

Die Simulation eines Teilchenereignisses am Belle II-Experiment zeigt ein  $X(3872)$ , das in  $J/\psi\pi^+\pi^-$  zerfällt. Das kurzlebige  $J/\psi$  zerfällt in ein  $e^+e^-$ -Paar, nachgewiesen im elektromagnetischen Kalorimeter (rote Balken). Im Magnetfeld von 1,5 T bewegen sich die Pionen auf spiralförmigen Trajektorien (türkis). Bis 2027 werden etwa 14400 dieser Ereignisse erwartet. Ein hochauflösender Siliziumdetektor mit 8 Mio. Pixeln (orange) ist ein deutscher Beitrag zum Experiment.

## TEILCHENPHYSIK

# Aktenzeichen XYZ ... ungelöst

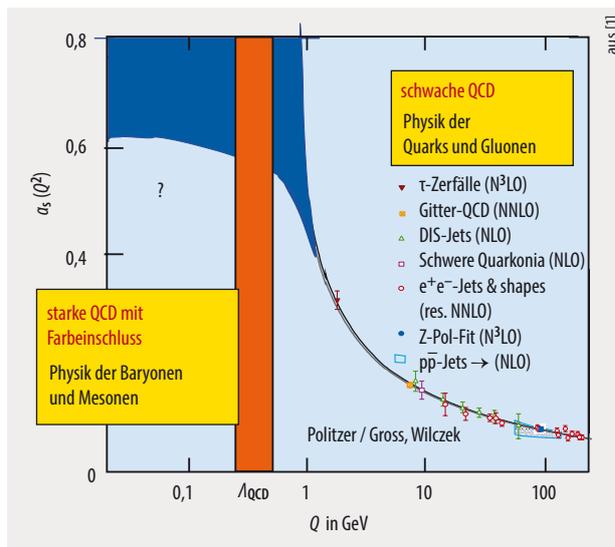
XYZ-Zustände lassen sich nicht im bekannten Teilchenzoo einordnen.

Kai-Thomas Brinkmann, Christoph Hanhart und Jens Sören Lange

**In den letzten 15 Jahren wurden zahlreiche neue Teilchen entdeckt, die schwere Quark-Antiquark-Paare enthalten, aber nicht im Rahmen des Quarkmodells erklärbar sind. Diese exotischen Teilchen – je nach Quantenzahl als X, Y oder Z bezeichnet – passen nicht zum Anregungsspektrum schwerer Mesonen. Die kürzlich entdeckten leichteren Teilchen erfüllen dagegen die Erwartungen eines erweiterten Quarkmodells.**

**A**ls sich in den 1950er- und 1960er-Jahren die Beschleunigertechnologie verbesserte und immer höhere Energiebereiche für die Spektroskopie zugänglich machte, wurden 32 neue Teilchen gefunden, die niemand erwartet hatte: 17 Mesonen mit ganzzahligem

Spin und 15 Baryonen mit halbzahligem Spin. Zuvor waren nur die drei Ladungszustände des Pions sowie Proton und Neutron bekannt. Ordnung in diesen Teilchenzoo brachten Anfang der 1960er-Jahre unabhängig voneinander Murray Gell-Mann, Yuval Ne'eman und George Zweig. Sie postulierten, dass die entdeckten Teilchen unterschiedliche Kombinationen aus drei Partonen oder deren Antiteilchen enthalten. Gell-Mann taufte diese Partonen Quarks, Zweig nannte sie Asse. Heute heißen sie up- (u), down- (d) und strange-Quark (s). Mit der Vorhersage eines bis dahin unentdeckten Teilchens – dem  $\Omega^-$ , aufgebaut aus drei s-Quarks – verhalf Gell-Mann dem Quarkmodell zur allgemeinen Anerkennung und erhielt dafür 1969 den Physik-Nobelpreis. In diesem Modell bestehen Mesonen aus einem



**Abb. 1** Der Wert der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  hängt vom Impulsübertrag  $Q$  beim beobachteten Prozess ab. Die Kopplung ist bei großen Impulsüberträgen schwach und wächst mit abnehmendem Impulsübertrag (asymptotische Freiheit). Große Werte von  $Q$  entsprechen kleinen Abständen.

Quark und einem Antiquark, Baryonen setzen sich aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammen.

Getrieben von immer präziseren Experimenten bei immer höheren Energien sowie von bahnbrechenden theoretischen Arbeiten hat sich in den folgenden Jahrzehnten unser Verständnis der Wechselwirkung zwischen den Quarks rasant entwickelt. Der entsprechende Teil des Standardmodells der Teilchenphysik ist als Quantenchromodynamik (QCD) bekannt. In ihrer Struktur ähnelt sie der Quantenelektrodynamik (QED). Allerdings enthält die QED nur eine Ladung mit Antiladung, während es in der QCD drei Ladungen und ihre Antiladungen gibt. Daraus leitet sich der Name „Farbdynamik“ ab: Analog zu den drei Grundfarben werden die Ladungen der QCD üblicherweise als rot (r), grün (g) und blau (b) bezeichnet. Objekten, die nach außen keine starke Ladung tragen, ist analog zum ladungsneutralen Atom die Farbe weiß zugeordnet. Aufgrund der drei Farben müssen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung selbst Farbladungen und -Antiladungen tragen. Von den neun möglichen Kombinationen

aus Farbe und Antifarbe entfällt die Spur, die mit der Linearkombination  $(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$  weiß ist und damit nicht vom Photon unterscheidbar. Die acht Austauschteilchen heißen Gluonen. Seit den 1970er-Jahren wurde das Modell um drei weitere Partonen ergänzt: charm- (c), bottom- (b, auch beauty-) und top-Quark (t). Die Quarks up, charm und top tragen eine Ladung von  $+2/3e$ , down, strange und bottom von  $-1/3e$  mit der Elementarladung  $e$ .

Die Zahl der Farbladungen beeinflusst den Wert der Kopplungsstärke  $\alpha_s(Q^2)$  der QCD. Diese ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quark oder ein Gluon ein Gluon abstrahlt. Während sie bei kleinen Abständen und damit großen Impulsüberträgen  $Q$  niedrig ist, wächst sie bei großen Abständen, also kleinen Impulsüberträgen stark an. Diese asymptotische Freiheit ermöglicht es, in Hochenergieexperimenten Quarks und Gluonen fast direkt zu untersuchen. Beispielsweise ist die Rate für die Umwandlung eines Photons in Hadronen direkt aus der Photon-Quark-Wechselwirkung berechenbar. Bei niedrigen Energien ist es hingegen nicht möglich, ein einzelnes Quark oder generell eine Substruktur mit Farbladung aus dem Verbund zu lösen. Dieses Phänomen des Farbeinschlusses oder Confinement betrifft alle Hadronen, also alle farbneutralen Bindungszustände der QCD.

Mit  $\Lambda_{\text{QCD}}$  existiert eine physikalische Skala, bei der alle Rechnungen, die auf der Entwicklung in Potenzen von  $\alpha_s$  beruhen, divergieren. Diese Massenskala trennt die schwache und starke QCD (**Abb. 1**) und erlaubt es, schwere und leichte Quarks zu definieren: Die leichten Quarks u, d und s besitzen eine Masse unter  $\Lambda_{\text{QCD}}$ , die Masse der schweren Quarks c, s und t liegt darüber. Als Fermionen haben alle Quarks einen Spin von 1/2. Bei mesonischen Grundzuständen gibt es zwischen Quark und Antiquark keinen Bahndrehimpuls. Mesonen besitzen daher entweder den Gesamtdrehimpuls 1 oder 0 (**Infokasten** „Zustände mit schweren Quarks“).

Die Physik der leichten und der schweren Quarks unterscheidet sich stark. Insbesondere verhalten sich Mesonen aus einem schweren Quark und dem zugehörigen Antiquark bei niedrigen Anregungsenergien analog zum Positronium, da sich hier die starke Wechselwirkung in guter Näherung mit dem Coulomb-Potential beschreiben lässt. Bei höheren Anregungen setzt ein linear wachsendes

## Zustände mit schweren Quarks

Zustände mit einem schweren Quark und einem leichten Antiquark lassen sich durch die Quantenzahlen der leichten Quarks charakterisieren. Im Grundzustand gilt  $j^P = 1/2^-$ ; im nicht-relativistischen Quarkmodell (NRQM) entspricht dies einem einzelnen Antiquark ohne Bahndrehimpuls. Dabei stehen  $j$  für den Gesamtdrehimpuls und  $P$  für die Parität. Koppelt man daran das schwere Quark mit  $j^P = 1/2^+$ , resultieren die Teilchen  $D$  und  $\bar{B}$  mit  $J = 0$  sowie  $D^*$  und  $\bar{B}^*$  mit  $J = 1$ . Gemäß Konvention ergibt sich aus dem Vorzeichen der Ladung des schweren Quarks, ob das Meson Teilchen (positive Ladung) oder Antiteilchen genannt wird.

Bei den nächsten Anregungen trägt das leichte Quark  $j^P = 1/2^+$  und  $j^P = 3/2^+$ ; im NRQM liegt eine Anregung des leichten Quarks mit

$L = 1$  vor. Die Zustände  $\{D_0(2400), D_1(2430)\}$  und  $\{D_1(2420), D_2^*(2460)\}$  bilden sich, wobei die Zahl in Klammern etwa der Masse des Teilchens in MeV entspricht. Die Lebensdauer des ersten Paares ist um eine Größenordnung kürzer als die des zweiten, da dessen höherer Bahndrehimpuls den Zerfall unwahrscheinlicher macht.

Charmonium- ( $c\bar{c}$ ) und Bottomonium-Zustände ( $b\bar{b}$ ) erhalten gemäß ihrer Quantenzahlen die traditionellen Namen des Quarkmodells mit einem Index c oder b:  $\eta_c$  und  $\eta_b$  ( $J^{PC} = 0^{-+}$ ),  $\psi$  und  $Y$  ( $J^{PC} = 1^{-}$ ),  $h_c$  und  $h_b$  ( $J^{PC} = 1^{+-}$ ),  $\chi_{cJ}$  und  $\chi_{bJ}$  ( $J^{PC} = J^{++}$ ). Bei angeregten Zuständen steht die Masse in Klammern. Die neu entdeckten Zustände X, Y und Z beschreibt das NRQM nicht. Zustände mit  $J^{PC} = 1^{-}$  heißen Y, geladene Zustände Z, alle anderen erhielten den Namen X.

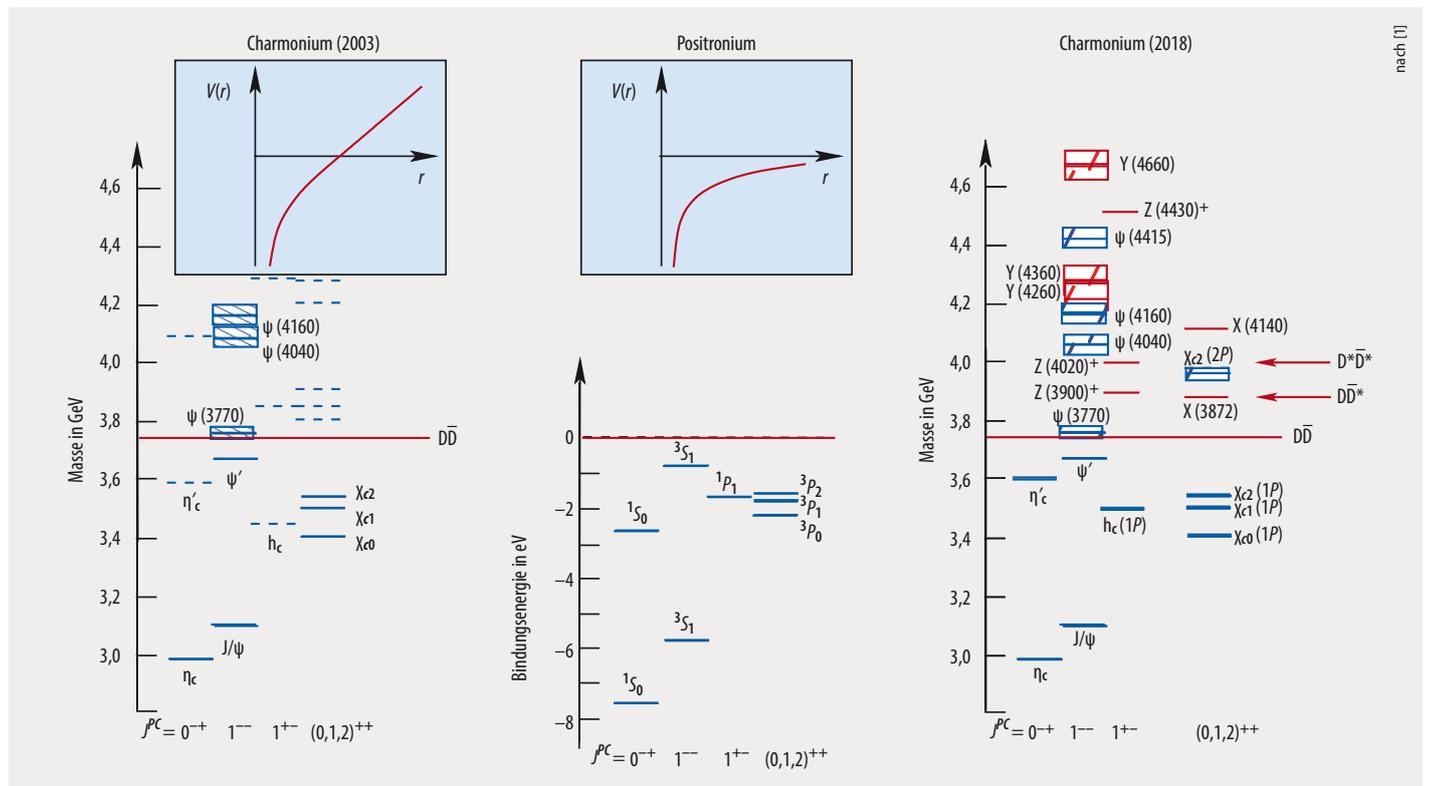
Potential ein, welches das Confinement parametrisiert. Daher sollten im Gegensatz zum Positronium auch angeregte Zustände – man spricht synonym von Teilchen – oberhalb der ersten Zerfallsschwelle in ein leichteres System existieren. Für die Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^-$  wurden diese bereits gefunden. Solche Mesonen heißen Quarkonia bzw. spezifischer Charmonia (Charm-Anticharm-Zustände,  $c\bar{c}$ ) oder Bottomonia (Bottom-Antibottom-Zustände,  $b\bar{b}$ ). Da das Top-Quark zu schnell zerfällt, um Bindungen auszubilden, spielen Top-Antitop-Zustände keine Rolle. Für Charmonia erwartete man vor knapp 20 Jahren, dass das Quarkmodell bis dahin nicht beobachtete Zustände in guter Näherung vorhersagt (Abb. 2, links) und dass kleine Abweichungen lehrreich für die Entwicklung der QCD sein könnten.

### Beobachtung exotischer Zustände

Doch die Experimente Belle und BaBar mit ihren riesigen Datenmengen und der daraus resultierenden sehr viel höheren Präzision bei der Hadronenspektroskopie führten auf einen anderen Weg. Die beiden fehlenden niedrig liegenden Charmonium-Zustände  $\eta'_c$  – die erste radiale Anregung des  $\eta_c$  – und  $h_c$  – der erste Zustand mit Spin 0 und Bahndrehimpuls 1 – traten tatsächlich bei den vorhergesagten Mas-

sen auf. Doch bei Massen oberhalb der Schwelle für den Zerfall in zwei schwere Mesonen  $D\bar{D}$ , die je ein schweres (Anti)-Quark sowie leichte Quarks enthalten, waren die Abweichungen von den Vorhersagen alles andere als klein. Dies zeigt der Vergleich der erwarteten Werte mit den gemessenen (Abb. 2, links: gestrichelt, rechts: rot) [2 – 7].

Die Entdeckung von X(3872) mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{++}$  am Belle-Experiment eröffnete den Reigen unerwarteter Zustände (Abb. auf Seite 39) [8]. Das Potentialmodell sagt für einen Zustand mit diesen Quantenzahlen aber eine um etwa 50 MeV höhere Masse voraus, während ansonsten die Abweichungen mit etwa 2 bis 3 MeV eine Größenordnung niedriger ausfallen! Zudem muss das Pionenpaar beim Zerfall  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  die Quantenzahlen des  $\rho$ -Mesons ( $J^{PC} = 1^-$ ) tragen. Der Endzustand hat also einen Isospin von 1 (Infokasten „Symmetrien“). Allerdings findet genauso häufig der Zerfall  $X(3872) \rightarrow J/\psi \omega$  mit Isospin 0 statt, was die Erhaltung des Isospins verletzt. Im Charmonium-System ließen sich nur zwei weitere ähnliche Zerfälle beobachten, beide jedoch mit Verzweungsverhältnissen, die um zwei Größenordnungen kleiner sind als im Fall des X(3872), was seine exotische Natur verdeutlicht. Mittlerweile wurden fünf verschiedene Zerfallsmoden des X(3872) beobachtet, unter anderem am LHCb-Experiment (Abb. 3).



**Abb. 2** Das Charmonium-Spektrum vor 2003 (links) ähnelt unterhalb der Zerfallsschwelle in  $D\bar{D}$ -Zustände dem Spektrum von Positronium (Mitte). Die Charmonium-Zustände sind gemäß dem Namensschema der Particle Data Group benannt. Beim Positronium gilt  $^{(2S+1)L_J}$ , wobei  $S$ ,  $L$  und  $J$  den Spin, Bahndrehimpuls und Gesamtdrehimpuls bezeichnen.  $P$  und  $C$  stehen für Parität und Verhalten unter Ladungskonjugation. Das Bindungspotential  $V(r)$  der schweren Quarks verhält sich bei kleinen Abständen wie ein Coulomb-Potential, bei großen Abständen wächst es linear. Das Charmonium-

Spektrum von 2018 (rechts) zeigt die experimentell etablierten Zustände – ohne 15 weitere, noch nicht bestätigte Zustände. Im linken Bild passt alles zum Quarkmodell: Gestrichelt sind Vorhersagen gezeigt, die noch nicht gefunden waren, durchgezogen sind die bereits bestätigten. Rechts sind diejenigen Zustände in blau gezeigt, die zum Quarkmodell zu passen scheinen, in rot die vermutlich exotischen Zustände. Die Schwellen für den Zerfall nach  $D\bar{D}$ ,  $D\bar{D}^*$  und  $D^*\bar{D}^*$  sind eingezeichnet.

Das  $Y(4260)$  wurde am BaBar-Experiment im Endzustand  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  entdeckt [10] und kurz danach am Belle-Experiment bestätigt [11]. Hierbei hat entweder das Elektron oder das Positron vor der Kollision und Erzeugung des  $Y(4260)$  ein Photon abgestrahlt. Das reduzierte die Schwerpunktsenergie der Kollision, die sich eigentlich aus der Beschleunigerenergie von über 10 GeV ergibt, auf Energien in der Massenregion des Charmoniums. Das  $Y(4260)$  wird demnach über ein virtuelles Photon in der  $e^+e^-$ -Kollision gebildet, was seine Quantenzahlen zu  $J^{PC} = 1^-$  fixiert. In dieser Massenregion existieren bereits vom Potentialmodell vorhergesagte und experimentell nachgewiesene Charmonium-Zustände mit diesen Quantenzahlen: Das  $Y(4260)$  stellt eine Überpopulation dar, auf die das Quarkmodell keine naheliegende Antwort zu haben scheint (Abb. 2). Zudem wäre bei einem Teilchen mit einer derart hohen Masse gemäß des Quarkmodells zu erwarten, dass der Zerfall in Paare von Mesonen mit c-Quarks dominiert. Die kinematische Schwelle für solche Paare  $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$  liegt etwa 400 MeV tiefer, was zu einem entsprechend großen Phasenraum führt. Diese Zerfälle wurden jedoch nicht beobachtet.

Das BESIII-Experiment in Peking läutete 2008 eine neue Ära von Untersuchungen ein. Da sich die Energie des BEPCII-Beschleunigers auf die Position des  $Y(4260)$  adjustieren ließ, stieg die Zahl der Ereignisse durch resonante Produktion um ein Vielfaches. Dies ermöglichte es, Zerfälle von  $Y(4260)$  mit und ohne Spin-Flip des schweren Quarks zu beobachten (Abb. 4). Der beobachtete große Wirkungsquerschnitt in beiden Kanäle unterstreicht die exotische Natur des Teilchens (Infokasten „Symmetrien“).

Das Belle-Experiment fand 2008 mit  $Z_c(4430)$  den ersten Vertreter einer weiteren Klasse exotischer Zustände [14]. Dieser elektrisch geladene Zustand zerfällt in ein  $J/\psi$  oder ein  $\psi'$ , jeweils zusammen mit einem geladenen Pion. In der QCD ist die Erzeugung eines  $c\bar{c}$ -Zustands im Zerfall stark unterdrückt, sodass das ungeladene  $c\bar{c}$ -Paar bereits vor dem Zerfall in dem Teilchen vorhanden sein sollte. Daher enthält  $Z_c(4430)$  mindestens vier Quarks. Das LHCb-Experiment bestätigte 2014 die Existenz von  $Z_c(4430)$  mit einer um zwei Größenordnungen höheren

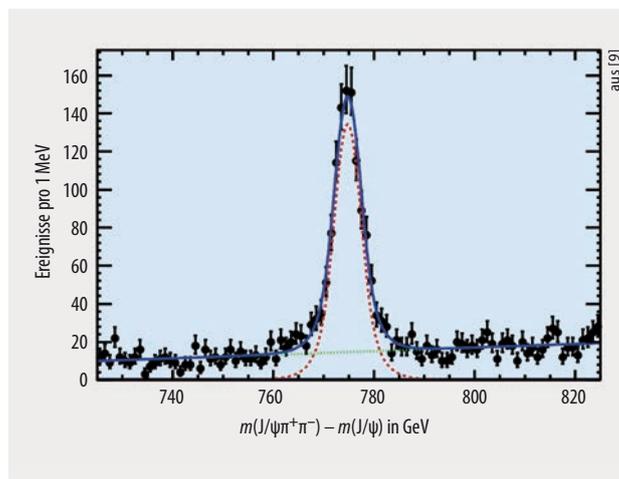


Abb. 3 Dieses Signal des Zerfalls von  $X(3872)$  in  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  ließ sich mithilfe des LHCb-Detektors am Large Hadron Collider messen.

Anzahl von Ereignissen. Inzwischen hat BESIII gezeigt, dass Zerfälle von  $Y(4260)$  sowohl  $X(3872)$  als auch die beiden geladenen Zustände  $Z_c(3900)$  und  $Z_c(4020)$  mit ähnlichen Eigenschaften wie  $Z_c(4430)$  bevölkern. Diese Übergänge zwischen exotischen Zuständen deuten auf eine gemeinsame Natur hin.

Bereits 2011 gelang der Nachweis der geladenen Zustände  $Z_b(10610)$  und  $Z_b(10650)$  [17], die  $\bar{b}b$  enthalten (Abb. 5). Zerfälle der vierten radialen Anregung des  $\bar{b}b$ -Systems mit Spin 1 und Bahndrehimpuls 0, bezeichnet als  $Y(5S)$ , am Belle-Experiment dienten dazu, die Energie des KEKB-Beschleunigers optimal einzustellen. Da einige gemessene Zerfallswahrscheinlichkeiten um einen Faktor  $10^3$  größer sind als im Falle anderer Bottomonium-Zustände, ist  $Y(5S)$  vermutlich selbst exotisch. Zudem zeigte sich in  $Z_b$ -Zerfällen, dass Übergänge der b-Quarks ohne Spin-Flip wie der Zerfall in  $Y(3S)\pi$  (Abb. 5a) und mit Spin-Flip wie der Zerfall in  $h_b\pi$  (Abb. 5b) vergleichbar stark sind. Dafür gibt es, wie oben bereits für Charmonia erwähnt, auch bei Bottomonia bisher keine Erklärung (Infokasten „Symmetrien“).

Alle bisher beschriebenen, exotischen Zustände besitzen eine gerade Anzahl von Quarks und Antiquarks. Am

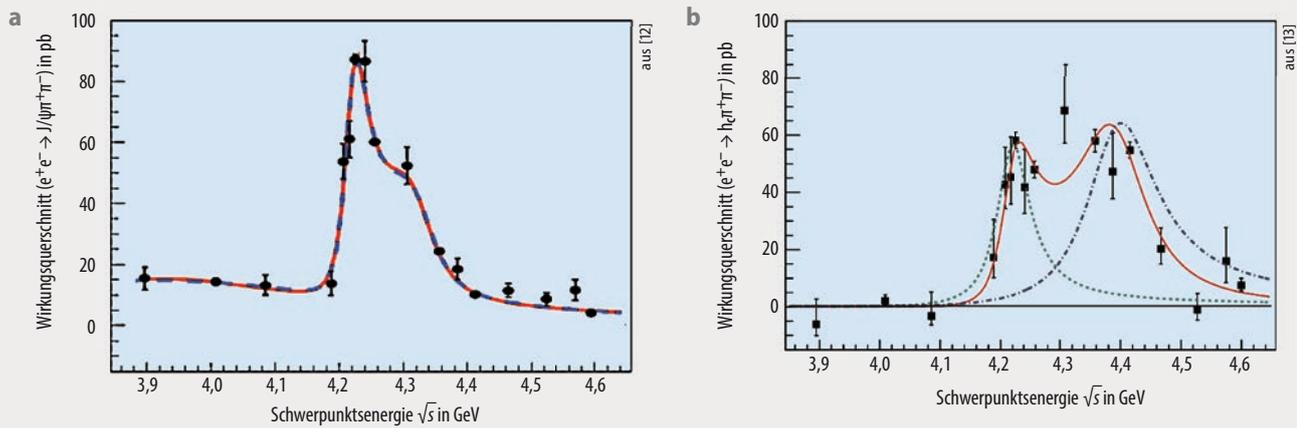
## Näherungsweise Symmetrien der QCD

Die QCD weist sowohl im Sektor leichter als auch schwerer Quarks Symmetrien auf, die helfen, die Struktur der Hadronen zu verstehen. Zwei davon sind für diesen Artikel relevant:

Die **Isospin-Symmetrie** resultiert, weil die QCD nicht zwischen den Quarktypen (Flavors) unterscheidet und die Massen der beiden leichtesten Quarks signifikant unter  $\Lambda_{QCD}$  liegen. In diesem Sinne lassen sich up- und down-Quarks als identische Teilchen betrachten, zusammengefasst in einem Dublett, unterschieden nur durch die dritte Komponente des Isospins, die  $+1/2$  oder  $-1/2$  sein kann. Alle anderen Quarks haben Isospin 0. Weil für den Isospin die gleichen Rechenregeln wie für Drehimpulse gelten, ergeben sich für leichte Quarks und leichte Antiquarks je drei Isospin-1-Zustände mit Spin 1 ( $\rho^+$ ,  $\rho^0$ ,  $\rho^-$ ) und Spin 0 ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) sowie ein Isospin-0-Zustand mit Spin 1 ( $\omega$ ) und Spin 0 ( $\eta$  mit signifikantem  $s\bar{s}$ -Anteil). Der Isospin ist

nicht exakt erhalten, also auch nicht der Gesamt-Isospin einer Reaktion. Die unterschiedlichen Massen und Ladungen von up- und down-Quark brechen die Isospin-Symmetrie – die Effekte machen üblicherweise nur wenige Prozent aus:  $(M_n - M_p)/M_p = 0,1\%$  und  $(M_{\pi^+} - M_{\pi^0})/M_{\pi^0} = 3\%$ .

Die **Spin-Symmetrie** beruht auf der Tatsache, dass spinabhängige Wechselwirkungen wie  $\mu\vec{B} \cdot \vec{S}$  skalieren und in stark wechselwirkenden Systemen das (farb-)magnetische Feld  $|\vec{B}| \approx \Lambda_{QCD}$  ist. Des Weiteren gilt für das Bohrsche Magneton  $\mu \propto 1/M_Q$ , wobei  $M_Q$  die Masse des schweren Quarks ist. Daher ist in Systemen schwerer Quarks in guter Näherung der Spin der schweren Quarks erhalten. Die Korrekturen hierzu sollten im Charm-Sektor ( $\Lambda_{QCD}/M_Q \approx 0,1$ ) und im Bottom-Sektor ( $\Lambda_{QCD}/M_Q \approx 0,05$ ) klein sein.



**Abb. 4** Am BESIII-Experiment ließen sich Wirkungsquerschnitte in den Kanälen  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  für schwere Quarks mit Spin 1 (a) und  $h_c \pi^+ \pi^-$  für schwere Quarks mit Spin 0 bestimmen (b). Beide Endzustände zeigen eine Struktur bei 4220 MeV, die  $Y(4260)$  zugeschrieben wird.

LHCb-Experiment wurde 2015 ein schmaler Zustand entdeckt, der in ein  $J/\psi$  und ein Proton zerfällt [18] und vermutlich aus vier Quarks und einem Antiquark aufgebaut ist. Dieses Pentaquark weist darauf hin, dass die oben beschriebenen Phänomene nicht auf Mesonen beschränkt sein müssen, sondern auch bei Baryonen auftreten könnten.

### Erweiterungen des einfachsten Quarkmodells

Oberhalb der Zerfallsschwellen liegen für Charmonium 23 und für Bottomonium zwei Zustände vor, die nicht zu den Vorhersagen des Quarkmodells passen. Davon sind zurzeit acht bzw. beide experimentell unabhängig bestätigt. Für deren Natur bietet die QCD viel Raum zur Spekulation (**Abb. 6**). Zunächst ist grob zwischen gluonischen Anregungen und Multi-Quark-Zuständen zu unterscheiden. Für gluonische Anregungen kommen zwei mögliche Varianten infrage: Gluebälle sind Bindungszustände, die sich rein aus Gluonen zusammensetzen; Hybride entsprechen Quark-Antiquark-Zuständen, in denen die gluonischen Freiheitsgrade zu den Quantenzahlen des Zustands beitragen. Beide Strukturen stehen seit Jahrzehnten im Fokus theoretischer Arbeiten, sind aber nicht in der Lage, die geladenen exotischen Teilchen zu erklären. Denn ein Bindungszustand aus einem Quark und seinem Antiquark ist immer elektrisch neutral, was auf diese Art von Strukturen nicht zutreffen muss. Bezüglich der Multi-Quark-Zustände konzentriert sich die Forschung derzeit vor allem auf drei Gruppen: Tetraquarks, Hadroquarkonia und hadronische Moleküle.

Tetraquarks erweitern das einfachste Quarkmodell recht naheliegend unter der Annahme, dass sich in diesen exotischen Strukturen zwei Quarks (genannt: Diquark) und zwei Antiquarks (Anti-Diquark) paarweise zu kompakten nicht-farbneutralen Strukturen gruppieren, um so farbneutrale Bindungszustände aus Diquarks und Anti-Diquarks zu bilden. Die Wechselwirkung zwischen den Bausteinen wird analog zum etablierten Quarkmodell beschrieben. Solche Diquark-Anti-Diquark-Modelle sagen sehr viele Zustände voraus, die jeweils paarweise als geladene (iso-

vektorielle) und ungeladene (isoskalare) Teilchen auftreten sollten. Damit nur spezielle Zustände beobachtbar sind, müssen besondere Mechanismen die Bildung der anderen unterdrücken. Sollten kompakte Diquarks relevante Bausteine von Hadronen sein, sollte sich das auf die Struktur von Baryonen mit schweren Quarks auswirken [19].

Dagegen bildet in Hadroquarkonia ein kompaktes Paar aus einem schweren Quark und seinem Antiquark den Kern des exotischen Teilchens. Diesen umgibt eine Hülle aus leichten Quarks, welche die QCD-Version der Van-der-Waals-Kräfte an den Kern bindet. Beim Zerfall wird die Hülle aus leichten Quarks abgestrahlt, sodass lediglich der Quarkoniumkern übrig bleibt. Dieser Mechanismus könnte den Zerfall von  $Y(4260)$  in  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  und  $h_c \pi^+ \pi^-$  erklären (**Abb. 4**). Dann wären die beiden vermutlich zugrunde liegenden Zustände Mischungen aus einer Wolke leichter Quarks mit den Quantenzahlen  $0^{++}$  und einem Kern mit  $J^{PC} = 1^{--}$  bzw. aus einer Wolke mit  $0^{++}$  und einem Kern mit  $J^{PC} = 1^{+-}$ . Diese Hypothese impliziert die Existenz von Spin-Partner-Zuständen. Insbesondere sollte es zwei Zustände

### Größe von Bindungszuständen

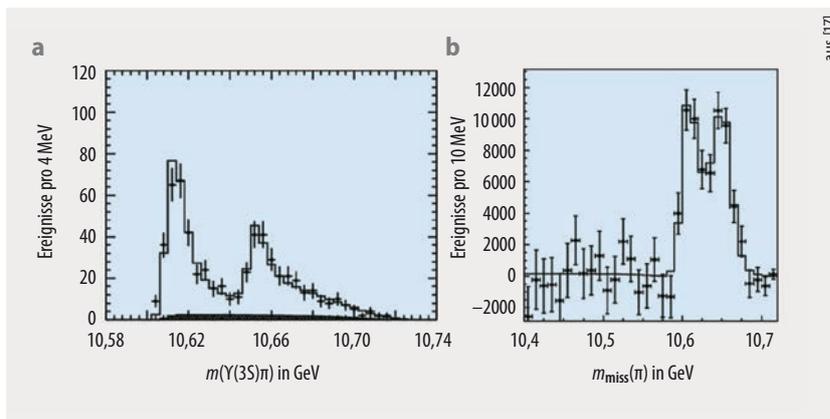
Die **radiale Schrödinger-Gleichung** für einen Bindungszustand ohne Bahndrehimpuls (S-Welle) aus zwei Konstituenten der Massen  $m_1$  und  $m_2$  lautet

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + V(r) + E_B\right)u(r) = 0,$$

wobei die reduzierte Masse  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  ist. Die Größe des Bindungszustands leitet sich aus dem Verhalten der Wellenfunktion für  $r \rightarrow \infty$  ab. Bei endlicher Reichweite ist das Potential im Grenzwert vernachlässigbar, und es gilt

$$u(r) \sim \exp(-r/r_B),$$

mit  $r_B = \hbar / \sqrt{2\mu E_B}$ . Daher ist  $r_B$  ein Maß für die Ausdehnung eines schwach gebundenen Bindungszustands. Die Formel gilt übrigens auch für das Wasserstoffatom mit  $E_B = m_e c^2 \alpha_{\text{QED}}^2 / 2$  und  $\mu = m_e$ . Hierbei bezeichnen  $\alpha_{\text{QED}} = e^2 / (4\pi\epsilon_0 \hbar c) = 1/137$  die elektromagnetische Feinstrukturkonstante und  $m_e$  die Masse des Elektrons. Die Größe  $r_B$  ist universell, hängt also nicht von der konkreten Form des Bindungspotentials ab.



**Abb. 5** Die geladenen Zustände  $Z_b(10610)$  und  $Z_b(10650)$  zeigen sich in der Massenregion von Bottomonium in den Zerfällen nach  $Y(3S)\pi^\pm$  (a) und  $h_b\pi^\pm$  (b). Der zweite Fall nutzt nicht die Rekonstruktion der invarianten Masse, sondern die Kenntnis des Anfangszustands aus. Die fehlende Masse („missing mass“) in Bezug auf ein nachgewiesenes, geladenes Pion erlaubt es, die  $Z_b$ -Zustände indirekt zu beobachten.

für  $\eta_c$  bei etwa 4140 und 4320 MeV geben und daneben die Zustände  $\eta_{c1}$  mit  $J^{PC} = 1^{-+}$  bei 4310 MeV sowie  $\eta_{c2}$  mit  $J^{PC} = 2^{-+}$  bei 4350 MeV. Die Quantenzahlen für  $\eta_{c1}$  sind jedoch im Quarkmodell nicht möglich, und die Kombinationen von Massen und Quantenzahlen weichen deutlich von denen des Tetraquarkbildes ab [20]. Für diese Quantenzahlen liegen noch keine experimentellen Ergebnisse vor.

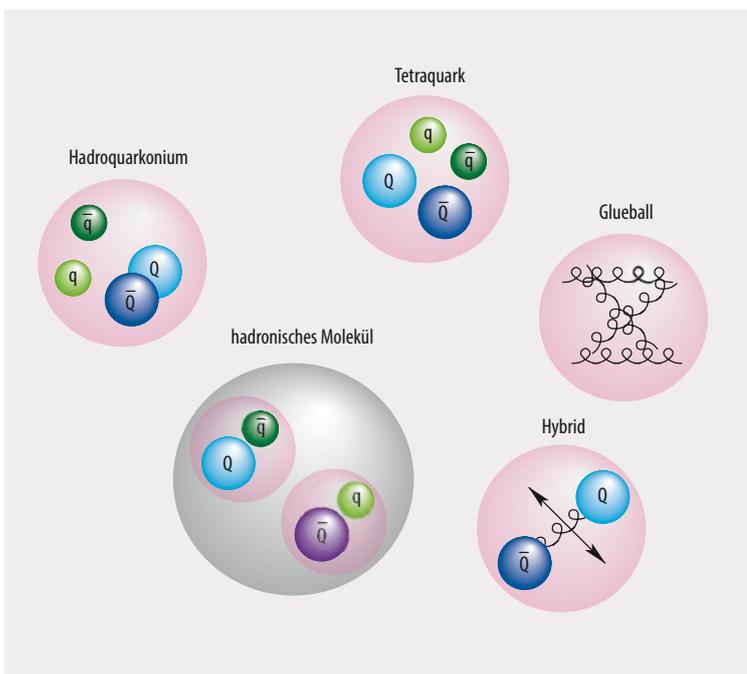
Hadronische Moleküle setzen sich aus zwei farbneutralen Mesonen zusammen. Auf den ersten Blick scheint ihre Struktur derjenigen der Tetraquarks zu ähneln, weil sie anstelle von Diquarks ( $qq$ ) und Anti-Diquarks ( $\bar{q}\bar{q}$ ) aus Quark-Antiquark-Paaren ( $q\bar{q}$ ) bestehen. Was jedoch wie eine einfache Umsortierung anmutet, ändert das Verhalten der Wellenfunktion dramatisch und rechtfertigt, von einer neuen Struktur zu sprechen. Dafür betrachten wir ein hadronisches Molekül, dessen Masse knapp unterhalb der Zerfallsschwelle in seine Konstituenten liegt. Das relevante Maß für die Ausdehnung eines solchen Zustands ist der Bohr-Radius  $r_B = \hbar \cdot (2\mu E_B)^{-1/2}$  (Infokasten „Größe von Bin-

dungszuständen“), wobei  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  die reduzierte Masse der beiden Konstituenten und  $E_B = c^2(m_1 + m_2 - M)$  die Bindungsenergie des betrachteten Moleküls bezeichnen. Eine kleine Bindungsenergie erlaubt ein sehr großes hadronisches Molekül, weil die schweren Mesonen keine Farbladung tragen. Die Bausteine von Tetraquarks tragen dagegen eine Farbladung – der Radius des Farbeinschlusses gibt die Größe des Tetraquarks vor.

Hadronische Moleküle sollten vor allem in der Nähe von Zweiteilchen-Schwellen auftreten, insbesondere wenn das System keinen Bahndrehimpuls aufweist. Damit geben die Quantenzahlen der beiden Teilchen die Quantenzahlen der zugehörigen Moleküle vor. Die leichtesten Mesonen mit einem schweren Quark besitzen negative Parität, sodass die leichtesten Moleküle, die aus Paaren dieser Zustände bestehen, positive Parität haben sollten. Genau dies wurde auch beobachtet. Außerdem müssen die Konstituenten eines Moleküls so langlebig sein, dass sich ein Bindungszustand ausbilden kann. Der leichteste schmale Zustand mit einem Charm-Quark und positiver Parität ist  $D_1(2420)$ . Darum ist der leichteste Zustand mit negativer Parität in der Nähe einer Masse von  $M_{D_1(2420)} + M_D = 4280$  MeV zu erwarten, was gut zu  $Y(4260)$  passt.

Nicht triviale Vorhersagen im hadronischen Molekülbild sind die Eigenschaften der Spinpartner, die von den oben vorgestellten Bildern teilweise deutlich abweichen, sowie die starke Kopplung an den molekülbildenden Kanal, was sich auf die Linienformen der beobachteten Zustände auswirkt. So kann das hadronische Molekülbild die Linienform des  $Y(4260)$  für den Zerfall nach  $J/\psi\pi^+\pi^-$  mit nur einem Zustand erklären (Abb. 4a). Dagegen benötigen die meisten anderen Analysen dieser Daten mindestens zwei Zustände. Nun ist aber die Anzahl der Zustände in einem gegebenen Massenintervall entscheidend, um Einblicke in die Struktur der neuen Teilchen zu bekommen [7].

In den letzten Jahren ergänzen numerische Untersuchungen der QCD im Rahmen von Gitter-Eichtheorien und systematischere Rechnungen auf Basis effektiver Feldtheorien zunehmend die Modelle zur Hadronenstruktur. Diese Entwicklungen versprechen in Zukunft fundamentale Einsichten mit direkter Verbindung zur QCD [21].



**Abb. 6** Verschiedene Ansätze versuchen, die Struktur der neuen, exotischen Teilchen zu erklären. Details finden sich im Text.

## Ausblick

Eine der wichtigsten Aufgaben bleibt das Messen des Spektrums der Zustände mit einem schweren Quark und Anti-quark mit möglichst vielen verschiedenen Quantenzahlen. Jedes der oben beschriebenen Modelle sagt weitere, bisher unbeobachtete Zustände mit bestimmten Quantenzahlen bei charakteristischen Massen vorher. Falls Diquarks einen Freiheitsgrad bilden, sollte es beispielsweise einen bisher nicht beobachteten Tetraquark-Grundzustand mit  $J^P = 0^+$  und einen geladenen Partner des  $X(3872)$  geben. Falls  $X(3872)$  ein  $D\bar{D}^*$ -Molekülzustand ist, sollte es einen Partnerzustand  $D^*\bar{D}^*$  mit  $J^{PC} = 2^{++}$  geben.

Seit März 2019 nimmt das Belle II-Experiment Daten. Bei der neuen Nanobeam-Technologie werden die Strahlen mittels supraleitender Magnete so manipuliert, dass die Kollisionszone in vertikaler Richtung nur etwa 60 nm groß ist. Daraus ergibt sich im Vergleich mit dem Belle-Experiment eine um bis zu vierzigfach höhere Luminosität und Reaktionsrate, die ermöglichen, effizient nach weiteren, bisher unbeobachteten Zuständen zu suchen, insbesondere bei seltenen Ereignissen wie dem radiativen Zerfall mit Verzweungsverhältnissen von  $\leq 10^{-3}$ .

Jeder Produktionsmechanismus bevorzugt bestimmte Quantenzahlen. So treten in Zerfällen der B-Mesonen Quantenzahlen wie  $J^{PC} = 0^{++}$  nur unterdrückt auf. Daher ist es wichtig, auch an anderen Experimenten nach neuen Zuständen zu suchen. Das Experiment BESIII wird mit der Datennahme fortfahren und LHCb nach einem Upgrade 2021 wieder beginnen. In wenigen Jahren wird zudem das PANDA-Experiment an FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) in Darmstadt seinen Betrieb aufnehmen. Dort lassen sich in Proton-Antiproton-Kollisionen prinzipiell alle Quantenzahlen anregen. Im Vergleich zu den bisher genutzten  $e^+e^-$ -Kollisionen werden signifikant höhere Raten für die Produktion von Charmonium-Zuständen erwartet. Zudem erlaubt die kleine Impulsunschärfe des Antiprotonenstrahls infolge von Strahlkühlung, die Zustandsbreite beispielsweise des  $X(3872)$  bis zu Größenordnungen von 100 keV zu messen.

In den kommenden Jahren werden deutlich verbesserte Experimente sowie weitere, systematische theoretische Studien tiefere Einsichten darüber bringen, wie die QCD Bindungszustände aus Quarks und Gluonen baut. Das würde die letzte offensichtliche große Lücke in unserem Verständnis des Standardmodells schließen. Wenn wir verstanden haben, welche fundamentalere Wechselwirkung dem Standardmodell zugrunde liegt, gilt es im nächsten Schritt zu ergründen, wie aus den Bausteinen dieser Theorie die Teilchen des Standardmodells zu konstruieren sind.

## Literatur

- [1] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018)
- [2] A. Esposito, A. Pilloni und A. D. Polosa, Phys. Rep. **668**, 1 (2016)
- [3] H. X. Chen, W. Chen, X. Liu und S. L. Zhu, Phys. Rep. **639**, 1 (2016)

- [4] R. F. Lebed, R. E. Mitchell und E. S. Swanson, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 143 (2017)
- [5] A. Ali, J. S. Lange und S. Stone, Prog. Part. Nucl. Phys. **97**, 123 (2017)
- [6] S. L. Olsen, T. Skwarnicki und D. Zieminska, Rev. Mod. Phys. **90**, 015003 (2018)
- [7] F.-K. Guo et al., Rev. Mod. Phys. **90**, 015004 (2018)
- [8] Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003)
- [9] LHCb collaboration, Phys. Rev. **D92**, 011102 (2015)
- [10] babar Collaboration, Phys. Rev. **D86**, 051102 (2012)
- [11] Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013)
- [12] BESIII Collaboration, Phys. Rev. Lett. **118**, 092001 (2017)
- [13] BESIII Collaboration, Phys. Rev. Lett. **111**, 242001 (2013)
- [14] Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. **100**, 142001 (2008)
- [15] LHCb Collaboration, Phys. Rev. Lett. **112**, 222002 (2014)
- [16] BESIII Collaboration, Phys. Rev. Lett. **110**, 252001 (2013)
- [17] Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2011)
- [18] LHCb Collaboration, Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015)
- [19] A. Ali et al., Eur. Phys. J. C **78**, 29 (2018)
- [20] M. Cleven et al., Phys. Rev. D **92**, 014005 (2015)
- [21] N. Brambilla et al., arXiv:1907.07583 [hep-ex]

## Die Autoren



Nach der Promotion in Bochum und Tätigkeiten in Stony Brook, Dresden und Bonn arbeitet **Kai-Thomas Brinkmann** (FV Hadronen und Kerne) an der U Gießen an Fragen aus der experimentellen Hadronenphysik, der Instrumentierung für Experimente wie dem an FAIR geplanten PANDA-

Experiment sowie an technologischen Innovationen im Detektorbereich und deren Umsetzung.

**Christoph Hanhart** (FV Hadronen und Kerne) untersucht am Forschungszentrum Jülich die theoretische Beschreibung nicht-perturbativer Phänomene der starken Wechselwirkung mit einem Schwerpunkt auf exotischen Zuständen. Er ist Autor von über 180 Publikationen in referierten Zeitschriften und Mitglied der Particle Data Group.

**Jens Sören Lange** (FV Teilchenphysik) ist Privatdozent an der U Gießen und arbeitet seit 20 Jahren mit dem Belle-Experiment, zu dem er mit seiner Gruppe große Teile der Echtzeitdatenerfas-



sung der Halbleiterpixeldetektoren beigetragen hat. Nach Forschungsaufenthalten am KEK, CERN, Brookhaven National Laboratory und an der GSI hat er sich 2014 über XYZ-Zustände habilitiert. Seine Freizeit verbringt er mit seiner kleinen Tochter, Jazz und Snowboarding.



**Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann**, JLU Gießen, Ludwigstr. 23, 35390 Gießen, **apl. Prof. Dr. Christoph Hanhart**, Forschungszentrum Jülich, Wilhelm-Johnen-Straße, 52425 Jülich und **Priv.-Doz. Dr. Jens Sören Lange**, JLU Gießen, Ludwigstr. 23, 35390 Gießen