

Renaissance in Sicht

Das LHeC-Projekt am CERN soll die Erfolgsgeschichte der tiefinelastischen Streuung fortsetzen.

Max Klein

Der rund 60 Jahre alten Methode der Elektron-Nukleon-Streuung sind nicht nur wichtige Beiträge zur Herausbildung der Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung zu verdanken, sondern auch viele Resultate zur Quark-Gluon-Struktur des Protons am HERA-Beschleuniger. Ein Elektron-Proton-Kollider viel höherer Luminosität und Energie, der LHeC, verspricht eine Renaissance der tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung und kann den LHC zu einer Präzisionsfabrik für das Higgs-Boson machen.

Is 1955 galt das Proton als elementar und strukturlos. Dies änderte sich schlagartig, als in Stanford ein Elektronenstrahl mit damals noch geringer Energie auf ein Protonentarget geschossen und die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen vermessen wurde [1]. Da bei großen Polarwinkeln von mehr als 90° das Ergebnis von der theoretischen Erwartung abwich, musste das Proton einen endlichen Radius von etwa $r_p \approx 0,7$ fm haben, über den die elektrische Ladung ausgedehnt ist.

Bei diesem Streuexperiment erkundet ein zwischen Elektron und Proton ausgetauschtes virtuelles Photon die Protonstruktur. Dabei ergibt sich die Photonmasse aus dem Viererimpulsübertrag zwischen Elektron und Proton, $M_\gamma^2 = Q^2$. Die Elektronenstreuung an Protonen oder anderen Kernen entspricht einem Mikroskop, da Q^2 indirekt proportional zum räumlichen Auflösungsvermögen ρ ist, mit $\sqrt{Q^2} \cdot \rho = 0,2$ GeV · fm. Die zur Verfügung stehende Gesamtenergie der ep-Reaktion ist durch $s = 2M_p E_e$ gegeben mit der Masse des Protons M_p . Für den maximalen Impulsübertrag gilt $Q^2 \leq s$, d. h. mit der Energie $E_e = 188$ MeV des Stanford-Versuchs ist $\sqrt{Q^2}$ etwa 0,2 GeV [1]. Folglich waren damals Dimensionen von $\rho \approx 10^{-15}$ m = 1 fm zu erreichen.

Ende der 60er-Jahre wurde am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) mithilfe eines Linearbeschleunigers für Elektronen, der typische Q^2 -Werte von bis zu 10 GeV² erreichte, die Tür zur tiefinelastischen Streuung von Leptonen und Hadronen (deep inelastic scattering, DIS) aufgestoßen. In einem berühmten Streuexperiment zeigte sich, dass das Proton in Raumdimensionen von etwa 0,1 fm eine Substruktur hat [2].

James Bjorken und Richard Feynman begriffen und interpretierten die ep-Streuung überzeugend als Wechselwirkung zwischen einem virtuellen Photon

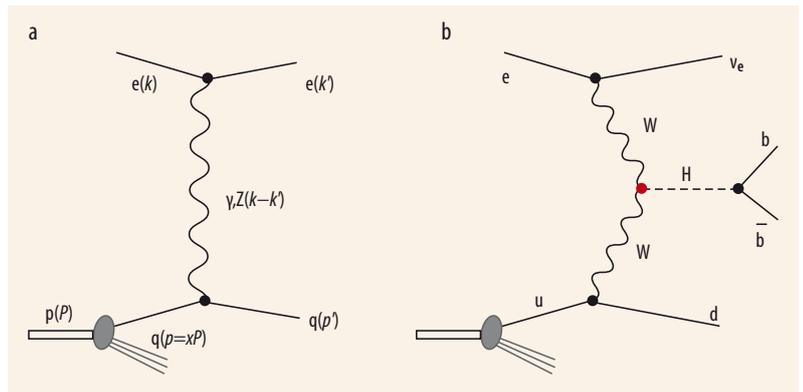


Abb. 1 In der Bornschen Näherung vermittelt der Austausch eines Photons oder Z-Bosons die Wechselwirkung von einem Elektron e (mit Viererimpuls k) und einem Quark q , das einen Anteil $p = xP$ des Protonimpulses P trägt (a). Der

dominante Mechanismus der Erzeugung des Higgs-Bosons in ep-Streuung wird durch den Austausch eines geladenen W-Bosons vermittelt (b). Das Higgs-Teilchen zerfällt zu etwa 60% in ein Paar von schweren b-Quarks.

und punktförmigen Konstituenten des Protons, den Quarks [3]. In einem anschaulichen Bild des elementaren Streuvorgangs reagiert das virtuelle Photon γ^* mit Impuls $\sqrt{Q^2}$ mit einem Quark q , das einen Anteil x des Protonimpulses besitzt (Abb. 1a). Die Wahrscheinlichkeit der γ^*q -Wechselwirkung ist dabei durch die Dichtefunktion, die „Quarkverteilung“ $xq(x)$, gegeben, mit der das Quark vom Typ q im Proton bei einem Anteil x am Viererimpuls des Protons existiert. Der Streuquerschnitt der Elektron-Proton-Wechselwirkung ergibt sich dann aus Summe aller Quarkverteilungen. Mit diesem einfachen Bild ließ sich die Beobachtung erklären, dass der ep-Streuquerschnitt bei $x \approx 0,2$ nicht von Q^2 abhängt (abgesehen von trivialen kinema-

KOMPAKT

- Der Beschleuniger HERA mit den Experimenten H1 und ZEUS hat einen herausragenden Beitrag dazu geleistet, die komplexe Struktur des Protons zu verstehen.
- Die Kombination des bestehenden LHC mit einem supraleitenden Elektronenbeschleuniger würde es erlauben, die Parameter von HERA um ein Vielfaches zu übertreffen.
- Mit diesem LHeC-Projekt wären u. a. präzise Messungen der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung oder der Quark- und Gluondichten im Proton möglich.
- Zugleich würde der LHeC es auch erlauben, das Potenzial des LHC als „Higgs-Fabrik“ wirklich zu erschließen.

Prof. Dr. Max Klein, University of Liverpool, Physics Department, L69 7ZE, Liverpool, Großbritannien – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Max-Born-Preises 2013 auf der DPG-Jahrestagung in Dresden.

tischen Faktoren). Dieses Phänomen ist als Bjorken-Skalenverhalten bekannt.

Einige Jahre später zeigten Myon-Hadron-Experimente bei wiederum höheren Energien am Fermilab bei Chicago, dass sich die Quarkdichten doch mit Q^2 ändern – ein eigentlich zu erwartendes Resultat, bedeutet doch ein höheres Q^2 , dass das Proton bei kleineren Abständen untersucht wird, und warum sollten die Quarkdichten statisch sein, unabhängig vom Auflösungsvermögen $1/\sqrt{Q^2}$?

Diese Q^2 -Abhängigkeit des Streuquerschnitts stand im Zentrum späterer Experimente mit Myonen und Neutrinos, vor allem am CERN. Eine bald nachgewiesene logarithmische Abhängigkeit der Quarkdichten von Q^2 wies erstmals auf die Existenz von Gluonen im Proton hin. Parallel zu den experimentellen Fortschritten entstand die Quantenchromodynamik (QCD), eine der Quantenelektrodynamik (QED) nachgebildete Feldtheorie der Quark-Gluon-Wechselwirkungen. Die Abhängigkeit der Quarkdichten von Q^2 erschien nun logisch als Folge der Abstrahlung eines Gluons vor der γ^*q -Wechselwirkung, die die Wahrscheinlichkeit $xq(x, Q^2)$, bei großen $x \geq 0,25$, verringert. Es blieb HERA vorbehalten zu zeigen, dass bei kleinen x -Werten die Quarkdichten im Proton hingegen stark ansteigen, da Paare von Quarks und Antiquarks in der Fusion von virtuellen Photonen und Gluonen erzeugt werden.

Die QCD als Theorie der starken Wechselwirkung unterscheidet sich von der QED vor allem durch zwei Merkmale: Die Quarks und Gluonen als Teile des Protons sind erstens keine freien Teilchen, sie sind „farbig“ und unterliegen der Farbkraft, während das Proton als Ganzes farbneutral ist. Zweitens gibt es eine Selbstwechselwirkung der Gluonen, die Reaktion $g \rightarrow gg$ ist erlaubt, was für $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ in der QED nicht gilt. Die QCD ist also eine nicht-Abelsche Feldtheorie selbstwechselwirkender Gluonen und Quarks. Als Folge davon nimmt die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung $\alpha_s(Q^2)$ mit Q^2 ab, Quarks werden bei hohen Q^2 „asymptotisch frei“, verbleiben allerdings im Proton. Schon für $Q^2 > M_p^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$ ist α_s klein genug, um die tiefinelastische Streuung störungstheoretisch zu behandeln. Diese Entwicklung wurde eindrucksvoll und exakt bis zu Korrekturen zweiter Ordnung durchgeführt (NNLO [4])¹⁾.

Noch Anfang der 60er-Jahre hatte Freeman Dyson vorausgesagt, dass auch in 100 Jahren keine Theorie der starken Wechselwirkung gefunden sein würde. Dies unterstreicht die Bedeutung der hier skizzierten Entwicklungen sowie der unverdrossenen Suche nach neuer Erkenntnis eindrucksvoll. Das bereits erwähnte ep-Streuexperiment in Stanford [2] beruhte auf einem Vorschlag, dessen zentrale Absicht es war, „Daten aufzunehmen, die von Bedeutung für zukünftige Experimente sein könnten“. Mit einer solchen einfachen Begründung würde ein Vorschlag heute so gut wie sicher abgelehnt – eine nicht nur gesunde Entwicklung. Heute verlangt man von vornherein eher spektakuläre Motive, etwa Bezüge zur Entstehung des Universums,

zu dunkler Materie oder der Entdeckung von supersymmetrischen Teilchen, als gäbe es Anlass, der Reichhaltigkeit der Natur zu misstrauen oder unsere Bildung höher zu schätzen als jene der vorangegangenen Generation. Es wäre an der Zeit, die Inflation der Erwartungen und Versprechungen wieder an dem Ziel zu eichen, grundsätzliche Fortschritte zu erzielen, und erleichtert zu akzeptieren, dass nicht jedes Experiment die Welt verändern und doch nützlich sein kann.

Der Beitrag früher Lepton-Hadron-Streuexperimente zur schwachen Wechselwirkung ist ebenso eindrucksvoll wie der zur starken Wechselwirkung. In den 70er-Jahren war die richtige Eichgruppe der schwachen Wechselwirkung der Leptonen (und Quarks) unbekannt. Klarheit brachte im Jahr 1978 ein Streuexperiment mit polarisierten Elektronen, das bei sehr kleinen Q^2 zeigte, dass das Elektron mit dem Neutrino in einem linkshändig koppelnden Dublett angeordnet sein musste [5]. Dies bestätigte die $SU(2)_L \times U(1)$ -Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung von Sheldon Glashow, Steven Weinberg und Abdus Salam. Damit war um 1980 das Standardmodell der Elementarteilchenphysik geboren. Die Entdeckungen von W und Z, in $p\bar{p}$ -Streuung am CERN, sowie des Gluons, durch Ereignisse mit drei hadronischen Jets in e^+e^- -Streuung bei DESY, bestätigten es kurz darauf.

Fast zeitgleich wurde 1984 der Bau von HERA bei DESY genehmigt, der erste Beschleuniger mit gegenläufigen Elektronen- und Protonenstrahlen. Während das Quadrat der Energie s bei einem ruhenden Target durch $s = 2 E_e M_p$ gegeben ist, erlaubt eine Anlage mit gegenläufigen Strahlen, diese auf $s = 4 E_e E_p$ zu erhöhen. HERA hatte schließlich Energien von $E_e = 27,5 \text{ GeV}$ und $E_p = 920 \text{ GeV}$ und drang somit in den Bereich von $\rho \approx 0,001 \text{ fm}$ vor, hundertmal kleiner als der Quarkradius und tausendmal kleiner als r_p . Um ebenso hohe Impulsüberträge $Q^2 \leq s$ bei ruhendem Target zu erreichen, hätte ein Leptonstrahl eine Energie von 54 TeV haben müssen.

Die Begründung dafür, die tiefinelastische Streuung bei immer höheren Energien fortzusetzen, liegt an der Unzulänglichkeit der QCD und nicht einfach an der Neugier oder einem Beharrungsvermögen der Physiker: Es ist prinzipiell unmöglich, die Dichteverteilungen der Partonen, der Quarks $xq(x, Q^2)$ und Gluonen $xg(x, Q^2)$, theoretisch als Funktion der Bjorken-Variablen x zu berechnen. Wir wissen nicht im Voraus, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Parton einen Viererimpulsanteil x des Protons trägt, wenn wir es bei einer Dimension $1/\sqrt{Q^2}$ mithilfe eines virtuellen Photons, W- oder Z-Bosons untersuchen. Allenfalls die Q^2 -Abhängigkeit ist in der QCD berechenbar. Die Entwicklung der Teilchenphysik, zuletzt mit dem Large Hadron Collider, führt zu immer kleinerem $x \propto 1/s$ und immer größeren Massen oder äquivalenten Impulsüberträgen $Q^2 \propto s$. Daher bedarf es des Experiments, insbesondere hochpräziser DIS-Streuexperimente bei höchsten Energien, um die Dichten des Gluons sowie aller Quarks zu vermessen. Inzwischen sind sechs verschiedene Quarks (up, down, charm, strange,

1) NLO steht für next-to-leading order, NNLO für next-to-next-to-leading order usw.

top und bottom) und zugehörige Antiquarks bekannt mit folglich insgesamt zwölf verschiedenen Dichteverteilungen $xq(x, Q^2)$ und $x\bar{q}(x, Q^2)$. Die u- und d-Quarks haben Valenzquarkanteile, d. h. es gibt weitere zwei Quarkverteilungen, $xu_v(x, Q^2)$ und $xd_v(x, Q^2)$, die in der QCD sehr schwach von Q^2 abhängen. Sie erfüllen näherungsweise das Skalengesetz von Bjorken, was nicht auf die vielen anderen Quarkverteilungen und die Gluonverteilung zutrifft. Die Struktur des Protons ist extrem komplex, und die hier eingeführten Partonverteilungen sind nur deren einfachste Approximation. Mit HERA bot sich der Physik tiefinelastischer Streuung vor dreißig Jahren eine wunderbare Perspektive, die etwa tausend Physiker weltweit nutzten und gestalteten. Die Messung aller Partondichten wird jedoch dem LHeC vorbehalten sein, einer geplanten ep-Maschine, die den LHC um einen neuen Elektronenbeschleuniger ergänzt. Damit werden sich die Parameter von HERA um ein Vielfaches übertreffen lassen.

Quarks und Gluonen bei HERA

Nach acht Jahren Bauzeit nahm HERA im Jahre 1992 den Betrieb auf. Im Sommer 1993 publizierten wir unsere erste Entdeckung (Abb. 2). Die beiden großen Experimente H1 und ZEUS beobachteten übereinstimmend mit nur $0,03 \text{ pb}^{-1}$ integrierter Luminosität, dass die mit den elektrischen Quarkladungen e_q gewichtete Summe der Quark- und Antiquarkdichten, die sog. Strukturfunktion $F_2 = x \sum_q e_q^2 (q + \bar{q})$, für $x < 0,01$ stark ansteigt [6, 7]. Dieses Verhalten war aus den vorherigen Messungen nicht abzuleiten, und die Vorhersagen für kleine x hatten von einem konstanten Wert bis hin zu einem noch steileren Anstieg gereicht.

Nach der Beobachtung der anwachsenden Quarkdichten stellte sich natürlich die Frage, wie sich die Gluondichte $xg(x, Q^2)$ im Proton bei kleinem x verhält. Man wusste, dass für eine Messung von xg nicht nur $F_2(x, Q^2)$, sondern auch die Ableitung $\partial F_2 / \partial \ln Q^2$ zu bestimmen ist. Das war (und ist) deutlich anspruchsvoller, als nur die Funktion selbst zu messen. Bereits die erste von H1 im Oktober 1993 publizierte Analyse zeigte, dass auch die Gluondichte zu kleinen x hin stark ansteigt [9]. Bei sehr kleinen x lässt sich die Ableitung bei HERA nicht mehr messen, und auch eine parametrisierte Darstellung von xg (Abb. 3) muss notwendig unzuverlässig werden, was für $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ bei $x \leq 10^{-3}$ einsetzt.

Der mit HERA beobachtete Anstieg der Quark- und Gluondichten bei kleinen x begründete ein neues Gebiet der Elementarteilchenphysik, die QCD bei hohen Partondichten. Dieses ist nicht nur von Bedeutung für die Theorie der starken Wechselwirkung, sondern direkt relevant für Vorhersagen von Teilchenreaktionen am LHC, an einem pp-Kollider noch höherer Energie oder für das Verständnis der Wechselwirkung kosmischer Neutrinos sehr hoher Energie. Mit einer großen Zahl weiterer Resultate haben die HERA-Experimente einen herausragenden Beitrag zur Entwicklung

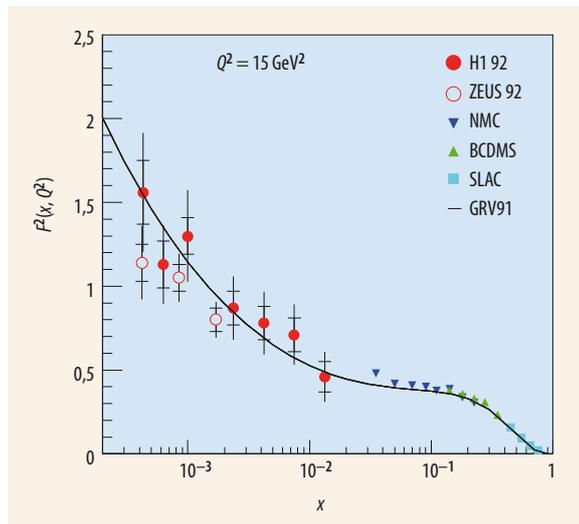


Abb. 2 Die bei konstantem Viererimpulsübertrag Q^2 durch H1 und ZEUS durchgeführte erste Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ zeigt das starke Anwachsen bei $x < 0,02$ (rote Symbole), im Vergleich zu Resultaten von Festtargetexperimenten bei größeren x . Die Kurve repräsentiert die Erwartung in einem an SLAC-Daten angepassten Modell [8].

der Elementarteilchenphysik und insbesondere zum Verständnis der Substruktur des Protons geleistet [12].

Heute stellt sich die Frage nach der Zukunft der tiefinelastischen Streuung. Dies ist eine Frage nach der Möglichkeit, zu noch höheren Q^2 und noch kleineren x als bei HERA vordringen zu können. Es ist auch die Frage danach, wie sich eine neue Generation von Experimenten nicht allein mit dem Erbe von HERA begründen lässt, selbst wenn die geringe Luminosität und die Ignoranz gegenüber tiefinelastischer Elektron-Kern-Streuung zwei wichtige Felder für Verbesserungen markieren. Im Zentrum jedoch stehen wohl die vollständige Bestimmung der Partonstruktur des Protons, insbesondere der Gluondichte bei sowohl kleinen als auch nahe bei eins liegenden Werten von x , die Suche nach neuen QCD- und anderen Phänomenen und schließlich das Potenzial zur Erforschung der Physik des Higgs-Bosons an einer neuen ep-Maschine. Die einzige aussichtsreiche Möglichkeit, einen ep-Kollider hoher Energie und Luminosität in den kommenden 10 bis 15 Jahren zu errichten, bieten die intensiven Hadronstrahlen des LHC mit dem LHeC-Projekt [13].

Der Large Hadron Electron Collider (LHeC)

Einem Auftrag des CERN sowie der europäischen Komitees für neue Beschleuniger (ECFA) und Kernphysik (NuPECC) folgend, hat kürzlich ein internationales Team von etwa 200 Physikern einen Conceptual Design Report (CDR) zum LHeC publiziert [13]. Im Dialog mit zwanzig von CERN eingeladenen Gutachtern haben sie dafür das Physikprogramm, Varianten eines Elektron-Proton- (ep) und Elektron-Kern-Kolliders (eA) bei TeV-Energien, dessen technische Realisierung sowie eine Detektor- und Installationsstudie detailliert ausgearbeitet. Der bevorzugte Entwurf des LHeC sieht

einen neuen Elektronenbeschleuniger vor, der tangential zum LHC angeordnet ist (Abb. 4) und in einer späteren Phase des LHC-Projekts erlaubt, ein DIS-Experiment einer neuen Generation aufzubauen.

Zu den bemerkenswerten Charakteristika des LHeC gehören die ep-Streuenergie \sqrt{s} von 1,3 TeV (gegenüber 0,3 TeV bei HERA) und die Designluminosität von $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mit dem simultanen ep- und pp-Betrieb würde der LHC zu einem Komplex von drei Strahlen und zwei gleichzeitig ablaufenden Typen von Streuexperimenten. Außerdem soll das „energy recovery“ Prinzip (ERL) die totale Leistungsaufnahme des LHeC auf 80 MW beschränken. Schließlich wäre der LHeC der erste eA-Kollider überhaupt und würde somit den Q^2 - und $1/x$ -Bereich in Lepton-Kern-Streuung um nahezu vier Größenordnungen ausdehnen. Physikalisch wie technisch würde der LHeC die Möglichkeiten des LHC, der bisher größten Investition der Teilchenphysik weltweit, erweitern.

Nach der Entdeckung des Higgs-Teilchens wurde untersucht, wie sich die Luminosität gegenüber dem CDR um einen Faktor zehn auf nahezu $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ steigern lässt. Das wäre das zweihundertfache davon, was HERA in seiner besten Zeit erreichen konnte. Eine solche Perspektive würde es nicht nur erlauben, das der ersten Phase von HERA äquivalente Programm in Wochenfrist zu absolvieren, sondern auch die Physik des Higgs-Bosons zu einem zentralen Thema des LHeC-Programms zu machen [14].

In den nächsten Jahren ist beabsichtigt, in internationaler Kooperation wichtige Komponenten der Maschine, eine ERL-Testanlage am CERN, den Entwurf des Detektors und aktuelle Aspekte des Physikprogramms (Higgs, Top, u. a.) zu entwickeln sowie

die Konfiguration des LHeC weiter zu optimieren. Mögliche unerwartete Ergebnisse am LHC bei hoher Energie sowie die Entwicklungen um die wahrscheinlich extrem aufwändige nächste e^+e^- -Maschine werden die Zukunft der Teilchenphysik wesentlich bestimmen. Trotz kluger strategischer Betrachtungen ist sie doch eher offen als festgelegt, und die fortgesetzten Arbeiten für einen ep-Kollider der zweiten Generation erscheinen als eine sinnvolle, nicht zu hohe Investition.

Zur Renaissance tiefinelastischer Streuung

Trotz der bedeutenden Fortschritte in der Physik der tiefinelastischen Streuung sind grundlegende Fragen der starken und schwachen Wechselwirkung von Partonen nach wie vor ungeklärt. So könnte sich am LHeC beispielsweise herausstellen, dass die Gluondichte bei immer kleinerem x entgegen mancher Erwartung doch unvermindert ansteigt, neben up- und down- könnte auch das strange-Quark einen Valenzanteil haben, oder die Neutronstruktur könnte sich grundlegender als angenommen von der des Protons unterscheiden. Die Gluonstruktur des Photons wäre zu bestimmen, neue Zustände wie Instantonen und Odderonen – von der QCD vorhergesagte topologische bzw. Drei-Gluon-Zustände – könnten entdeckt werden. Denkbar ist auch, dass Elektron, top-Quark, W-, Z- oder Higgs-Boson eine Substruktur haben und nicht elementar sind. Auch könnte man in pp-Streuung am LHC Leptoquarks oder Supersymmetrie entdecken und diese neuen Teilchen in ep-Streuung untersuchen wollen usw. Die einzigartige Verbindung von maximaler Energie und Luminosität verspricht auch für den LHeC Überraschungen.

Seit Jahrzehnten bestimmt ein Zusammenwirken von Hadron-Hadron-, e^+e^- - und DIS-Experimenten den Fortschritt der Hochenergiephysik. Der LHC hat die Schwelle zu neuen Energien, neuen kinematischen Bereichen und höheren Anforderungen an die Präzision von Messungen und Theorie ($N^3\text{LO}$) erfolgreich überschritten. Will die Physik der tiefinelastischen Streuung Teil dieser Entwicklung bleiben, dann mit dem LHeC, wie die folgenden drei Beispiele zeigen sollen.

Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung

GUT-Theorien wie E_6 vereinen elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung bei sehr hohen, der Planck-Skala entsprechenden Energien. Die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten dorthin zu extrapolieren, ist theoretisch gewagt und experimentell unsicher, weil α_s viel schlechter bekannt ist als Feinstruktur- bzw. Fermi-Konstante der elektromagnetischen bzw. schwachen Wechselwirkung. Die klassische Methode, α_s zu bestimmen, ist durch die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 [10]. Das Ergebnis der meistzitierten Publikation von HERA ist $\alpha_s = 0,115$ bei einer Skala von $Q^2 = M_Z^2$ mit einem experimentellen Fehler von etwa 1,5% (in NLO). Der LHeC könnte

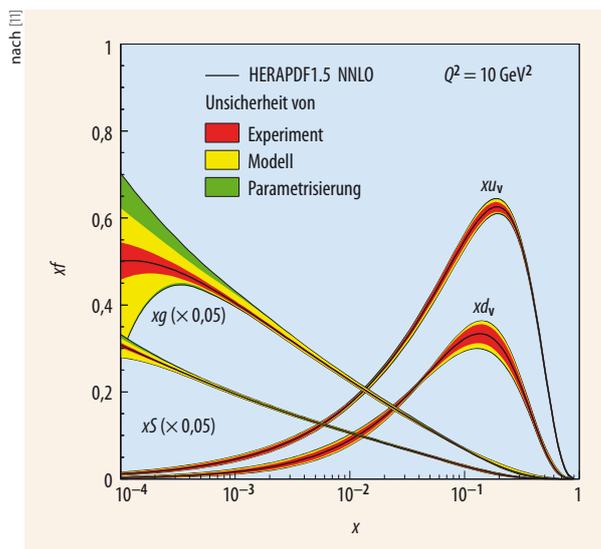


Abb. 3 Eine NNLO-Analyse von kombinierten Strukturunktionsdaten des H1- und des ZEUS-Experiments zeigt, dass das Proton bei großen x durch die beiden Valenzquarkdichten xu_v , xd_v charakterisiert ist, das Proton also durch einen uud-Zustand beschrieben wird. Bei kleinen Impulsanteilen jedoch dominieren die Gluon- (xg) und auch Seequarkdichten (xs). Im Quark-Parton-Modell sind See- und Antiquarkverteilungen gleich groß, was bisher noch nicht ernsthaft getestet werden konnte. Man beachte, dass xg und xs stark verkleinert dargestellt sind.

diese Genauigkeit auf das Zehnfache verbessern durch i) die präzise Messung der Charm- und Bottomstrukturfunktionen, ii) die Ausweitung des kinematischen Bereichs zu kleinen x sowie die direkte Messung *aller* Partonverteilungen in Abhängigkeit von x und Q^2 , iii) eine Erweiterung des Q^2 -Bereichs und die Messung der *non-singlet*-Kombinationen von Strukturfunktionen, auch durch Heranziehung von Elektron-Deuteron-Streuung am LHeC [13]. Ein solches anspruchsvolles Mess- und Analyseprogramm setzt Maßstäbe für die Entwicklung der QCD zur nächsthöheren Ordnung. Das erwartete Ergebnis ist um ein Vielfaches genauer als die Resultate der Gittertheorie, die jetzt die α_s -Werte beherrschen. Angesichts der unbefriedigenden Kenntnis von α_s ist der LHeC in dieser Hinsicht von außerordentlicher Bedeutung.

Dieses Programm geht über die Messung einer Kopplungskonstanten hinaus und bedeutete ein wahre Renaissance tiefinelastischer Physik, die zu einem neuen Bild der Quark-Gluon-Dynamik im Proton (und Neutron) führen würde. CERN würde damit auf anderem Niveau an die 70/80er-Jahre anknüpfen, als Genf das Mekka sowohl der pp- als auch der DIS-Physik war, als W und Z in $p\bar{p}$ -Streuxperimenten am SPS entdeckt wurden und mit Myon- und Neutrinoexperimenten an Protonen und Kernen erstmals das Quark-Parton-Modell und die QCD genau getestet wurden. Der Vergleich mit dem LHC, der Higgs-Entdeckung und dem LHeC-Programm liegt nicht fern.

Die Gluondichte bei kleinen x und die Suche nach neuer Physik

Die Masse des Protons ergibt sich nicht, wie man naiv annehmen könnte, als Summe der Massen seiner up- und down-Quarks, sondern fast vollständig aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen. Das Gluon ist ein merkwürdiges Teilchen, gefangen im Proton überträgt es die Farbkraft der starken Wechselwirkung. Im Mittel tragen die Gluonen die Hälfte des Protonimpulses, bei kleinen x nahezu alles. Grundsätzliche Ansätze zur Theorie der starken Wechselwirkung verknüpfen die QCD bei kleinem x mit String- und supersymmetrischen Theorien („AdS/CFT“ [16]).

Bei kleinem x wächst die Gluondichte stark an. In phänomenologischen Betrachtungen wie den Dipolmodellen der virtuellen Photon-Proton-Streuung erwartet man, dass dieses Anwachsen das Unitaritätsprinzip verletzt. Erweiterte Gleichungen zur Evolution der Gluonverteilung mit Q^2 bei kleinen x führen nichtlineare Effekte ein, welche die Grundgleichungen der Partonevolution (DGLAP) außer Kraft setzen. Der LHeC wird diese Frage zweifellos aufklären, mit hochpräzisen Messungen der Partondichten im Proton sowie in Kernen: In der tiefinelastischen eA-Reaktion sollte eine Gluonverteilung auftreten, die mit $A^{-1/3}$ dichter ist als die im Proton. Falls am LHeC in ep- und eA-Reaktionen eine Sättigung des Anwachsens von xg beobachtet wird, lassen sich nichtlineare von Kerneffekten trennen, was an ebenfalls vorgeschlagenen eA-Experimenten bei geringerer Energie, etwa bei RHIC,

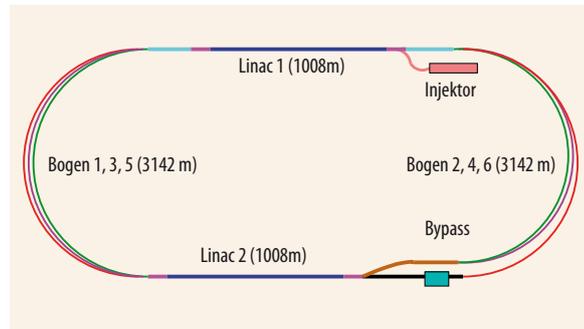


Abb. 4 Die zwei supraleitenden Linearbeschleuniger des LHeC sollen mit je 480 Kavitäten, die mit einem Gradienten von etwa 20 MV/m im CW-Modus betrieben werden, Elektronen bei dreifachem Durchlauf auf $E_e=60$ GeV beschleunigen. Der Elektronenstrahl wird danach entschleunigt und die Energie phasenverschoben zurückgewonnen („energy recovery“ ERL). In dieser Variante hat der LHeC einen Umfang von einem Drittel der LHC-Länge und ist tangential zum LHC am Wechselwirkungspunkt IP2 bei St. Genis angeordnet. Es ist vorgesehen, gleichzeitig pp und ep-Daten aufzuzeichnen [13].

am Jefferson Labor (USA) oder in Lanzhou (China), so nicht möglich sein wird. Die Elektron-Kern-Physik am LHeC wird ein neues Kapitel der Physik des Quark-Gluon-Plasmas aufschlagen und erstmalig die Partonverteilungen in Kernen bestimmen.

Die Bestimmung von xg bei hohen $x \geq 0,5$ ist von großer Bedeutung für das Verständnis der QCD, für die Messung von α_s in DIS, aber auch, um die Suche nach neuer Physik bei extrem hohen Massen am LHC in der Phase maximaler Luminosität (HL-LHC) durch externe präzise Information über die Partonverteilungen zu unterstützen [14]. Bei mittleren x -Werten schließlich ist es außerordentlich wertvoll, xg sowie die anderen Partonverteilungen noch viel genauer zu kennen, um das Potenzial des LHC als der einzigen „Higgs-Fabrik“ der Welt wirklich erschließen zu können. Die derzeitige (Un)kenntnis der Gluonverteilung erschließt sich in der sog. gg-Luminosität [15], ohne deren radikale Verbesserung, für x unterhalb von 10^{-3} und jenseits von $x \approx 0,5$, kaum Fortschritte in der QCD der Partonen bzw. bei der Suche nach neuer Physik möglich sind. Der LHeC erlaubt es, die Gluondichte über fünf Größenordnungen in x auf wenige Prozent genau zu bestimmen [13, 14].

Zur Zukunft der Higgs-Physik am LHC

Die Suche nach dem Higgs-Teilchen dauerte ebenso lange wie die nach dem W-Boson. Der von mehreren Theoretikern ausgearbeitete „Higgs-Mechanismus“ führt in die Lagrange-Funktion der elektroschwachen Theorie das Potential eines skalaren Feldes Φ in vierter Potenz ein, dessen Parameter sich vollständig aus den gemessenen Massen des W- und nun auch des Higgs-Bosons ergeben. Das Higgs-Boson gibt (W, Z) bzw. nimmt (γ) den Trägern der elektroschwachen Wechselwirkung ihre Masse, im Prinzip ähnlich wie das Gluon die Masse der sichtbaren Materie bestimmt. Das Perplexe der Entdeckung des Higgs-Bosons ist vielleicht doch, dass dieser phänomenologische Φ^4 -Potentialansatz in der Natur verwirklicht zu sein scheint.

Die bisher gemessenen Eigenschaften des Higgs-Bosons – neben der Masse die Stärke der Zerfallsverhältnisse für $H \rightarrow \gamma\gamma$, $4l$ sowie mit geringerer Genauigkeit $H \rightarrow WW$, $\tau\tau$ – sind alle mit dem Standardmechanismus verträglich. Der Erzeugungsquerschnitt des Higgs-Bosons am LHC, bei voller Energie $\sqrt{s} = 14$ TeV, ist etwa 50 pb. Die experimentelle Schwierigkeit am LHC ist der hohe Untergrund der Erzeugung des Higgs-Bosons und die Überlagerung von typisch hundert Ereignissen in der HL-LHC-Phase wegen des hohen pp-Wechselwirkungsquerschnitts. Die theoretische Schwierigkeit besteht im Erzeugungsmechanismus, der Überlagerung der dominanten $gg \rightarrow H$ -Produktion mit z. B. Mechanismen der Vektorbosonfusion und der ungenauen Kenntnis der Partonstruktur der einfallenden Protonen.

In tiefinelastischer Streuung wird das Higgs-Boson dominant bei der Abstrahlung von einem virtuellen W-Boson in der Reaktion $e^+p \rightarrow \nu H X$ erzeugt (Abb. 1b). Der Erzeugungsquerschnitt beträgt 200 fb bei Energien von $E_e = 60$ GeV und $E_p = 7000$ GeV. Das ist deutlich kleiner als am LHC, dennoch ergänzt die ep-Konstellation die Higgs-Physik am LHC ideal: i) Die Präzisionsinformation zur QCD, besonders α_s und xg , erlaubt es, die sonst die LHC-Messungen bald beherrschenden theoretischen Unsicherheiten genau zu kontrollieren [14]; ii) mit der angestrebten hohen Luminosität entstehen in einem eindeutigen WW-Produktionsmechanismus etwa 10^5 Higgs-Bosonen, womit sich deren Quantenzahlen genau bestimmen lassen; iii) der klarere Endzustand bei ep- verglichen mit pp-Streuung erlaubt Präzisionsmessungen der Kopplungskonstanten, so von $H \rightarrow b\bar{b}$ zu 1%, sowie anderer Kanäle wie $H \rightarrow c\bar{c}$.

Wie genau muss man die Kopplungen des Higgs-Bosons überhaupt kennen? Man mag darauf hinweisen, dass die Beziehung des Higgs zu Quarks und Leptonen deutlich phänomenologischer ist als die zu W, Z und γ und ferner, dass man nur durch extreme Genauigkeit herausfinden wird, ob das Higgs-Boson eventuell nicht elementar ist und ob abweichende CP-Eigenschaften auf einen möglicherweise doch komplizierteren der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung hinweisen, als die einfache Φ^4 -Theorie vermuten lässt. Schließlich ist die Frage offen, was denn die Masse des Higgs-Teilchens selbst regularisiert – dies könnte man die Bestimmung der zweiten Phase des LHC nennen.

Ausblick

Gustav Born, Mediziner und Sohn von Max Born, zitiert gern dessen nun fast fünfzig Jahre alten Worte zur Erneuerung der Physik und des Denkens, wonach „der Glaube an eine einzige Wahrheit und deren Besitzer zu sein, die tiefste Wurzel allen Übels auf der Welt“ ist [17]. Die weitere Entwicklung der ep-Physik setzt die Einsicht voraus, dass die Erscheinungen bei hohen Energien und kleinsten Dimensionen zu komplex sind, um sie mit pp- oder auch e^+e^- -Beschleunigern allein

erfassen zu können. Darin hat uns HERA bestärkt. Es gibt Hoffnungen und Aussichten auf eine reiche Zukunft der tiefinelastischen Physik, deren Glanz dem anderer Projekte in Nichts nachsteht, wie dieser Beitrag verdeutlichen soll. Die vollständige Durchführung des LHC-Programms mit der Suche nach neuen Teilchen bei höchsten Energien und der möglichst genauen Messung der Eigenschaften des Higgs-Bosons sowie vieler unaufgeklärter Charakteristika der QCD ist unabdingbar für die weitere Entwicklung der Teilchenphysik. Der LHeC erscheint als dessen ideale Ergänzung, mit seinem spezifischen DIS-Programm, aber auch seinen Beiträgen zur präzisen Untersuchung des Higgs-Teilchens, die mit technischen Neuerungen erster Art möglich ist. Renaissance und Erneuerung gehören zusammen, und die Zukunft des LHC liegt vor uns.

Literatur

- [1] R. W. Mcallister und R. Hofstadter, Phys. Rev. **102**, 851 (1956)
- [2] E. D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 930 und 935 (1969)
- [3] R. Feynman, Photon-Hadron-Interactions, Addison-Wesley, New York (1972)
- [4] A. Vogt, S. Moch und J. A. M. Vermaseren, Nucl. Phys. B **691**, 129 (2004)
- [5] C. Y. Prescott et al., Phys. Lett. B **77**, 347 (1978)
- [6] I. Abt et al. [H1 Coll.], Nucl. Phys. B **407**, 515 (1993)
- [7] M. Derrick et al. [ZEUS Coll.], Phys. Lett. B **316**, 412 (1993)
- [8] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. C **53**, 127 (1992)
- [9] I. Abt et al. [H1 Coll.], Phys. Lett. B **321**, 161 (1994)
- [10] C. Adloff et al. [H1 Coll.], Eur. Phys. J. C **21**, 33 (2001)
- [11] V. Radescu, „HERA1.5“, Proc. of the DIS Workshop 2011, Newport News, USA
- [12] M. Klein und R. Yoshida, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 343 (2008); vgl. R. Klanner und T. Schörner-Sardenius, Physik Journal, Mai 2006, S. 41 und O. Behnke, K. Krüger und S. Moch, ibid., Februar 2012, S. 31
- [13] J. L. Abelleira Fernandez et al. [LHeC Coll.], J. Phys. G **39**, 075001 (2012)
- [14] J. L. Abelleira Fernandez et al. [LHeC Coll.], arXiv:1211.5102; O. Brüning und M. Klein, Mod. Phys. Lett. A **28**, 16, 1330011 (2013)
- [15] S. Forte und G. Watt, arXiv:1301.6754
- [16] L. F. Alday und J. Maldacena, JHEP **0711**, 068 (2007)
- [17] G. V. Born, „The Born Family in Göttingen and Beyond“, TER-MESSOS-Verlag, Göttingen (2002)

DER AUTOR

Max Klein (FV Teilchenphysik) hat an der Humboldt-Universität zu Berlin promoviert (1977) und sich habilitiert (1984). Er arbeitete in Zeuthen, Dubna, Hamburg und Genf und war maßgeblich an der Entdeckung des Verhaltens der Partondichten bei kleinen x bei HERA sowie der Messung von α_s beteiligt. Für den H1-Detektor entwickelte Klein mit seiner Zeuthener Arbeitsgruppe Drift- und Silizium-Detektoren und war von 2002 bis 2006 Sprecher der H1-Kollaboration. Seit 2006 hat er einen Lehrstuhl für Teilchenphysik an der Universität Liverpool inne. Er leitet die ATLAS-Gruppe in Liverpool, deren QCD-, Higgs- und SUSY-Programm, und die Entwicklung des LHeC am CERN.

