stärker wächst. Trotz intensiver Suche ist es nicht gelungen, Quarks oder Gluonen als freie Teilchen nachzuweisen, Quarks und Gluonen sind „eingeschlossen“. Nur „farblose“ Objekte treten als freie Teilchen auf. Die Existenz von Quarks wurde daher noch lange Zeit nach ihrer Einführung durch Murray

Gell-Mann bezweifelt; heute sind sie fester Bestandteil unseres physikalischen Weltbildes.

Da Quarks nicht als freie Teilchen auftreten, lässt sich die Masse der Quarks auch nicht mit den Methoden bestimmen, wie sie sich etwa zur Messung der Elektronenmasse eignen. Hier hilft die Theorie der starken Wechselwirkung. Aus sehr allgemeinen Überlegungen folgt die Gell-Mann-Oakes-Renner-Relation

$$m_{\pi}^2 = konst \cdot (m_{\text{up}} + m_{\text{down}}) , \quad (1)$$

gemäß der das Quadrat der Masse eines Pions proportional zur mittleren Quarkmasse ist.¹⁾ Die Proportionalitätskonstante lässt sich berechnen, und es ergibt sich eine gemittelte Quarkmasse von $4 \text{ MeV}/c^2$. Eine ähnliche Gleichung für $m_{\text{down}}/m_{\text{up}}$ zeigt, dass das d-Quark im Vergleich zum u-Quark fast doppelt so schwer ist. Für die starke Wechselwirkung spielt dieser Massenunterschied aber nur eine geringe Rolle. Auch für die Gesamtmasse des Universums spielen die Quarks und Leptonen kaum eine Rolle: Ihre Masse beträgt nur ein Hundertstel der uns eigentlich vertrauten Materie.

Wie erstaunlich diese Beobachtung ist, sieht man am deutlichsten bei einem Vergleich. Binden sich zwei Wasserstoffatome zu einem Molekül, wird die Bindungsenergie von 1,77 eV frei; ionisiert man ein Wasserstoffatom, d. h. entzieht man ihm sein Elektron, muss man 13,6 eV aufwenden. Proton und Neutron können zu einem Deuteriumkern, dem Deuteron, verschmelzen. Dabei gewinnt man 2,2 MeV. Die Molekülbindung senkt die Gesamtmasse um einen Bruchteil von 10^{-9} , beim Wasserstoffatom ist das Verhältnis $1,4 \cdot 10^{-8}$ und beim durch die Kernkraft gebundenen Deuteron $1,2 \cdot 10^{-3}$. In jedem Fall reduziert die Bindungsenergie die Masse geringfügig. Dies ist im Proton und Neutron vollständig anders. Die Protonenmasse beträgt $940 \text{ MeV}/c^2$, d. h. das gebundene System von drei Quarks ist nicht leichter, sondern um ein Vielfaches, fast das Hundertfache, schwerer als die „Bestandteile“. Woher kommt diese Masse? Offensichtlich sind die Kräfte, die die Quarks im Proton zusammenhalten, nicht nur sehr viel stärker als die für die Bindung von Atomen zuständige elektromagnetische Wechselwirkung. Die in Proton und Neutron wirkenden Kräfte haben auch eine sehr andere Struktur.

Zunächst wollen wir aber fragen, woher die – wenn auch geringe – Masse der Quarks kommt. Nach heutigem Kenntnisstand sind die Quarks genauso wie die Elektronen punktförmig. Die Masse der Elektronen wie auch die der Quarks entsteht durch ihre Kopplung an das Higgs-Teilchen, dessen Nachweis am Large Hadron Collider am CERN gelingen soll; andernfalls müsste das im Standardmodell der Teilchenphysik formulierte Weltbild erheblich modifiziert werden [4]. Die Kopplung an das Higgs-Teilchen ist also Ursache für die Massen des Elektrons und der drei Quarks. Diese machen aber nur etwas mehr als 1 Prozent der Masse von Atomen aus. Woher stammen dann die übrigen 99 Prozent?

Ladungen wechselwirken durch den Austausch von Photonen. Bei Quarks entsteht die Wechselwirkung durch den Austausch von Gluonen. Im Gegensatz zu

1) Streng genommen sind Quarkmassen keine Konstanten, sondern hängen auch vom Impulsübertrag ab.

den elektrisch ungeladenen Photonen tragen Gluonen jedoch selbst Farbladungen, üben starke attraktive Kräfte aufeinander aus, und die Gluonenfelder bündeln sich in energiereichen Flussschläuchen [5] (Abb. 1). Nach der Einsteinschen Beziehung $E = mc^2$ muss man dieser Energie eine Masse zuordnen, die sozusagen aus dem Nichts entsteht [6]. Entscheidend für diese Masseerzeugung sind hier die sehr viel größere Kopplungsstärke der Quantenchromodynamik und die Tatsache, dass Gluonen attraktive Kräfte aufeinander ausüben. In Modellrechnungen entstehen durch diese attraktiven Kräfte zwischen den Gluonen sogar Bindungszustände aus Gluonen ohne Quarks („Gluebälle“), deren Existenz im Experiment allerdings fraglich ist [7].

Als Spin-1/2-Teilchen gilt für die Quarks die Fermi-Dirac-Statistik. Sie bewirkt, dass es ein Duo verwandter Teilchen gibt: das Proton und das Neutron, gemeinsam Nukleon genannt, oder $N_{1/2^+}(940)$. Dazu kommt noch ein Quartett von instabilen Teilchen, Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^- , generisch $\Delta_{3/2^+}(1232)$ genannt, die jeweils in ein Nukleon und ein Pion zerfallen. Dabei steht der Index $1/2^+$ oder $3/2^+$ für den Gesamtspin $J=1/2$ bzw. $3/2$; die Parität $P=+$ wird weiter unten eingeführt. Die Masse des Teilchens (in MeV/c^2) ist in Klammern angefügt. Sowohl das Nukleon als auch das $\Delta_{3/2^+}(1232)$ haben ein reiches Anregungsspektrum. Wegen der Paritätserhaltung in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung ist die Orientierung des Eigendrehimpulses masseloser Teilchen relativ zu ihrer Flugrichtung, ihre Händigkeit oder Chiralität, erhalten. Da Quarks fast masselos sind, sollte ihre Händigkeit zumindest näherungsweise erhalten bleiben. Zu erwarten wäre, dass sich diese „chirale Symmetrie“ auf zusammengesetzte Systeme überträgt, also auf die Mesonen und Baryonen. Hier erleidet man jedoch Schiffbruch: Das Proton ($J^P=1/2^+$ und $m = 940 \text{ MeV}/c^2$) und sein „chiraler Partner“, die Resonanz $N_{1/2^-}(1535)$ ($J^P=1/2^-$ und $m = 1535 \text{ MeV}/c^2$) unterscheiden sich in ihren Massen stark um fast $600 \text{ MeV}/c^2$. Man sagt, die chirale Symmetrie ist spontan gebrochen.²⁾

Nützliche Anregungen

„Seit der Entdeckung der Spektralanalyse konnte kein Kundiger zweifeln, dass das Problem des Atoms gelöst sein würde, wenn man gelernt hätte, die Sprache der Spektren zu verstehen“, betonte Arnold Sommerfeld [9]. Die Vermessung des Anregungsspektrums von Wasserstoffatomen war eine der Grundlagen, aus denen sich später die Quantenmechanik entwickelt hat. Heute hofft man, aus dem gemessenen Anregungsspektrums des Protons und dem Vergleich mit den

verschiedenen Modellen mehr über die komplizierte Struktur der Quantenchromodynamik zu erfahren.

In Quarkmodellen konstruiert man die Anregungszustände, indem man den Quarks eine Masse zuschreibt, die Konstituentenmasse. Sie fasst die komplexen dynamischen Prozesse der Quantenchromodynamik, die zur Masse des Protons führen, zu einer effektiven Größe zusammen (Abb. 2). Die Gesamtmasse des Protons ist dann etwas kleiner als die Summe der Masse der drei Konstituentenquarks. Ein mit dem

Abstand zwischen je zwei Quarks linear anwachsendes Potential garantiert den Einschluss der Quarks. In angeregten Zuständen bleibt die Konstituentenmasse unverändert; dies ist vermutlich eine unrealistische Annahme.

Mesonen als Zweikörpersysteme zeigen wie zweiatomige Moleküle ein Rotations- und ein Vibrationsspektrum, charakterisiert durch die Drehimpulsquantenzahl L und die Haupt- oder Radialanregungsquantenzahl N . L und die sich aus den Quarkspins zusammensetzende Spinsumme S bilden den (messbaren) Gesamtdrehimpuls J des Teilchens.

Die Wellenfunktion eines Anregungszustandes kann spiegelsymmetrisch oder antisymmetrisch sein. Diese Möglichkeit führt zu einer neuen Quantenzahl, der Parität P , sodass sich die Anregungszustände durch die Quantenzahlkombination J^P charakterisieren lassen. Protonen und Neutronen haben im Quarkmodell (wie drei-atomige Moleküle) vier Schwingungsformen, die durch die Quantenzahlen l_1, l_2, n_1, n_2 definiert werden. Mit der Spinsumme ergibt sich wieder J^P als messbare Quantenzahl, aber mit vielen internen Kombinationsmöglichkeiten. Daher ist ein ungeheuer reiches Anregungsspektrum zu erwarten.

Das lineare Potential für den Quarkeinschluss allein reicht jedoch nicht aus, um eine vernünftige Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment zu erzielen. Man führt daher eine zusätzliche Wechselwirkung zwischen den Konstituentenquarks ein. Hier seien die beiden erfolgreichsten Quarkmodelle kurz skizziert:

- Das inzwischen klassische Modell von Capstick und Isgur konstruiert die zusätzliche Wechselwirkung analog zur QED [10]. Die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatoms in der QED entsteht durch den Austausch eines Photons zwischen Proton und Elektron. Analog konstruiert man eine Ein-Gluon-Austauschwechselwirkung, die dann für die Ausspaltung zwischen dem Nukleon und der niedrigsten Anregung, dem schon diskutierten $\Delta_{3/2^+}(1232)$, verantwortlich ist.

- Das sog. Bonn-Modell von Löring, Metsch und Petry [11] benutzt eine sehr spezielle Form einer (Instanton-induzierten) Wechselwirkung, die der Nobelpreisträger t’Hooft entwickelt hat [12].

Der Vergleich der Quarkmodelle mit dem experimentellen Befund zeigt zwei wichtige Probleme auf:

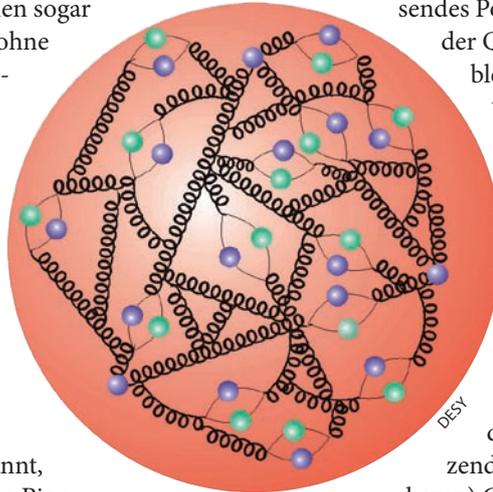


Abb. 2 Im Proton gibt es drei Valenzquarks, die durch Gluonen-Austausch aneinander gebunden sind. Die Quantentheorie erlaubt den Gluonen, sich für kurze Zeit in Quark-Antiquark-Paare zu verwandeln. Das Proton erhält somit neben den Valenzquarks eine „brodelnde Suppe“ aus Gluonen und kurzlebigen Quark-Antiquark-Paaren.

²⁾ Für den Nachweis, dass die Grundgleichungen einer Theorie einer globalen Symmetrie unterliegen können, der Grundzustand eines Systems aber diese Symmetrie „spontan“ brechen kann, erhielt Yoichiro Nambu 2008 den Nobelpreis [8].

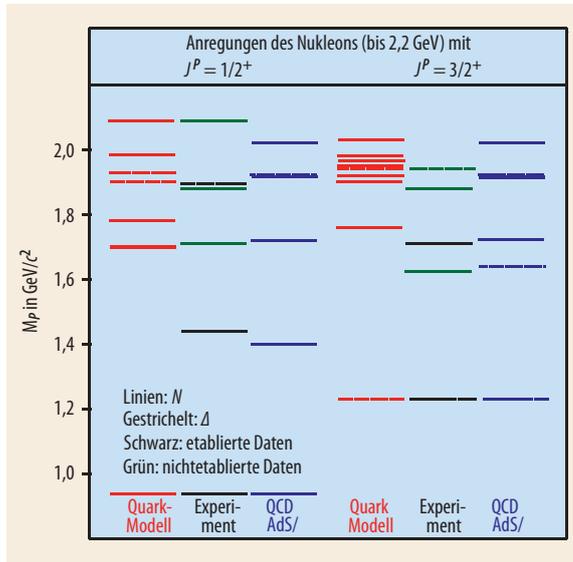


Abb. 3 Quarkmodelle (rot) sagen für die Anregungen des Protons ein viel reicheres Spektrum voraus, als experimentell beobachtet. Auch die Massenvorhersagen sind nicht sehr präzise. Die Vorhersagen der AdS/QCD (blau) stimmen in Zahl der Zustände exakt und in ihrer Masse gut mit den Daten (schwarz und grün) überein. Allerdings wurden in einer neueren Untersuchung sehr viel weniger Resonanzen (nur schwarz) gefunden, bei Nukleonen mit $J^P = 1/2^+$ z. B. nur der erste angeregte Zustand bei $1440 \text{ MeV}/c^2$.

Die Massenvorhersagen sind nicht sehr präzise, und die Zahl der experimentell gefundenen Zustände ist erheblich kleiner als die Zahl der vorhergesagten (Abb. 3). Dieser Befund wird in der Literatur als Problem der fehlenden Resonanzen bezeichnet. Hier sollen daher auch andere Interpretationen kurz diskutiert werden.

Ein sehr erfolgreicher Ansatz geht davon aus, dass die Quarkstruktur in dem hier betrachteten Energiebereich nicht relevant ist und dass die Resonanzen aus ihren Zerfallsprodukten dynamisch erzeugt werden können. Ein Beispiel ist die $N_{1/2^-}$ -(1535)-Resonanz, die mit etwa 50 Prozent Wahrscheinlichkeit in ein Nukleon und ein η -Meson zerfällt und die man sich statt als Drei-Quark-Resonanz auch als $N\eta$ -Bindungszustand (mit Beimischungen anderer Zerfallskomponenten) vorstellen kann. Eine Systematik aller Resonanzen ergibt sich damit jedoch noch nicht.

Mehr Dimensionen, weniger Resonanzen

Ein völlig neuer Ansatz stammt aus der Stringtheorie, die auslotet, welche Konsequenzen eine Erweiterung der punktförmigen Teilchen auf fadenartige Strukturen (Strings) hat. Stringtheorien benötigen höherdimensionale Räume mit mindestens zehn Dimensionen. Nach dem argentinischen Physiker Juan Maldacena gibt es eine Äquivalenz zwischen – auf einer (hyperbolischen) Anti-de-Sitter-Raumzeit definierten – Stringtheorien mit schwachen Kopplungsstärken einerseits und ihnen entsprechenden Feldtheorien in unserer Raumzeit mit großen Kopplungsstärken andererseits. Unter letzteren ist zwar (noch?) nicht die QCD, aber einige ihr in den wesentlichen Aspekten

3) Im 3-dimensionalen Raum hat die Oberfläche einer Kugel einen positiven Krümmungsradius, es ist ein de-Sitter-Raum. Ein Hyperboloid hat einen negativen Krümmungsradius, es ist ein Anti-de-Sitter-Raum.

ähnliche Theorien, welche z. B. den Farbeinschluss und die asymptotische Freiheit beschreiben. Könnte man die Stringtheorie aus allgemeinen Prinzipien ableiten, läge damit eine analytisch lösbare Modelltheorie der starken Wechselwirkung vor, da sich die Theorie mit der schwachen Kopplung störungstheoretisch behandeln lässt. Man kann aber empirisch eine Theorie auf der Anti-de-Sitter-Raumzeit (AdS) entwickeln, die dann einer QCD-artigen Feldtheorie entspricht³⁾. Durch Wahl geeigneter Operatoren in der AdS-Raumzeit ergibt sich für das Anregungsspektrum des Nukleons eine einfache Formel [13]

$$M^2 = a \cdot (L+N+3/2) - b \cdot \alpha_D [\text{GeV}^2/c^4], \quad (2)$$

wobei die Konstanten a und b an die Daten angepasst werden müssen (zu $a = 1,04 \text{ GeV}^2/c^4$ und $b = 1,46 \text{ GeV}^2/c^4$). Der erste Beitrag gibt ein lineares Anwachsen des Quadrates der Baryonenmasse mit der Bahndrehimpulsquantenzahl L und der radialen Anregung N , der zweite Beitrag eine Korrektur für den Anteil α_D von energetisch günstigeren Quark-Paaren in der Resonanz. In der Atomphysik sind Konfigurationen bevorzugt, in denen sich der Spin der Elektronen einer Schale zu null addiert. Die Spin-Wellenfunktion ist dann antisymmetrisch gegen Austausch zweier Elektronen. Die energetisch günstigen Quark-Paare sind antisymmetrisch sowohl bei Austausch ihrer Spinrichtung als auch bei Vertauschung von u - und d -Quarks. Der Nobelpreisträger Frank Wilczek hat Quarkpaare mit dieser speziellen Austauschsymmetrie als „gute Diquarks“ bezeichnet. Die Tabelle zeigt einen Vergleich der Daten mit verschiedenen Modellen. Alle Modelle leiden zur Zeit noch darunter, dass sie den Einfluss der Breite einer Resonanz auf ihre Masse nicht berücksichtigen, obwohl er in Modellrechnungen recht groß ist. Er wird vermutlich in die „effektiven“ Konstanten absorbiert.

Der Erfolg der AdS/QCD ist absolut überraschend. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Vorhersage auf 2,5 Prozent ist besser, als man aufgrund verschiedener Störeffekte erwarten kann. Die AdS/QCD gibt nicht nur die Massen der Resonanzen am besten wieder, trotz der kleineren Zahl freier Parameter, auch die Zahl der vorhergesagten Resonanzen entspricht recht gut der Zahl der beobachteten Resonanzen. AdS/QCD ergibt nur eine Lösung für eine Kombination von L und N , und nicht für die vielen Kombinationen von l_1, l_2, n_1 und n_2 . Damit löst dieser Ansatz auch das Problem der fehlenden Resonanzen. Offensichtlich sind die Parameter aus der Massenformel dem Spektrum der Resonanzen sehr gut angepasst.

N- und Δ -Resonanzen		
Modell	$N_{\text{Param.}}$	$\delta M/M$ („Güte“)
Quarkmodell mit effektivem Ein-Gluon-Austausch [10]	7	5,6 %
Quarkmodell mit Instantonen [11]	5	5,1 %
AdS/QCD-Modell mit „guten Diquarks“ [13]	2	2,5 %

Vergleich der Massen aller 44 bekannten N- und Δ -Resonanzen mit verschiedenen Modellen



Abb. 4 Das Crystal Barrel/TAPS-Experiment am Elektronenbeschleuniger ELSA in Bonn [16], mit dem sich das Anregungsspektrum des Protons untersuchen lässt.

Wir müssen uns daher fragen, welche physikalische Bedeutung diese Parameter besitzen.

Der Parameter a in der Massenformel begrenzt die erlaubten Abstände zwischen den Quarks. Der maximale Abstand kann durch eine harte Grenze („hard wall“) vorgegeben werden: Erreicht ein Quarkpaar diesen Abstand, werden die Quarks im Modell wie an einer Mauer reflektiert. Diese Annahme führt zu einer Massenformel, die dem experimentellen Befund weniger entspricht. Alternativ lassen sich die Abstände durch ein quadratisch anwachsendes Potential („soft wall“) limitieren. Der Parameter b postuliert, dass „gute Diquarks“ eine etwas kleinere räumliche Ausdehnung haben als andere Diquarks. Beide Parameter beschreiben also die räumliche Ausdehnung einer Resonanz. Sie scheint die maßgebliche Größe zu sein, die die Masse einer Resonanz bestimmt. Dies steht im direkten Gegensatz zu Quarkmodellen, in denen ein wesentlicher Anteil des Zuwachses an Masse auf den Zuwachs an kinetischer und potentieller Energie der Konstituentenquarks zurückzuführen ist. In der AdS/QCD (in der hier vorgestellten Interpretation) kommt die zusätzliche Masse aus der Energie der Gluonenfelder, die anwächst, wenn das Nukleon durch Anregung vergrößert wird. Die Masse der Nukleon-Resonanzen entsteht also wie beim Proton durch die starken Farbfelder der QCD und ihre Dynamik.

Im höheren Anregungsspektrum tritt ein zunächst unerwartetes Phänomen auf, Paare von Resonanzen mit sehr ähnlicher Masse, aber entgegengesetzter Parität. Glozman und andere haben vorgeschlagen, die Ähnlichkeit der Massen von $\Delta_{1/2^+}$ (1910) und $\Delta_{1/2^-}$ (1900), $\Delta_{3/2^+}$ (1920) und $\Delta_{3/2^-}$ (1940) sowie $\Delta_{5/2^+}$ (1905) und $\Delta_{1/2^-}$ (1930) und anderen hochangeregten Zuständen als Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in hohen Anregungszuständen zu interpretieren [14]. Im tiefen Spektrum ist die chirale Symmetrie gebrochen, wie man an der 600 MeV Massenaufspaltung zwischen dem Proton und seinem „chiralen Partner“, der $N_{1/2^-}$ (1535)-Resonanz, sieht. Die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in heißer und dichter Kernmaterie in Schwerionenkollisionen und teilweise in schweren Kernen sind zentrale Fragen der heutigen Kernphysik [16]. Das Modell gibt eine plausible Begründung für die annähernd gleichen Massen von Resonanzen positiver und negativer Parität im Anregungsspektrum, sagt aber kein komplettes Spektrum voraus.

Es ergeben sich also zwei sehr gegensätzliche Interpretationen für die Erzeugung von Masse.

- Im Modell der chiralen Wiederherstellung stammt die Masse der hochangeregten Zustände aus der kinetischen und potentiellen Energie der Konstituentenquarks. Letztere werden mit zunehmender Gesamtmasse immer leichter, sie entkoppeln vom chiralen Kondensat, und die chirale Symmetrie wird wieder hergestellt.
- Die anhand der AdS/QCD entwickelten Vorstellungen schreiben die Massenzunahme genauso wie die Masse des Protons dem Energieinhalt der Farbfelder zu; in angeregten Zuständen sind die Quarks weiter auseinander gezogen, der Flusschlauch wird länger und enthält mehr Energie, und das heißt: mehr Masse.

Die beiden Modelle führen teilweise zu ähnlichen, teilweise zu verschiedenen experimentellen Vorhersagen. Falls die chirale Symmetrie im Anregungsspektrum des Protons wiederhergestellt ist, sollte es z. B. ein weiteres Pärchen geben aus dem schon bekannten $\Delta_{7/2^+}$ (1950) und einer weiteren $\Delta_{7/2^-}$ -Resonanz bei etwa der gleichen Masse. Gleichung (2) sagt statt dessen 2184 MeV/ c^2 für die Masse dieses Zustandes voraus. Experimentell ist ein (recht unsicherer) Kandidat $\Delta_{7/2^-}$ (2200) bekannt, der die AdS/QCD-Interpretation stützt, wenn auch nur mit schwacher Evidenz. Aber das Beispiel zeigt: Es gibt experimentell nachprüfbare Unterschiede zwischen den beiden Modellen.

Die experimentelle Situation

Ein großer Teil des Anregungsspektrums des Protons ist schon seit Jahrzehnten bekannt. Damals wurden die Untersuchungen mit Pionenstrahlen durch Vermessung der elastischen Pion-Nukleon-Streuung ($\pi N \rightarrow R \rightarrow \pi N$) durchgeführt. Dabei steht R für einen Zwischenzustand, in dem Resonanzen auftreten können. Die Anregungszustände sind alle sehr kurzlebig, und damit werden die beobachteten Resonanzen breit. Die Vielzahl der Resonanzen und ihre Breite führen dazu, dass diese sich überlappen und sich nur sehr schwierig experimentell identifizieren lassen. Wie schwierig, kann man daraus ersehen, dass in neueren Analysen einer inzwischen (leicht) vergrößerten Datenbasis viele der eigentlich schon bekannten Resonanzen nicht mehr auftauchen. Unter ihnen ist auch das diskutierte $\Delta_{7/2^-}$ (2200). Diese unter Vorbehalt stehenden Zu-

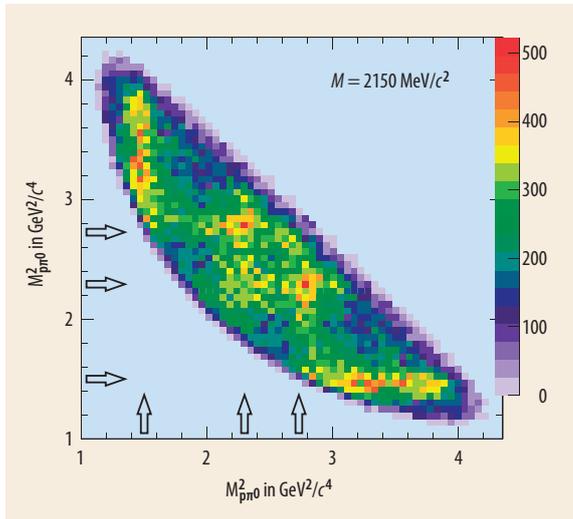


Abb. 5 Angeregte Protonen zerfallen häufig über Kaskaden in den Grundzustand (das Proton) zurück. Gezeigt ist der Zerfall eines angeregten Protons im Bereich 2100 bis 2200 MeV/c² (Spin und Parität nicht definiert) in ein Proton und zwei neutrale Pionen. In der Verteilung (Massenquadrat des Protons und eines π⁰ gegen das Massenquadrat des Protons und des zweiten π⁰) gibt es zwei Einträge je Ereignis, da die beiden Pionen identisch sind. Das Massenquadrat ist gewählt, da die Verteilung ohne innere Dynamik flach wäre. Horizontale und vertikale Anhäufungen zeigen resonante Beiträge aufgrund der Kaskaden $N(2000) \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p2\pi^0$, wobei R für eine der intermediären Resonanzen $\Delta_{3/2^+}(1232)$, $N_{3/2^-}(1520)$ und $N_{5/2^+}(1680)$ steht [17], deren Position durch Pfeile markiert ist.

stände sind in Abb. 3 durch grüne Linien dargestellt. Der tiefere Grund für die Diskrepanzen zwischen den Analysen liegt in der kleinen Pion-Nukleon-Kopplung der Resonanzen mit höheren Massen. Eine kleine Kopplung bedeutet, dass die Resonanz in der elastischen Pion-Nukleon-Streuung nur selten erzeugt wird, und dann auch noch selten in ein Nukleon und ein Pion zerfällt. Hier setzt auch die Kritik der Vertreter der Quarkmodelle ein: Die vielen fehlenden Resonanzen könnte es tatsächlich geben, ihre Kopplung an $N\pi$ könnte aber sehr klein sein, sodass sie sich bisher einem Nachweis entzogen haben.

Derzeit laufende Experimente erzeugen Resonanzen weder aufgrund ihrer Pion-Nukleon-Kopplung noch weisen sie diese (zumindest nicht ausschließlich) über ihren Zerfall in $N\pi$ nach. Damit können sich auch Resonanzen mit kleiner Pion-Nukleon-Kopplung der Erzeugung und ihrem Nachweis nicht entziehen. Zur Anregung des Protons dienen hochenergetische γ -Strahlen (Abb. 4). Im Gegensatz zu angeregten Atomen strahlen aber angeregte Protonen ihre überschüssige Energie nicht durch Emission von Photonen ab, sondern durch Emission eines Pions – häufig mit kleiner Wahrscheinlichkeit – oder durch Emission mehrerer Pionen. Eine in dem Prozess erzeugte Resonanz mit einer Masse von z. B. 2150 MeV/c² kann in einer Kaskade $N(2150) \rightarrow \Delta_{3/2^+}(1232) + \pi^0$ zerfallen und mit einem weiteren Zerfall $\Delta_{3/2^+}(1232) \rightarrow p + \pi^0$ in den beobachtbaren Endzustand übergehen (Abb. 5) [17]. Die beiden erzeugten neutralen Pionen zerstrahlen in je zwei γ -Quanten, die geeignete Detektoren nachweisen können. Um Resonanzen zu erzeugen,

benötigt man einen Beschleuniger, der Elektronen auf eine Energie E_{Strahl} von einigen GeV beschleunigt. Die Elektronen treffen auf eine Folie und produzieren Bremsstrahlungs- γ -Quanten. Durch Messung der Energie des abgebremsten Elektrons E_{el} lässt sich die Energie des γ -Quants E_γ zu $E_\gamma = E_{\text{Strahl}} - E_{\text{el}}$ bestimmen. Bisherige Ergebnisse aus der Photoproduktion bestätigen häufig die Existenz und die Eigenschaften der Resonanzen, wie sie in den früheren Analysen identifiziert und durch spätere Analysen wieder in Frage gestellt wurden.

Das experimentelle Potenzial der zur Zeit in verschiedenen Labors laufenden Experimente ist aber bei weitem noch nicht ausgereizt. Mit einer geeigneten kristallinen Folie sind die entstehenden γ -Quanten polarisiert, d. h. ihr elektrischer Feldvektor schwingt bevorzugt in einer definierten Ebene. Alternativ lassen sich auch polarisierte Elektronen beschleunigen. Dann rotiert der elektrische Feldvektor der γ -Quanten und man spricht von zirkularer Polarisation. Die γ -Quanten treffen auf ein Wasserstoff enthaltendes Target. Die Spins der Wasserstoffatomkerne (Protonen) des Targets sind ebenfalls ausgerichtet [18]. Doppelpolarisationsexperimente mit polarisierten Photonen und Protonen sind besonders empfindlich auch auf kleine Resonanzbeiträge. Erste, noch vorläufige Ergebnisse mit linear polarisierten Photonen und longitudinal polarisierten Protonen wurden im letzten Jahr vorgestellt [19] (Abb. 6).

Damit stehen nun völlig neue Instrumente zur Verfügung, mit denen sich erstmals die realistische Chance ergibt, das Anregungsspektrum des Protons mit seinen breiten, sich überlappenden Resonanzen in einem weiten Massenbereich auszumessen, ihre Massen, Breiten und ihre Kopplungen an die verschiedenen Zerfallskanäle zu bestimmen und die Modelle einem wirklich signifikanten Test zu unterziehen. Neue Ergebnisse zur Spektroskopie des Protons in den kommenden Jahren sollten zwischen den hier vorgestellten Interpretationen differenzieren. Drei DFG-Sonderfor-

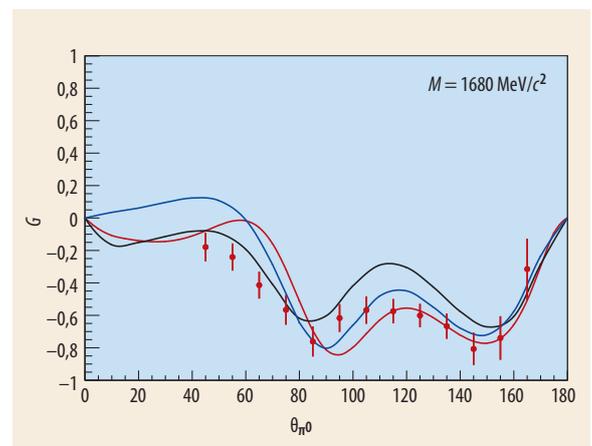


Abb. 6 Erste Messung der Doppelpolarisationsvariablen G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. G gibt die Korrelation zwischen der Polarisation der einlaufenden γ -Quanten und der Polarisation des Protons entlang der γ -Flugrichtung an. Die Korrelation ist eine Funktion des Winkels zwischen der γ -Polarisationsebene und der Reaktionsebene. Keines der zur Zeit vorhandenen Modelle beschreibt die Daten, die Variable G trägt neue Information [19].

schungsbereiche entlang der Rheinschiene, in Bonn, Darmstadt und Mainz, haben zumindest als wichtiges Teilziel ein tieferes Verständnis der QCD und die Aufklärung ihres Beitrages zur Masse des Universums.

Auf jeden Fall hat sich gezeigt, dass die Masse ein recht schwierig zu fassender Begriff ist, der sich von unserer Anschauung weit entfernt hat. 96 Prozent der Masse unsere Universums verbirgt sich in völlig neuen Erscheinungsformen wie Dunkler Materie und Dunkler Energie. Im Mikrokosmos müssen wir von den verbleibenden 4 Prozent der Materie 99 Prozent dem Energieinhalt der Farbfelder im Inneren des Protons zuschreiben. Bei Bestrahlung eines Protons mit hochenergetischen Photonen und der Anregung der Protonen in massereichere Zustände wird der mittlere Abstand der Quarks voneinander erhöht und die Feldenergie steigt. Diesem Anwachsen der Masse kann man in den Experimenten sozusagen „zuschauen“.

Literatur

- [1] *B. Leibundgut*, Physik Journal, Januar 2007, S. 16
- [2] *J. Jochum*, Physik Journal, April 2000, S. 17
- [3] *G. Drexlin*, Physik Journal, Februar 1999, S. 25
- [4] *K. Desch und N. Wermes*, Physik Journal, April 2000, S. 35
- [5] *V. G. Bornyakov et al.* [DIK Collaboration], Phys. Rev. D **70**, 054506 (2004)
- [6] *F. Wilczek*, Physics Today, November 1999, S. 11, Januar 2000, S. 13
- [7] *E. Klempt und A. Zaitsev*, Phys. Rept. **454**, 1 (2007)
- [8] *C. Quigg und B. D. Winstein*, Physik Journal, Dez. 2008, S. 19
- [9] *A. Sommerfeld*, Atombau und Spektrallinien, Vieweg, Braun-

- schweig (1919), Vorwort zur 1. Auflage
- [10] *S. Capstick und N. Isgur*, Phys. Rev. D **34**, 2809 (1986).
- [11] *U. Löring, B. C. Metsch, H. R. Petry*, Eur. Phys. J. A **10**, 395 (2001)
- [12] *H. Fritzsche*, Physik Journal, Dezember 1999, S. 20
- [13] *H. Forkel und E. Klempt*, Phys. Lett. B **679**, 77 (2009)
- [14] *L. Y. Glozman*, Phys. Rept. **444**, 1 (2007)
- [15] *M. Kotulla, V. Metag, U. Mosel*, Physik Journal, März 2009, S. 41
- [16] *W. Hillert*, Europ. Phys. J. A **28S1**, 139 (2006)
- [17] *V. Sokhoyan* (für die Crystal Barrel/TAPS Kollaboration), DPG Frühjahrstagung (HK 52.7), Bonn, 15. – 19. März 2010
- [18] *H. Dutz*, Nucl. Instr. Methods **A526**, 117 (2004)
- [19] *A. Thiel* (für die Crystal Barrel/TAPS Kollaboration), Hadron 2009, 11-29 to 12-04, Tallahassee (FL)

DER AUTOR

Eberhard Klempt (FV Hadronen und Kerne, FV Teilchenphysik) studierte Physik in Bonn und promovierte mit einer Messung des anomalen magnetischen Momentes des Elektrons. Anschließend wechselte er an die Universität Mainz. Über die Untersuchung leichter exotischer Wasserstoffatome am CERN in Genf (ab 1972) kam er auf das Studium der Mesonen und zur Suche nach Gluebällen. 1980 bis 1990 war er Sprecher der ASTERIX-Kollaboration am LEAR (CERN), anschließend arbeitete er mit am Crystal Barrel Experiment (1990 bis 1996). Nach seiner Berufung an das Institut für Strahlen- und Kernphysik der Uni Bonn im Jahre 1993 beteiligte er sich mit seiner Gruppe am Bau des Crystal Barrel Detektors in Bonn und widmete sich dem Studium der Anregungen des Protons. Seit 2004 ist er im Ruhestand, arbeitet jedoch weiterhin am SFB/TR16 mit.

