

Schwache starke Wechselwirkung – die asymptotische Freiheit der Quarks

Siegfried Bethke und Peter Zerwas

Den diesjährigen Nobelpreis für Physik erhalten die theoretischen Teilchenphysiker David J. Gross, H. David Politzer und Frank Wilczek. Sie werden ausgezeichnet für die bahnbrechende Entdeckung der asymptotischen Freiheit in der Quanten-Chromodynamik, der Theorie der starken Wechselwirkung [1]. Diese Entdeckung hat dazu geführt, dass wir nun ein grundlegendes Verständnis der starken Wechselwirkung besitzen, die für die Struktur der fundamentalen Bausteine der Atomkerne, Protonen und Neutronen, und die mit ihnen verwandten Teilchen, verantwortlich ist.

Zwischen den Grundbausteinen der Materie wirken nach unserer heutigen Kenntnis vier fundamentale Kräfte. Seit langem bekannt ist die Schwerkraft, die zunächst von Newton erforscht und später von Einstein als wesentliches Element für die geometrische Struktur von Raum und Zeit im Universum erkannt wurde. Ebenfalls seit langer Zeit bekannt ist die elektromagnetische Wechselwirkung, von Maxwell theoretisch konsistent formuliert und von Hertz experimentell nachgewiesen. Die schwache Kraft wurde im radioaktiven Beta-Zerfall entdeckt; sie spielt eine wesentliche Rolle bei der Erzeugung der Sonnenenergie. Ähnlich wie Maxwell Elektrizität und Magnetismus einheitlich zusammengefasst hat, gelang dieser entscheidende Schritt vor vierzig Jahren auch Glashow, Salam und Weinberg für die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung, die sie in der nach ihnen benannten Theorie vereinigten. Diese Theorie bildet einen Teil des Standardmodells der Teilchenphysik, dessen andere Komponente die starke Wechselwirkung ist.

Nachdem Protonen und Neutronen in den 30er-Jahren des vorigen Jahrhunderts als Grundbausteine der Atomkerne erkannt worden waren, führte man die starke Kraft phänomenologisch ein, um die Bindung dieser Teilchen in Kernen zu

beschreiben. Yukawa postulierte etwas später die Existenz des Pions, eines leichten Teilchens, dessen Austausch zwischen Protonen und Neutronen für die Kernkraft verantwortlich sein sollte – so wie der Austausch von Photonen die elektrische Kraft zwischen geladenen Körpern bewirkt. In den beiden Jahrzehnten nach dem Krieg vergrößerte sich die Zahl der bekannten stark wechselwirkenden Elementarteilchen, nunmehr Hadronen genannt, explosionsartig. Fortschritte bei der Entwicklung und dem Bau neuer Beschleuniger mit immer größerer Energie führten zu einer Schar von mehr als hundert Teilchen dieser Art – ein „Zoo von Elementarteilchen“, wie das Ensemble in der dialektischen Sprache jener Tage teils liebevoll, teils zynisch genannt wurde.

Das Quark-Bild

Ein erstes, dem Periodensystem der Elemente korrespondierendes Ordnungsschema ergab sich aus der konsequenten Verallgemeinerung des Heisenbergschen Isotopenspin-Formalismus von der Symmetriegruppe $SU(2)$ zur höheren Gruppe $SU(3)$. Bald schon fand jedoch die Frage nach einem hinter abstrakter Mathematik sich verbergenden physikalischen Bild eine Antwort. Gell-Mann und Zweig [2] erkannten, dass sich die gesamte Spektroskopie der Hadronen verstehen ließ, wenn man die Teilchen aus Quarks aufbaute, und zwar Protonen und verwandte baryonische Partikel aus drei Quarks, die mesonischen Partner wie das Pion aus einem Quark und einem Anti-Quark. Hervorstechendes Merkmal der Quarks ist ihre drittelzahlige elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung.

Dieses Bild führte zwar zu anschaulicher Ordnung im System der Hadronen, warf aber eine Reihe schwerwiegender Fragen auf, die das gesamte Konzept für einige Zeit in trübem Licht erscheinen ließen. Um nur einige Fragen zu nennen: ▶ Protonen sollten den Grundzustand des Drei-Quark-Systems bilden mit verschwindenden Bahn-



Grund zum Feiern haben die Physiknobelpreisträger 2004 (oben, von links): Frank Wilczek (Massachusetts Institute of Technology, MIT) und David J. Gross (Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara) sowie (links) H. David Politzer (California Institute of Technology, Caltech) (Fotos: MIT, UCSB, Caltech)

drehimpulsen. Da Quarks Spin $1/2$ haben und somit Fermionen sind, ist dies aber nicht vereinbar mit dem Pauli-Prinzip, wonach zwei identische Fermionen nicht den gleichen Zustand besetzen dürfen; ▶ Die Lebensdauer des neutralen Pions wurde um einen Faktor neun falsch vorhergesagt; ▶ Last but not least, in keinem auch noch so raffiniert erdachten Detektor an Beschleunigern und in kosmischen Strahlen gelang es, Spuren zu finden, die von Teilchen mit drittel-zahliger Ladung hätten herrühren können.

Mit der Entwicklung der Quanten-Chromodynamik als fundamentaler Theorie der starken Wechselwirkung sind all diese Probleme über einen Zeitraum von dreißig Jahren Schritt für Schritt theoretisch und experimentell eindeutig gelöst worden.

Quantenchromodynamik

Indem ein dreiwertiges Unterscheidungsmerkmal für jedes Quark eingeführt wurde, gelang es, das Spin-Statistik-Problem für die symmetrischen Ortswellenfunktio-

Prof. Dr. Siegfried Bethke ist experimenteller Teilchenphysiker und Direktor am Max-Planck-Institut für Physik in München, Prof. Dr. Peter Zerwas Theoretiker bei DESY in Hamburg.

nen des Drei-Quark-Zustandes im Proton zu enträtseln. Die drei Unterscheidungsmerkmale der Quarks lassen sich symbolisch mit drei Farben rot, grün und blau identifizieren – entsprechend einer Symmetriegruppe $SU(3)_{\text{Farbe}}$. Dies verkürzt die berechnete Lebensdauer der neutralen Pionen um einen Faktor drei im Quadrat – im Einklang mit

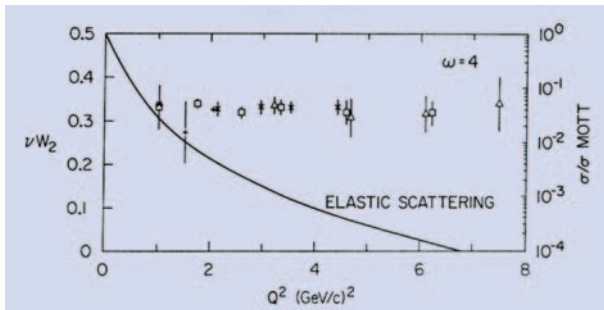


Abb. 1: Strukturfunktion des Protons, gemessen am Stanford Linear Accelerator in den 60er- und 70er-Jahren [5]. Die Strukturfunktion beschreibt die Elektron-Proton-Streuung in Einheiten des Mott-Wirkungsquerschnitts, dem verallgemeinerten Rutherford-Wirkungsquerschnitt für hohe Energien. Die Unabhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 – Skaleninvarianz genannt – demonstriert, dass die Streuung an freien, punktförmigen Konstituenten des Protons stattgefunden hat – Quarks! Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf wieder, falls die Elektronen elastisch an den Protonen als Ganzes gestreut würden. $\omega=4$ entspricht $x=0,25$ in Abb. 2.

der Beobachtung. Die gewöhnlichen Hadronen hingegen wurden sämtlich als „weiße“ Mischzustände erkannt.

Elektrische Ladungen bilden die Quellen für die elektromagnetischen Kraftfelder, die geladene Körper aufeinander ausüben. In exakt analoger Weise können die Farbladungen der Quarks als Quellen für Farb-Kraftfelder dienen – eine Idee, die Nambu [3] in die Physik eingeführt hat. Mittels dieser Farb-Kraftfelder können Quarks miteinander wechselwirken und insbesondere gebundene Zustände wie Protonen und Neutronen bilden. Die zu den Farb-Kraftfeldern in der Quantenfeldtheorie gehörenden Spin-1-Teilchen werden Gluonen genannt.

Im Gegensatz zu Photonen tragen Gluonen selbst Farbladungen, und sie können somit direkt aneinander koppeln – ein Unterschied, der drastische Konsequenzen hat. Aus der Chromo-Statik entwickelte sich so die Chromo-Dynamik. Diese Theorie wurde zum ersten Mal in ihrer kanonischen Form von Fritsch und Gell-Mann formuliert [4], die sie in einem Konferenz-Report beschrieben; sie wurde verwandt, um Relationen zwischen Strömen hadronischer Teilchen aufzubauen.

Wenige Jahre zuvor war in hochenergetischen Streuexperimenten von Elektronen an Protonen, die am Stanford Linearbeschleuniger – einem gigantischen Elektronenmikroskop – ausgeführt worden waren, ein merkwürdiges Phänomen entdeckt worden. Beim „Ausleuchten“ der Protonen mit diesen Strahlen sehr kurzer Wellenlänge verhielten sich die im Innern befindlichen Quarks wie masselose, freie Teilchen (Abb. 1).

Vielen Theoretikern, die zu jener Zeit dem demokratischen Prinzip des „alles in allem“ anhängen, schien dies der feldtheoretischen Beschreibung der Natur den endgültigen Garaus zu machen. Doch dieser Schluss war grundfalsch – das Gegenteil trat ein, und die Feldtheorie als Formulierung der innersten Strukturen und Bewegungsabläufe in der Materie trat kurze Zeit später einen triumphalen Siegeszug an.

Asymptotische Freiheit

Diese Entwicklung hatte Kurt Symanzik initiiert, Theoretiker am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg. Er hatte in einigen Modell-Theorien zeigen können, wie sich Ladungen effektiv ändern, wenn sie in Stoßexperimenten entweder bei großen oder aber bei kleinen Abständen gemessen werden. Diese Veränderung wird durch die Symanziksche β -Funktion [6] beschrieben. Ist sie positiv, so wird die effektive Ladung größer und größer, je kleiner der Probeabstand ist. Dieser Zusammenhang lässt sich sehr anschaulich interpretieren. Durch

Quantenfluktuationen bilden sich im Vakuum – mit dem Heisenbergschen Unschärfe-Prinzip verträglich – kurzzeitig Paare von Elektronen und Positronen aus. Befindet sich eine Zentralladung im Vakuum, so werden die Elektronen angezogen, und sie schirmen die Zentralladung teilweise ab. Dieser Debyesche Abschirmungseffekt ist wohlbekannt für polarisierbare Medien – und ein solches ist das Vakuum in der Quantenphysik. Probt man die Zentralladung also tiefer und tiefer, d. h. erhöht man die Energie immer weiter, um die Ladung bei immer kleineren Abständen zu messen, so wird man einen Anstieg ihres Wertes erwarten – ein Phänomen, das quantitativ in den LEP-Experimenten am CERN beobachtet wurde.

Um die Stanford-Experimente theoretisch zu erklären, musste aber, wie Symanzik folgerichtig schloss, die β -Funktion negativ sein, also zur Anti-Abschirmung führen. Dies war aber nach scheinbar anschaulicher Deutung erstens nicht zu erwarten und zweitens zeitigte eine fortschreitende Katalogisierung der Theorien nur positive β -Funktionen. Also das Ende der Feldtheorie?

Dies war die Stunde von zwei Studenten in Harvard und Princeton, Politzer und Wilczek, und Wilczeks Lehrer in Princeton, Gross. Wegen hoher technischer Schwierigkeiten war die $SU(3)_{\text{Farbe}}$ -Theorie als letzte zur untersuchende Theorie im Katalog übriggeblieben. Und sie führte zum negativen Vorzeichen der β -Funktion! Das

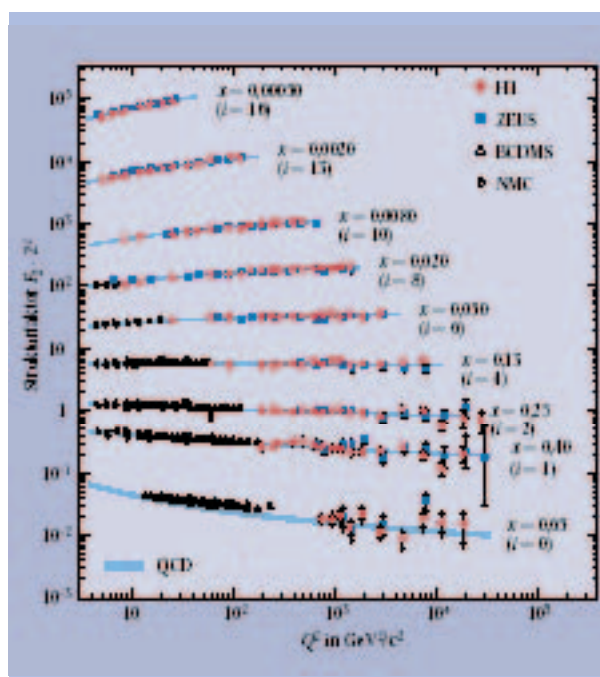


Abb. 2: Die Gluon-Abstrahlung von Quarks in der Elektron-Proton-Streuung führt zu einer Umverteilung der Quarkimpulse x mit wachsendem Impulsübertrag [7]. Während die Region großer x -Werte entvölkert wird, sammeln sich die Quarks bei kleinen x -Werten an. Dieses Verhalten ist exakt von der QCD mit asymptotischer Freiheit vorausgesagt worden [8]. Zur besseren Darstellung wurden die Ergebnisse zu verschiedenen x -Werten mit den angegebenen Faktoren 2^j skaliert.

heißt, je tiefer die Farbbladung eines Quarks experimentell geprobt wird, desto kleiner wird sie, bis sie für asymptotisch verschwindende Abstände bei extrem hohen Energien schließlich ganz verschwindet: Quarks sind in der Quanten-Chromodynamik „asymptotisch frei“.

(t Hooft hatte schon früher ein negatives Vorzeichen für die β -Funktion in SU(3)-Theorien gefunden; aber er hatte diese Untersuchungen nicht zu einer formalen Publikation reifen lassen.) Damit waren die Streuexperimente in Stanford ohne jeden Zweifel erklärt. Und viel mehr als nur das.

A posteriori fand sich eine wunderbare Erklärung für die Anti-Abschirmung. Aus der Analyse der Bewegung der Vakuum-Paare von Quarks und Gluonen auf Landau-Bahnen in einem gedachten farb-magnetischen Probefeld und der Paulischen Spin-Wechselwirkung der Teilchen mit diesem Feld lässt sich sehr einfach schließen, dass die fermionischen Quarks ein farbdiamagnetisches Medium erzeugen, während die bosonischen Gluonen ein farb-paramagnetisches Medium erzeugen. Aus der Relativitätstheorie folgt, dass eine Zentralladung im Quark-Medium abgeschirmt wird, während im Gluon-Medium die gegenteilige Anti-Abschirmung auftritt. (Solche Phänomene waren schon Ende der 60er-Jahre von Khriplovich gefunden worden, ohne dass er die weitreichenden Konsequenzen erkannt hatte.) Da die Farbbladungen der Gluonen größer sind als die der Quarks, gewinnen die Gluonen am Ende, und die gluonische Anti-Abschirmung überwiegt die traditionelle Abschirmung der Quarks. Der springende Punkt ist also die Teilhabe der Spin-1-Teilchen an der Wechselwirkung, die durch ihre eigene Farbbladung in der Quanten-Chromodynamik bewirkt wird.

Der asymptotischen Freiheit bei kleinen Abständen steht das Confinement der Quarks und Gluonen bei großen Abständen im Bereich von mehr als 10^{-13} cm gegenüber. Obwohl es keinen stringenten theoretischen Beweis für das Confinement der Quarks gibt, haben nichtsdestoweniger numerische Lösungen der QCD mit Hilfe der schnellsten Computer unserer Zeit überzeugende Evidenz dafür erbracht, dass Quarks tatsächlich in Hadronen eingesperrt sind. Das Potential zwischen einem Quark und einem Anti-Quark steigt kontinuierlich an,

wenn man die beiden Farb-Quellen zu trennen versucht. Ganz im Gegensatz zum elektrischen Coulomb-Potential, das bei großen Abständen verschwindet. Die QCD hat damit also auch die Antwort auf die Frage gefunden, warum die Suche nach diesen Teilchen über Jahrzehnte hin erfolglos geblieben war.

Vorhersagen und experimentelle Prüfung

Die Entdeckung der asymptotischen Freiheit führte zu einer Reihe aufregender Konsequenzen, die peu à peu experimentell geprüft wurden und sich ohne Ausnahme als richtig erwiesen.

Skalenverletzung in Elektron-Proton-Stoß-Experimenten

Schon vor der Entdeckung der asymptotischen Freiheit hatte man herausgefunden, dass Feldtheorien von schwach wechselwirkenden Teilchen das „freie Quarkbild“ nur als grobe Approximation reproduzieren können, dass aber bedeutende Verletzungen der Skaleninvarianz des „freien Quark-Modells“ auftreten, wenn die Auflösung stetig verbessert wird. Dieser Effekt rührt her von der Abstrahlung von Gluonen („farbiges Synchrotron-Licht“), wenn Quarks in Stößen mit Elektronen aus einer geradlinigen Trajektorie herausgeschleudert werden. Die Kombination von frühen niederenergetischen Streudaten mit den späteren hochenergetischen Streudaten von HERA, dem Elektron-Proton-Speicherring bei DESY, hat die theoretischen Erwartungen eindrucksvoll bestätigt (Abb. 2). Die innere Struktur des Protons wurde in dieser Anlage bis zu Abständen von 10^{-16} cm, also einem Tausendstel des Proton-Radius, untersucht.

Gluon-Jets bei PETRA

Die asymptotische Freiheit hat den direkten Nachweis der Gluonen möglich gemacht. Wenn bei der Zerstrahlung eines Elektrons mit einem Positron ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird, fliegen die Teilchen mit hoher Geschwindigkeit auseinander. Gemäß der anwachsenden QCD-Kopplung baut sich ein starkes Gluonfeld auf, in dem neue Quark-Antiquark-Paare entstehen können. Auf diese Weise bildet sich ein Bündel eng-kollimierter Hadronen aus, das als Jet bezeichnet wird. Quarks verraten sich also in Teilchendetektoren an Beschleunigern als Hadronen-Jets

und können mit unbewaffnetem Auge „gesehen“ werden. Quarks als farb-geladene Teilchen wehren sich aber gegen die hohe Beschleunigung in statu nascendi, indem sie auch harte Gluonen abstrahlen. Dieses ist ein Vorgang analog zur Synchrotron-Abstrahlung von Photonen, wenn sich Elektronen auf Kreisbahnen beschleunigt bewegen. Da sich Gluonen wie Quarks bei großen Abständen in Hadronen-Jets transformieren, erwartet man also die Beobachtung von Drei-Jet-Ereignissen. Diese Ereignisse wurden am Elektron-Positron-Speicherring PETRA bei DESY vor 25 Jahren beob-

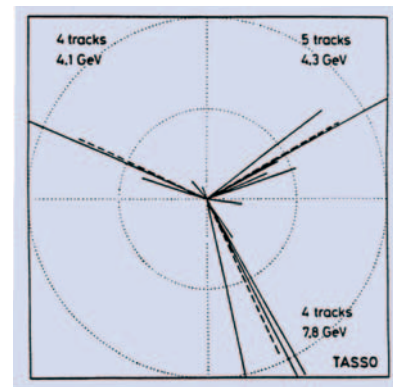


Abb. 3: Das erste Drei-Jet-Ereignis, beobachtet im TASSO-Experiment bei PETRA [9]. Zwei Hadronen-Jets entwickeln sich aus den primär erzeugten Quarks, der dritte Jet aus dem abgestrahlten Gluon.

achtet und haben die reale Existenz von Gluonen und damit die QCD eindrucksvoll bestätigt (Abb. 3).

Gluon-Selbstkopplung bei LEP

In den vorherigen Erörterungen haben wir die Selbstkopplung der Gluonen aufgrund ihrer eigenen Farbbladung als entscheidend für das Auftreten der asymptotischen Freiheit erkannt. Diese Selbstkopplung wurde eindrucksvoll am Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN in Vier-Jet-Ereignissen nachgewiesen. Spalten sich Gluonen, die von Quarks abgestrahlt werden, in einem zweiten Schritt in ein Quark-Antiquark-Paar, so wird sich die Ebene dieser Jets senkrecht zur ursprünglichen Produktionsebene einstellen, bei Spaltung in Gluonen dagegen parallel. Bei LEP gelang es, aus der Winkel-Verteilung eindeutig die Spaltung von Gluonen in Gluonen nachzuweisen (Abb. 4). Gluonen koppeln also direkt einander und müssen somit Farbbladungen tragen – Grundvoraussetzung für die asymptotische Freiheit.

Das Schlüssel-Experiment: die laufende QCD-Kopplung

Zwar war die Rate der beobachteten Gluonjets bei PETRA mit kleiner QCD-Kopplung verträglich, aber der direkte und eindeutige Beweis der asymptotischen Freiheit, nämlich die explizite Messung und Verifizierung der von der QCD vorhergesagten Energieabhängigkeit der Kopplungsstärke α_s , gestaltete sich als schwierig. Noch Anfang der 90er-Jahre ergaben die verfügbaren Messungen, verstreut über einen Energiebereich von einigen GeV bis zur Ruhemasse des Z_0 -Bosons, $M_Z = 91,2 \text{ GeV}/c^2$, keinen überzeugenden Nachweis der laufenden Kopplung. Die Gründe dafür waren vielfältig: Die Kopplungsstärke α_s ist keine direkt messbare Größe; sie muss aus verschiedenen Observablen, wie z. B. hadronische Ereignisstrukturen, Wirkungsquerschnitten und Winkelkorrelationen, über die Entfaltung mit theoretischen Vorhersagen bestimmt werden. Diese lagen in Form von störungstheoretischen Entwicklungen bis zur zweiten Ordnung des Störungsparameter α_s vor. Solche Vorhersagen haben z. T. recht große intrinsische Unsicherheiten, solange die Beiträge höherer Ordnungen nicht bekannt sind. Abschätzungen dieser Unsicherheiten fehlten zunächst vollständig. Dies hatte zur Folge, dass viele der ursprünglichen Bestimmungen von α_s , die meist von verschiedenen Experimenten und Observablen stammten, nicht miteinander kompatibel waren. Ein „Laufen“ der Kopplung konnte nicht nachgewiesen werden.

Bevor dies durch verfeinerte theoretische Entwicklungen und experimentelle Messmethoden mit den Daten von LEP und HERA möglich war, gab es aber einen anschaulichen Ansatz, die asymptotische Freiheit ohne explizite Bestimmung von α_s zu demonstrieren: In hadronischen Endzuständen der Elektron-Positron-Vernichtung ist die relative Anzahl von Drei-Jet-Ereignissen (s. o.) proportional zur Größe von α_s . Die Verwendung einer Definition von Teilchenjets, die in der Theorie gleichsam wie im Experiment mit der Reaktionsenergie „skaliert“, d. h. nicht explizit von der Energie abhängt, führte bereits 1988 zu einem ersten Nachweis der Energieabhängigkeit von α_s : Die Drei-Jet-Rate, gemessen am PETRA-Beschleuniger bei DESY, „läuft“ mit der Energie genau so,

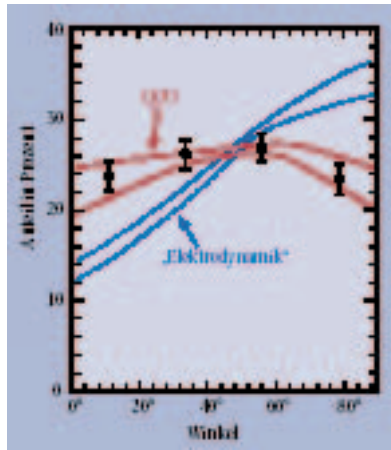


Abb. 4: Azimutalwinkel-Verteilung zwischen den beiden Ebenen, die aus den hoch-energetischen und den nieder-energetischen Jets in Vier-Jet-Ereignissen von L3 bei LEP beobachtet wurde [10]. Die flache Verteilung wird für Gluonen mit Selbstkopplung infolge ihrer Farbladungen aus der QCD vorhergesagt [11]. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis für eine Theorie ähnlich der Elektrodynamik, bei der die Gluonen keine Farbladung tragen.

wie dies die QCD für die Kopplung α_s vorhersagt [12].

Die 90er-Jahre erlebten dann eine Renaissance auf experimenteller und auf theoretischer Ebene. Große Mengen neuer Daten in weiten Energiebereichen, neue Observablen und Berechnungen in höherer Ordnung Störungstheorie sowie einheitliche Methoden zur Abschätzung theoretischer Unsicherheiten ermöglichten eine Vielzahl von präzisen Bestimmungen von α_s . In einigen Fällen, wie z. B. in der tief-inelastischen Proton-Elektron-Streuung am HERA-Beschleuniger, ermöglichen die Messungen über

weite Energiebereiche in einzelnen Experimenten bereits eindeutige Aussagen über die Energieabhängigkeit von α_s .

Eine aktuelle Zusammenfassung aller signifikanten Messungen (Abb. 5) zeigt heute eindeutig, dass α_s , exakt wie von der QCD vorhergesagt, energieabhängig ist [13]. Die Signatur der asymptotischen Freiheit ist somit experimentell auf direkte und sehr signifikante Weise verifiziert – ein eindrucksvoller „Beweis“ der QCD und ihre Etablierung als wichtiger Teil des Standardmodells der Teilchenphysik, aber auch sicher eine notwendige Voraussetzung für die Vergabe des diesjährigen Nobelpreises an die Väter der asymptotischen Freiheit.

Zukunft!

Die QCD und die asymptotische Freiheit haben uns einen immensen Fortschritt im Verständnis der Natur der starken Wechselwirkung beschert. Über sich selbst hinausgehend geben sie aber auch einen äußerst wichtigen Hinweis auf mögliche zukünftige Entwicklungen in der Teilchenphysik.

Verfolgt man die elektrische und die schwache Kopplung zu höheren und höheren Energien, so kommen sich die Werte der Kopplungen sehr nahe im Bereich von 10^{16} GeV, entsprechend Abständen in Stoß-Prozessen von etwa 10^{-30} cm. Dieser Bereich ist zwar nicht direkt im Labor in Stoßexperimenten zugänglich, aber die Universalität der Kopplungen deutet an – man ist versucht zu sagen, jenseits jeden vernünftigen Zweifels –, dass

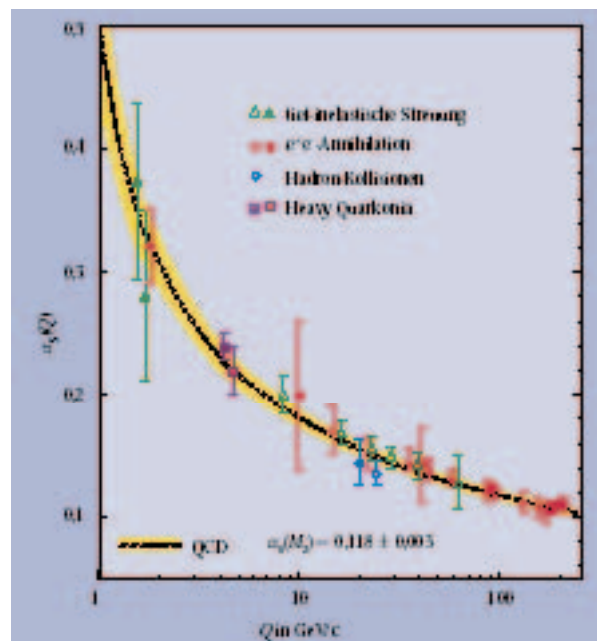


Abb. 5: Zusammenfassung aller signifikanten Messungen von α_s . Die beobachtete Energieabhängigkeit der Daten ist im Einklang mit QCD-Vorhersagen, die auf Störungstheorie dritter Ordnung beruhen. Der Wert von $\alpha_s(M_Z = 91,2 \text{ GeV})$ ist dabei der einzige freie Parameter [13].

die drei Wechselwirkungen sich an dieser Skala zu einer umfassenden Wechselwirkung vereinigen. Dies hätte zur Folge, dass Protonen in Positronen und Photonen zerfallen könnten – wohl mit recht langen Lebensdauern von mehr als 10^{34} Jahren, also dem Milliardenfachen des Milliardenfachen des Millionenfachen des Weltalters, jedoch vielleicht noch zugänglich experimenteller Entdeckung. Ferner würde das Zusammenfassen der Wechselwirkungen der Kosmologie zu neuen Einsichten über die physikalischen Entwicklungen im frühen Universum verhelfen.

Jedoch – die Kopplungen kommen sich nur nahe, aber sie treffen sich nicht präzise. Das ändert sich mit einem Schlage, wenn jedem Fermion des fundamentalen Teilchenspektrums ein weiteres Boson zugeordnet wird und jedem Boson ein weiteres Fermion. Dies ist eine willkommene Erhöhung der Symmetrie der Natur zur Supersymmetrie, von Wess und Zumino schon vor vielen Jahren vorgeschlagen. Die vorhergesagten neuen Teilchen werden an den zukünftigen Beschleunigern intensiv gesucht werden, dem Protonencollider LHC am CERN und dem im Designstadium befindlichen internationalen e^+e^- -Linearcollider ILC. Wilczek, der jüngste der diesjährigen Nobel-Preisträger, hat Öl in dieses Feuer gegossen. Er berechnete die β -Funktion in supersymmetrischen Theorien [14] und sagte das exakte Treffen der Kopplungen in solchen Theorien voraus. Und die LEP-Experimente zeigten: Sie treffen sich! Ist also die Natur supersymmetrisch angelegt – mit gleichen fermionischen und bosonischen Teilchen bei hohen Energien? LHC und ILC können uns die Antwort in wenigen Jahren geben.

Was bleibt zu tun? Die universelle Vereinigung aller Kräfte, einschließlich der Gravitation! Bei Abständen von der Größe der Planck-Skala von 10^{-33} cm – entsprechend einer Energie von 10^{19} GeV – wird die Gravitationswechselwirkung genau so stark wie die teilchen-physikalischen Kräfte. Spätestens an dieser Skala muss die Verbindung von allen Wechselwirkungen gefunden werden. Gross, Senior der Nobelpreisträger, hat sich mit dieser Thematik intensiv beschäftigt. Im Rahmen von Superstring-Theorien hat er einen der vielleicht vielversprechendsten Ansätze vorgeschlagen – die heterotische Superstringtheorie

[15]: Sind Strings die fundamentalen Objekte, die jedwedem Naturgeschehen im Universum unterliegen – Materie und Wechselwirkungen? Nur ein theoretisch-physikalischer Durchbruch in der Zukunft wird die Antwort auf diese brennende Frage geben können.

Nichtsdestoweniger, hochinteressante Fragen zur Struktur der Natur in ihrem Innersten liegen vor uns – und sie lassen sich nur sinnvoll stellen, weil vor nunmehr drei Jahrzehnten Groß, Politzer und Wilczek die Asymptotische Freiheit der starken Wechselwirkung entdeckt haben.

- [1] *D. J. Gross* und *F. Wilczek*, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973) ; *H. D. Politzer*, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973)
- [2] *M. Gell-Mann*, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964); *G. Zweig*, CERN TH 401, 412 (1964), nicht publiziert
- [3] *Y. Nambu*, in *Preludes in Theoretical Physics*, in honor of V. F. Weisskopf, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1966)
- [4] *H. Fritzsch* und *M. Gell-Mann*, *Proc. XVI Int. Conf. on High Energy Physics*, Chicago-Batavia 1972
- [5] *E. D. Bloom* et al., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969); *M. Breidenbach*, *ibid.* 935
- [6] *K. Symanzik*, *Comm. math. Phys.* **18**, 227 (1970)
- [7] H1 Collab., *C. Adloff* et al., *Eur. Phys. J.* **C21**, 33 (2001) und *Eur. Phys. J.* **C30**, 1 (2003); ZEUS Collab., *S. Chekanov* et al., *Eur. Phys. J.* **C21**, 443 (2001). [Für x -Werte im Bereich von 10^{-3} und darunter sind komplexe theoretische Analysen erforderlich.]
- [8] *D. J. Gross* und *F. Wilczek*, *Phys. Rev.* **D8**, 3633 (1973); *H. Georgi* und *H. D. Politzer*, *Phys. Rev.* **D9**, 416 (1974)
- [9] *B. H. Wiik*, *Proceedings, Neutrino'79*, Bergen, Norwegen (1979)
- [10] L3 Collaboration, *B. Adeva* et al., *Phys. Lett.* **B248**, 227 (1990)
- [11] *M. Bengtsson* und *P. M. Zerwas*, *Phys. Lett.* **B208**, 306 (1988); *S. Bethke*, *A. Ricker* und *P. M. Zerwas*, *Z. Phys.* **C49**, 59 (1991)
- [12] JADE Collaboration, *S. Bethke* et al., *Phys. Lett.* **B213**, 235 (1988)
- [13] *S. Bethke*, *Proc. Loops and Legs in Quantum Field Theory*, Zinnowitz, Germany (2004); hep-ex/0407021; *C. Glasman*, *Proc. of „Tegernsee 2003, New trends in HERA physics“* (2003), S. 126; hep-ex/0312011.
- [14] *S. Dimopoulos*, *S. Raby* und *F. Wilczek*, *Phys. Lett.* **B112**, 133 (1982)
- [15] *D. J. Gross*, *J. A. Harvey*, *E. J. Martinec* und *R. Rohm*, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 502 (1985)