Check for updates

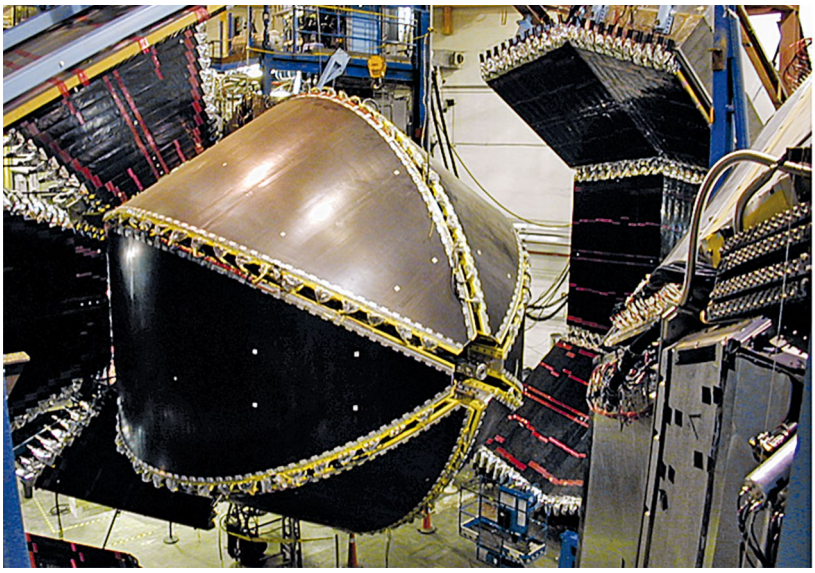
DOI: 10.1002/piuz.202401699

Mechanische Struktur des Protons

Quarks unter Hochdruck im Proton

Volker Burkert | Stefan Diehl | Peter Schweitzer

Schon vor etwa 90 Jahren haben Experimente gezeigt, dass das Proton kein punktförmiges Elementarteilchen ist, wie das Elektron, sondern eine innere Struktur aufweist. Dies war der Beginn der Protonstrukturforschung, die vor Kurzem mit der Messung des Drucks im Innern des Protons einen spannenden Höhepunkt erreicht hat. Wir beschreiben die neuesten Entwicklungen in Experiment und Theorie.



Das CLAS-Spektrometer führte das bahnbrechende Experiment der tief-virtuellen Compton-Streuung durch, parallel zu einem ähnlichen Experiment mit dem HERMES-Detektor bei DESY. Frühere Experimente, ZEUS und H1, hatten DVCS-Wirkungsquerschnitte bei sehr hohen Energien gemessen.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Dass das Proton eine innere Struktur hat, ist seit der experimentellen Ermittlung seines magnetischen Moments bekannt. Dieses weicht mit $\mu_p = (1+\varkappa_p)\mu_N$ mit $\varkappa_p = 1{,}79$ [1] deutlich von dem Wert μ_N des Kernmagnetons ab, den die Dirac-Gleichung für elementare, punktförmige Spin-1/2-Fermionen vorhersagt; dabei wird $\varkappa_p$ als anomales magnetisches Moment des Protons bezeichnet, mit $\mu_N = e\hbar/(2m_p)$ mit der Protonmasse $m_p = 940$ MeV/c^2. Das Proton und sein nahezu gleich schwerer Isospin-Partner, das Neutron, beide auch Nukleonen genannt, sind Hadronen – also Teilchen, welche die starke Kraft spüren, die stärkste in der Natur bekannte Wechselwirkung. Nukleonen sind verantwortlich für mehr als 99,9 % der Masse der Materie im sichtbaren Universum. Damit sind Nukleonen natürlich auch die am meisten experimentell untersuchten Objekte der Hadronenphysik. Im Folgenden beziehen wir uns auf das Proton, aber viele der diskutierten Fragen gelten gleichermaßen auch für das Neutron.

Ein wichtiger Meilenstein auf dem Gebiet der Protonstruktur wurde in den 1950er-Jahren durch elastische Elektron-Proton-Streuexperimente erreicht, die erste Erkenntnisse über die Größe des Protons lieferten. Die Abweichungen der Streudaten von den Erwartungen für punktförmige Teilchen werden durch *Formfaktoren* (FFs) beschrieben, die für punktförmige Teilchen konstant wären. Aber es stellte sich heraus, dass FFs ausgeprägte Funktionen der *Mandelstam-Variablen t* sind, die im Streuprozess den Viererimpulsübertrag zum Quadrat darstellt (Abbildung 1a). Zur Erinnerung: Der *Viererimpuls* der relativistischen Physik fasst die Energie und den Impuls eines Teilchens zusammen, sein Quadrat entspricht dem Quadrat der Teilchenmasse. Zudem benötigen wir im Folgenden noch den elektromagnetischen *Viererstrom*, der die Ladungsdichte und Stromdichte zu einem Vierervektor in der relativistischen Formulierung der Elektrodynamik zusammenfasst.

Die Matrixelemente $\langle p' | J^\mu | p \rangle$ des elektromagnetischen Viererstrom-Operators J^μ des Protons werden durch zwei FFs beschrieben, die als Dirac-FF $F_1(t)$ und Pauli-FF $F_2(t)$ bezeichnet werden. Sie sind so definiert, dass $F_1(0)$ die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung und $F_2(0)$ das anomale magnetische Moment darstellen. Die t-Abhängigkeit der elektromagnetischen FFs enthält Informationen über die räumlichen Verteilungen von elektrischer Ladung und Magnetisierung. Dies ermöglichte die erste Bestimmung des Ladungsradius des Protons. Elastische Streuexperimente werden bis heute fortgesetzt und führten unter Verwendung verschiedener experimenteller Techniken zu einer sehr genauen Kenntnis des Ladungsradius des Protons.

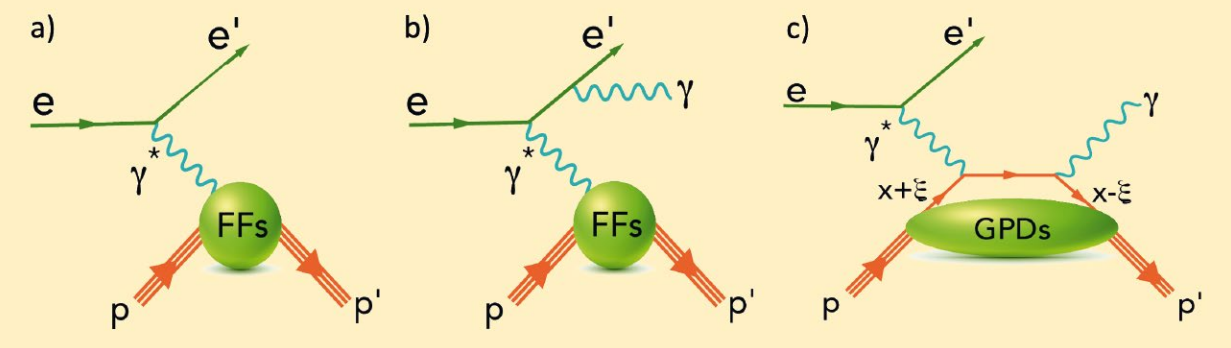
Quarks und Gluonen im Proton

Dank immenser Fortschritte bei den Beschleuniger- und Nachweistechniken in den 1950er-Jahren folgte eine Vielzahl von Entdeckungen von stark wechselwirkenden Teilchen und Resonanzen. Auf der theoretischen Seite führte dies zur Entwicklung des *Quarkmodells*, in dem die Quantenzahlen der Hadronen durch verschiedene Kombinationen von Quarks erklärt werden. Das Proton ist dabei aus

Online-Ausgabe unter: wileyonlinelibrary.com

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

ABB. 1 | STREUPROZESSE



Schematische Beschreibungen der a) elastischen Elektron-Proton-, b) Bethe-Heitler- und c) DVCS-Prozesse mit tief-virtueller Compton-Streuung. a) Bei der elastischen Streuung tauschen das Elektron und das Proton ein virtuelles Photon γ^* aus, das den Impuls $q = p' - p$ überträgt. Die Mandelstam-Variable $t = q^2 < 0$ beschreibt den Impulsübertrag auf das Proton in Lorentz-invarianter Weise. Wenn reelle Photonen – von mehreren GeV Energie – abgestrahlt werden bei $|t| \ll |q^2|$, spricht man vom Bethe-Heitler-Prozess (b) oder dem quantenmechanisch nicht unterscheidbaren DVCS-Prozess (c) (zur Erklärung von $x \pm \xi$ siehe „Quarkstruktur des Protons und von Generalisierten Parton-Verteilungen" auf Seite 300). Im DVCS-Prozess wird das γ^* von einem einzelnen Quark absorbiert. Wichtig ist, dass das Proton hierbei intakt bleibt. Die Interferenz der DVCS- und Bethe-Heitler-Amplituden ist ein wichtiger Aspekt der experimentellen Analyse, da sie die Wirkung des viel selteneren DVCS-Prozesses verstärkt.

zwei Up-Quarks und einem Down-Quark zusammengesetzt, die drittelzahlige elektrische Ladungen $e_u = 2/3$, $e_d = -1/3$ tragen. Die Quarks in diesem Modell waren gruppentheoretische Objekte, und ihre Dynamik war unbekannt.

Der nächste Meilenstein wurde mit Experimenten zur inklusiven, tief-inelastischen Elektronenstreuung (DIS) erreicht, wo durch den Austausch eines virtuellen Photons vom Elektron auf das Proton hohe Energien und Impulse übertragen werden, siehe Abbildungen 1b und 1c. Wenn q den Viererimpuls und Q die *Virtualität* (definiert über $Q^2 = -q^2$) des ausgetauschten virtuellen Photons bezeichnen und p den Viererimpuls des Protons darstellt, dann ist DIS durch den Limes $p \cdot q \to \infty$ und $Q^2 \to \infty$ mit festem Verhältnis der beiden Variablen definiert. In diesem Limes hängen die Strukturfunktionen, die das Innere von Hadronen beschreiben, in erster Näherung nur von einer einzigen Variablen $x = Q^2/(2p \cdot q)$ ab, die aus kinematischen Gründen $0 < x < 1$ erfüllt.

Dieser nichttriviale Sachverhalt wurde von James Bjorken vorhergesagt und von Richard Feynman im sogenannten *Partonmodell* interpretiert [2], das Partonen – also Quarks und Gluonen – als Hauptbestandteile eines Hadrons einführte. Diesem zufolge lassen sich DIS-Prozesse als Streuung der Elektronen an nahezu freien, elektrisch geladenen und punktförmigen Teilchen, den Partonen, beschreiben. Dadurch kann der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung mit der *Quantenelektrodynamik* (QED) berechnet werden.

Die Struktur des Protons in DIS-Experimenten wird mit Hilfe von Parton-Verteilungsfunktionen (PDFs) beschrieben. In der modernen Terminologie werden die PDFs in der unpolarisierten DIS mit $f_1^a(x)$ bezeichnet, wobei a die Art des Partons kennzeichnet. Genauer gesagt ist $f_1^a(x)\,\mathrm{d}x$ die Wahrscheinlichkeit, ein Parton des Typs a innerhalb eines Protons im Anfangszustand zu finden, wobei sich das Proton mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegt und das Parton einen Anteil des Protonimpulses im Intervall zwischen x und $x + \mathrm{d}x$ trägt. Es wurde bald erkannt, dass die elektrisch geladenen Partonen, also die Quarks und Antiquarks, nur etwa die Hälfte des Protonenimpulses beitragen. DIS mit polarisierten Elektronen und/oder Protonen wird durch andere PDFs beschrieben.

Die Entdeckung der Protonstruktur und die Entwicklung des Partonmodells waren der Schlüssel zur Etablierung der *Quantenchromodynamik* (QCD) als Theorie der fundamentalen Wechselwirkung zwischen Quarks, die drei verschiedene Farbladungen tragen – und Antiquarks, die entsprechende Antifarbladungen tragen. Die Farbkräfte werden durch den Austausch von Spin-1-Gluonen vermittelt, die auch Farbladungen tragen, im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen, die in der QED Wechselwirkungen vermitteln.

Die Existenz von Gluonen wurde bei der Untersuchung von e^+e^--Annihilationsprozessen im TASSO-Experiment am DESY nachgewiesen. Als elektrisch neutrale Teilchen sind Gluonen in der Elektronstreuung in führender Ordnung „unsichtbar" und erklären damit die fehlende Hälfte des Protonenimpulses in DIS-Experimenten. Wie sich zeigte, hängt die *Kopplungskonstante der starken Kraft* $\alpha_s(\mu)$ von der Massenskala μ ab. Bei der Beschreibung von Hadronen ist die Skala $\mu \sim 1$ GeV und $\alpha_s(\mu)$ von der Größenordnung 1. Bei hochenergetischen Prozessen wie DIS nimmt $\alpha_s(Q)$ jedoch mit zunehmendem Q ab und erreicht im Bereich der Massenskala des Z-Bosons von 91 GeV/c^2 einen Wert von etwa $\alpha_s(91\ \mathrm{GeV}) = 0{,}12$.

Diese als *asymptotische Freiheit* bekannte Eigenschaft erklärt, warum Quarks, Anti-Quarks und Gluonen nur in Hochenergiereaktionen in erster Näherung als nahezu

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

freie Partonen erscheinen. Die Tatsache, dass freie Farbladungen in der Natur nie beobachtet werden, führte zur Confinement-Hypothese, deren theoretische Erklärung noch eine offene Frage ist.

Protonenmasse, Spin und *D*-Term

Während die QCD und ihre fundamentalen Freiheitsgrade Quarks, Antiquarks und Gluonen etabliert sind, bleiben viele Fragen zur Protonenstruktur offen. So ergeben sich beispielsweise die Quantenzahlen des Protons und des Neutrons aus der Kombination von drei leichten Quarks, *uud* und *udd*. Die geringen Quarkmassen, $m_u \sim 2$ MeV/c^2 und $m_d \sim 5$ MeV/c^2, führen zu einer der zentralen Fragen der QCD, nämlich: Wie kommt die wesentlich größere Protonenmasse von 940 MeV/c^2 zustande?

Eine weitere zentrale Frage betrifft den Spin des Protons. In einem „statischen" Quarkmodell würde man den Spin 1/2 des Protons naiv auf die Spins der Quarks zurückführen. Da in der Natur die relativ leichten *u*- und *d*-Quarks auf einen kleinen Raumbereich von der Ausdehnung eines Femtometers beschränkt sind, ist zu erwarten, dass etwa die Bahnbewegung der Quarks eine wichtige Rolle für den Spin-Haushalt des Protons spielt. Quantitativ ist die Spinzerlegung des Protons jedoch noch nicht genau bekannt.

Die Antworten auf diese Fragen liegen in den Matrixelementen des *Energie-Impuls-Tensors* (EMT), eines Operators, der in der Quantenfeldtheorie von zentraler Bedeutung und mit der Invarianz unter Raum-Zeit-Translationen verbunden ist. Diese Matrixelemente enthalten Schlüsselinformationen wie die Masse und den Spin eines Teilchens, den weniger bekannten, aber ebenso *fundamentalen D-Term* (*D* steht für Druck) [3] sowie Informationen über die Verteilungen von Energie und Drehimpuls sowie über mechanische Eigenschaften wie Kräfte innerhalb des Systems [4].

Diese Eigenschaften sind in den FFs des EMT kodiert [5, 6]. Während das Proton zwei elektromagnetische FFs besitzt, sind es beim EMT deren drei, die $A(t)$, $B(t)$ und $D(t)$ genannt werden. Der EMT koppelt an die hypothetischen Gravitonen, sodass für die direkte Messung dieser FFs Prozesse erforderlich wären, welche durch Gravitonen als Austauschteilchen vermittelt würden. Da die Gravitationswechselwirkung zwischen einem Proton und einem Elektron 10^{-39} mal schwächer ist als ihre elektromagnetische Wechselwirkung, ist die direkte Nutzung der Gravitation zur Untersuchung der Protonenstruktur in Beschleunigerexperimenten in absehbarer Zukunft unmöglich. Es gibt jedoch indirekte Methoden, um Informationen über den EMT durch die Untersuchung hart-exklusiver Reaktionen zu erhalten.

QUARKSTRUKTUR DES PROTONS UND VON GENERALISIERTEN PARTON-VERTEILUNGEN

Generalisierte Parton-Verteilungen (GPDs) hängen von drei Variablen x, ξ, t ab. In der tief-virtuellen Compton-Streuung (DVCS) wird die Quarkstruktur des Protons durch vier GPDs beschrieben. Zwei davon, $H^q(x, \xi, t)$ und $E^q(x, \xi, t)$, sind für uns vom besonderen Interesse. Die Bedeutung von x und ξ ist am einfachsten im Ruhesystem des Protons und des virtuellen Photons zu verstehen: Das einlaufende Quark trägt den Impulsanteil $x+\xi$ und das auslaufende $x-\xi$, siehe Abbildung 1c. Während ξ im Experiment durch p und q festgelegt ist, kann x nicht ermittelt werden und stellt eine Integrationsvariable dar. Die eigentlichen Observablen des DVCS-Prozesses sind Compton-FFs, die durch komplexwertige Integrale über die x-Abhängigkeit der GPDs ausgedrückt werden. Zum Beispiel gilt in führender Ordnung (ähnlich für die anderen Compton-FFs):

$$\mathrm{Re}\mathcal{H}(\xi,t)+i\,\mathrm{Im}\mathcal{H}(\xi,t)= \sum_q e_q^2 \int \mathrm{d}x \left[\frac{1}{\xi-x-i\epsilon}-\frac{1}{\xi+x-i\epsilon}\right] H^q(x,\xi,t), \quad (1)$$

wobei die Real- und Imaginärteile experimentell dadurch ermittelt werden können, dass die nicht unterscheidbaren Amplituden in den Abbildungen 1b und 1c interferieren und die Bethe-Heitler-Amplitude bekannt ist. Die Integrale $\int \mathrm{d}x\, H^q(x,\xi,t) = F_1^q(t)$ liefern die Quarkbeiträge zum Dirac-FF $F_1(t) = \sum_q e_q F_1^q(t)$.

Aus $E^q(x, \xi, t)$ erhält man auf ähnliche Weise den Pauli-FF $F_2(t)$, während $H^a(x, 0, 0)$ die aus tief-inelastischer Streuung wohlbekannten Partonverteilungsfunktionen darstellt. Aus den mit x gewichteten Integralen enthält man die ersehnten FFs des EMT (die auch für Gluonen definiert sind und $a = q, g$ bezeichnet):

$$\int \mathrm{d}x\, x H^a(x,\xi,t) = A^a(t)+\xi^2 D^a(t), \quad (2)$$

$$\int \mathrm{d}x\, x E^a(x,\xi,t) = B^a(t)-\xi^2 D^a(t). \quad (3)$$

Aus DIS sind $A^a(0)$ bekannt, deren Summe $\sum_a A^a(0)=1$ besagt, dass die Partonen 100 % des Protonenimpulses tragen. Die Kombination $A^q(t) + B^q(t) = 2J^q(t)$ liefert im Grenzwert $t \to 0$ Aufschlüsse darüber, welcher Anteil des Protonspins auf Beiträge vom Gesamtdrehimpuls (Spin + Bahndrehimpuls) der Quarks oder Gluonen zurückzuführen ist. Wir wissen lediglich, dass $\sum_a J^a(0) = 1/2$ gelten muss. Auf die physikalische Bedeutung der Eigenschaft $D = \sum_a D^a(0)$, die von gleicher Bedeutung wie die Masse und Spin eines Teilchens ist [3] und für die sich die Bezeichnung *D*-Term eingebürgert hat, gehen wir in „Interpretation der FFs und Druck im Proton" auf Seite 301 im Detail ein.

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

Hart-exklusive Reaktionen und Generalisierte Parton-Verteilungen

Hart-exklusive Reaktionen sind Elektronenstreuprozesse, bei denen alle Teilchen im Endzustand nachgewiesen werden. Außerdem muss das während des Streuprozesses ausgetauschte virtuelle Photon auf der „harten" Skala liegen, was bedeutet, dass es eine Virtualität Q hat, die viel größer ist als die Masse des Protons. Eine typische hart-exklusive Reaktion ist die tief-virtuelle Compton-Streuung (DVCS), bei der ein reelles Photon erzeugt wird.

Diese Reaktion kann auf zwei Weisen ablaufen: durch den Bethe-Heitler-Prozess, in dem das Proton als Ganzes den Impulsübertrag q vom Elektron absorbiert (Abbildung 1a), aber zusätzlich das Elektron ein Photon abstrahlt (Abbildung 1b). Oder ein einzelnes Quark oder Antiquark im Proton absorbiert den Impulsübertrag q und strahlt das reelle Photon ab, bevor es mit dem Proton, wie in Abbildung 1c dargestellt, „rekombiniert". Im ersten Fall wird die Streuung am Proton durch wohlbekannte elektromagnetische FFs beschrieben, im zweiten Fall durch *Generalisierte Parton-Verteilungen* (GPDs) [7].

GPDs enthalten reichhaltige Information über die komplizierte Protonstruktur [8, 9], siehe „Quarkstruktur des Protons und GPDs" auf Seite 300. So sind beispielsweise elektromagnetische FFs und Partonverteilungen in GPDs als Sonderfälle enthalten. Darüber hinaus enthalten die GPDs viel mehr Informationen und erlauben Aufschluss über die FFs des EMT. Die GPDs fließen in die Beschreibung der DVCS-Daten durch die Compton-FFs ein, die wiederum durch komplexwertige Integrale mit GPDs zusammenhängen. Diese Integralrelationen können nicht invertiert werden, sodass GPDs aus DVCS-Daten nicht ohne Modellannahmen extrahiert werden können – die Zuhilfenahme weiterer hart-exklusiver Prozesse kann diesen Aspekt in Zukunft verbessern, siehe den Ausblick am Artikelende.

Im Fall des EMT-FF $D(t)$ sind wir allerdings in einer günstigeren Lage, denn auf der Grundlage gegenwärtig verfügbarer Daten ist es vor kurzem gelungen, erste Schlüsse auf $D(t)$ zu ziehen. Die Amplituden des DVCS- und des Bethe-Heitler-Prozesses haben den gleichen Endzustand und interferieren dadurch quantenmechanisch. Da die Bethe-Heitler-Amplitude bekannt ist, können so die unbekannte DVCS-Amplitude und die Real- und Imaginärteile der Compton-FFs ermittelt werden. Diese Kenntnis erlaubt es dann, mit Hilfe einer Dispersionsrelation [10] – und einiger

INTERPRETATION DER FFS UND DRUCK IM PROTON

In Streuexperimenten werden Matrixelemente von quantenmechanischen Operatoren zwischen ein- und auslaufenden Protonzuständen mit den Impulsen p und Impuls p' gemessen. Um daraus Informationen über die Protonstruktur zu erhalten, bedient man sich einer Fourier-Transformation in einem Bezugssystem, wo das ein- und auslaufende Proton dieselbe Energie E besitzen und der Impulsübertrag auf das Proton nur räumliche Komponenten Δ hat. Eine dreidimensionale Fourier-Transformation der Matrixelemente des EMT-Operators bezüglich Δ liefert den statischen EMT

$$T^{\mu\nu}(r)=\int\frac{d^3\Delta}{2E(2\pi)^3}\left\langle p'\middle|\hat{T}^{\mu\nu}\middle|p\right\rangle e^{-i\Delta r},$$

dessen Komponenten eine anschauliche physikalische Bedeutung haben. $T^{00}(r)$ bezeichnet die Energiedichte im Proton und liefert dessen Masse aus $m_p=\int d^3r\,T^{00}(r)$, während $T^{0k}(\boldsymbol{r})$ die räumliche Verteilung des Drehimpulses beschreibt. $T^{ij}(\boldsymbol{r})$ stellt den mechanischen Spannungstensor dar und hat die allgemeine Zerlegung

$$T^{ij}(r)=\left(\frac{r^ir^j}{r^2}-\frac{1}{3}\delta^{ij}\right)s(r)+\delta^{ij}p(r). \tag{4}$$

Dabei bezeichnet $s(r)$ die Scherkraftverteilung und $p(r)$ die Druckverteilung. Durch die Energie-Impuls-Erhaltung sind $s(r)$ und $p(r)$ miteinander verbunden. Wenn $D(t)$ bekannt ist, kann man die Druckverteilung aus der Relation (wobei $t=-\Delta^2$)

$$p(r)=\frac{1}{6m_p}\int\frac{d^3\Delta}{(2\pi)^3}tD(t)e^{-i\Delta r} \tag{5}$$

gewinnen. Auf ähnliche Weise kann man $s(r)$ aus $D(t)$ bestimmen. Obwohl es nicht unmittelbar messbar ist, können dennoch Einsichten über $D(t)$ wie folgt erhalten werden. Die experimentell messbaren Real- und Imaginärteile des Compton-FFs $\mathcal{H}(\xi, t)$ erfüllen bei festem t die Dispersionsrelation [10]

$$\mathrm{Re}\mathcal{H}(\xi,t)=D_{\mathrm{sub}}(t)+\frac{2}{\pi}\mathcal{P}\int dx\,\frac{x\,\mathrm{Im}\mathcal{H}(x,t)}{\xi^2-x^2}. \tag{6}$$

wobei $\mathcal{P}$ den Hauptwert des Integrals bezeichnet.

Dispersionsrelationen sind in der Physik weit verbreitet. Beispielsweise verbindet eine in der Optik wohlbekannte Dispersionsrelation den Brechungsindex und Absorptionskoeffizienten eines Mediums, die man als Real- beziehungsweise Imaginärteile einer komplexen Größe auffassen kann.

Das Besondere in unserem Fall ist das Auftreten eines Subtraktionsterms $D_{\mathrm{sub}}(t)$, der in führender Ordnung im Limes $Q^2\to\infty$ durch $D_{\mathrm{sub}}(t)=5\sum_q e_q^2D^q(t)$ gegeben ist, wo $D^q(t)$ die Quarkbeiträge zu $D(t)$ sind. Präzise Messungen der Real- und Imaginärteile von Compton-FFs und ihren Q-Abhängigkeiten erlauben es, auf diese Weise $D(t)$ zu bestimmen. Eine Bestimmung von $A(t)$ und $B(t)$ und der mit ihnen verbundenen räumlichen Verteilungen von Energie und Drehimpuls aus DVCS-Daten ist unmöglich, denn die Integralrelation in Gleichung (1) kann nicht invertiert werden, und der einzige Zugang zu diesen FFs setzt die Kenntnis von GPDs und Ausnutzung der Gleichungen (2) und (3) voraus.

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

Abb. 2 ***Der Elektronenbeschleuniger am JLab, mit drei Experimentierhallen A, B und C am unteren Bildrand und Halle D oben links im Bild. Der Strahl umrundet den Beschleuniger fünfmal und erhält dabei jedes Mal einen Energieschub bis zu 2,2 GeV. Dadurch erreicht er eine maximale Energie von 11 GeV, mit der er in die Hallen A, B, C gelenkt wird. Die Elektronen, die zur Halle D geleitet werden, erhalten einen zusätzlichen Energieschub, der die Energie auf 12 GeV erhöht.***

plausibler, aber gegenwärtig unvermeidbarer Hilfsannahmen – Informationen über $D(t)$ zu gewinnen. Dieser FF ist der Schlüssel zu den mechanischen Eigenschaften des Protons.

Mechanische Eigenschaften des Protons

Die physikalische Bedeutung von $D(t)$ wurde von Maxim Polyakov, der bis zu seinem verfrühten Tod vor zwei Jahren an der Ruhr-Universität Bochum wirkte, durch eine attraktive Interpretation erhellt [4], welche in „Interpretation der FFs und Druck im Proton“ auf Seite 301 beschrieben ist.

Die Interpretation setzt voraus, dass das Innere des Protons als ein mechanisches Medium verstanden werden kann – ähnlich wie ein Festkörper, allerdings mit einer sehr viel größeren Dichte. Insbesondere liefert dabei der FF $D(t)$ Zugang zum mechanischen Spannungstensor, der Informationen über die Druckverteilung $p(r)$ und die Scherkräfte $s(r)$ im Protoninneren liefert.

Aus theoretischen Rechnungen ist bekannt [11], dass im inneren Bereich des Protons der Druck positiv und im äußeren Bereich negativ ist. Der positive Druck $p(r)$ im Inneren des Protons erzeugt nach außen hin wirkende Kräfte, die verhindern, dass die Quarkmaterie ins Zentrum kollabiert. Das negative Vorzeichen von $p(r)$ im Außenbereich des Protons hingegen bedeutet, dass hier die Kräfte nach Innen wirken und somit die Quarkmaterie daran hindern, ins Unendliche zu verfließen. In Summe müssen sich die inneren Anziehungs- und Abstoßungskräfte einander genau kompensieren, was durch die Von-Laue-Bedingung $\int_0^\infty \mathrm{d}r\, r^2 p(r) = 0$ ausgedrückt wird [12] und eine notwendige Bedingung für mechanische Stabilität ist. Vor kurzem ist es gelungen, solche Einsichten auf experimentelle Daten zu stützen.

CLAS und CLAS12 am JLab

Die Kern- und Hadronenphysik-Experimente an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) nutzen einen Elektronenbeschleuniger (Continuous Electron Beam Accelerator Facility, CEBAF) mit einer maximalen Elektronenenergie von 12 GeV. Abbildung 2 zeigt eine Luftaufnahme des Beschleunigergeländes. Elektronenstrahlen mit unterschiedlichen Energien und unterschiedlichen Strahlströmen können gleichzeitig in die vier Experimentierhallen A bis D geleitet werden. Der CEBAF-Elektronenstrahl besteht aus kontinuierlichen, einzelnen Strahlpaketen von wenigen Pikosekunden Länge, mit einem zeitlichen Abstand von 2 ns. Somit lassen sich Experimente, die den Nachweis mehrerer Teilchen erfordern, mit hohen Strahlströmen betreiben und gleichzeitig zufällige Koinzidenzen von Strahlelektronen in verschiedenen Strahlpaketen begrenzen.

In Halle B wurde das CEBAF-Großakzeptanzspektrometer (CEBAF Large Acceptance Spectrometer, CLAS) für Energien bis zu 6 GeV und einer momentanen Luminosität bis zu $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ eingesetzt. CLAS basiert auf einem großen supraleitenden Magneten, der ein angenähertes toroidales Magnetfeld erzeugt, das den Polarwinkelbereich von 10° bis 140° abdeckt. Ein Großteil der in diesem Artikel besprochenen Daten wurde mit diesem Detektor aufgenommen. Der neue CLAS12-Detektor ist für den Nachweis von Teilchen bei Strahlenergien bis zu 12 GeV ausgelegt. Fotos von beiden Detektoren, CLAS und CLAS12, sind auf Seite 303 und in der Abbildung 3 gezeigt. CLAS12 arbeitet außerdem mit einer zehnfach höheren Luminosität als CLAS.

Die hohe Akzeptanz und hohe Luminosität sind Voraussetzungen, um DVCS-Messungen effektiv auszuführen, die den Nachweis von drei Teilchen im Endzustand voraussetzen, wie es in Abbildung 4 dargestellt ist. In den Hallen A

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

und C werden fokussierende Magnetspektrometer für den Nachweis geladener Teilchen eingesetzt. Beide Hallen sind für den Betrieb mit Strahlströmen von bis zu 80 μA vorgesehen.

Halle D ist für Experimente vorgesehen, die linear polarisierte reelle Photonenstrahlen und ein Detektorsystem mit großer Akzeptanz mit einem supraleitenden Solenoidmagneten als Kernstück benötigen. Für das weiter unten beschriebene Experiment und die Analyse der Daten war es von entscheidender Bedeutung, dass der Elektronenstrahl hochgradig spinpolarisiert ist, also für fast 90% der Elektronen der Spin entweder parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung ausgerichtet ist.

Ermittlung der Druckverteilung

Aus präzisen DVCS-Messungen können unter Ausnutzung der Interferenz mit der bekannten Bethe-Heitler-Amplitude die komplexwertigen Compton-FFs ermittelt werden. Der als Funktion des Winkels Φ gemessene DVCS-Wirkungsquerschnitt ist die Hauptinformationsquelle für die Realteile der Compton-FFs. Deren Imaginärteile hingegen werden aus *Strahlspinasymmetrien* (BSA) gewonnen. Interferenz der DVCS- und Bethe-Heitler-Amplituden führen zu einer Modulation dieser Asymmetrien, die zum Imaginärteil des Compton-FFs proportional ist. Beispiele für am JLab gemessene DVCS-Wirkungsquerschnitte und BSA in spezifischen kinematischen Bereichen sind links in Abbildung 5 dargestellt. Aus diesen Daten extrahierte Informationen über die Real- und Imaginärteile der Compton-FFs liefern unter Ausnutzung der Dispersionsrelation in Gleichung (6) den Subtraktionsterm $D_{\mathrm{sub}}(t)$, der rechts in Abbildung 5 gezeigt ist.

Der so ermittelte Subtraktionsterm $D_{\mathrm{sub}}(t)$ entspricht nicht genau dem gewünschten FF $D(t)$ und erstreckt sich über einen relativ engen t-Bereich. Dennoch kann man daraus erste Einsichten über den Druck im Proton unter Zuhilfenahme von Näherungen und plausiblen Annahmen gewinnen, die auf QCD und Modellrechnungen basieren und den dominanten Beitrag zum systematischen Messfehler beisteuern. Auf der Grundlage dieser Analyse und der gemachten Näherungen wurde die in Abbildung 6 gezeigte Druckverteilung innerhalb des Protons zum ersten Mal mit Hilfe von DVCS-Strahlspinasymmetrie- und Wirkungsquerschnittsmessungen von CLAS extrahiert.

Der positive Spitzendruck von 10^{35} Pa tritt bei $r=0$ auf und ist der höchste im Universum bekannte Druck, höher als im Inneren eines Neutronensterns. Im Außenbereich des Protons für $r > 0{,}6$ fm wechselt $p(r)$ das Vorzeichen. Der Vorzeichenwechsel ist wie schon erwähnt notwendig, um die Von-Laue-Bedingung für mechanische Stabilität zu erfüllen. Mit der gleichen Methode kann auch die Verteilung der eng zusammenhängenden Scherkräfte im Proton extrahiert werden, die bei $r = 0{,}6$ fm mit $4\pi r^2 s(r) = 38\,000$ Newton das Maximum erreichen.

Ein weiterer Prozess, der direkten Zugang zu beiden Compton-FFs, Im $\mathcal{H}(\xi, t)$ und Re $\mathcal{H}(\xi, t)$ (siehe „Quarkstruktur des Protons und GPDs“) bietet, ist der „zeitlich umgekehrte DVCS-Prozess“ (TCS). Hier wird das DVCS-Diagramm in Abbildung 1c rückwärts durchlaufen: Ein einkommendes energiereiches reelles Photon wechselwirkt mit einem der Quarks im Proton, wobei ein zeitähnliches virtuelles Photon erzeugt wird, welches unmittelbar zu einem in der Versuchsapparatur nachweisbaren Elektron-Positron-Paar zerfällt. Beim TCS-Prozess kann die Strahlspinasymmetrie wie

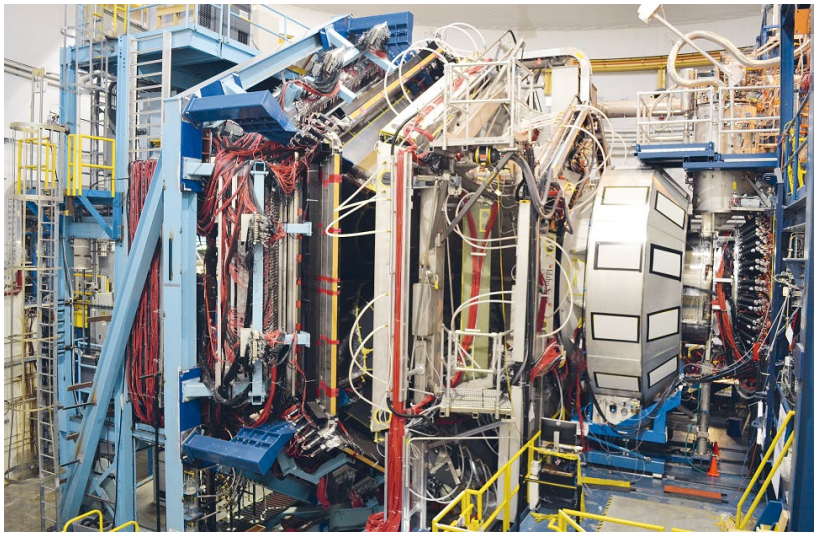
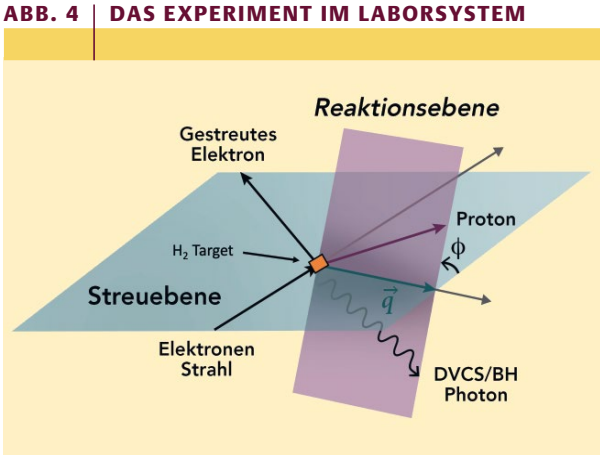


Abb. 3 ***Das neue CLAS12-Spektrometer führt Experimente bei höheren Energien und Strahlströmen durch.***

ABB. 4 | DAS EXPERIMENT IM LABORSYSTEM

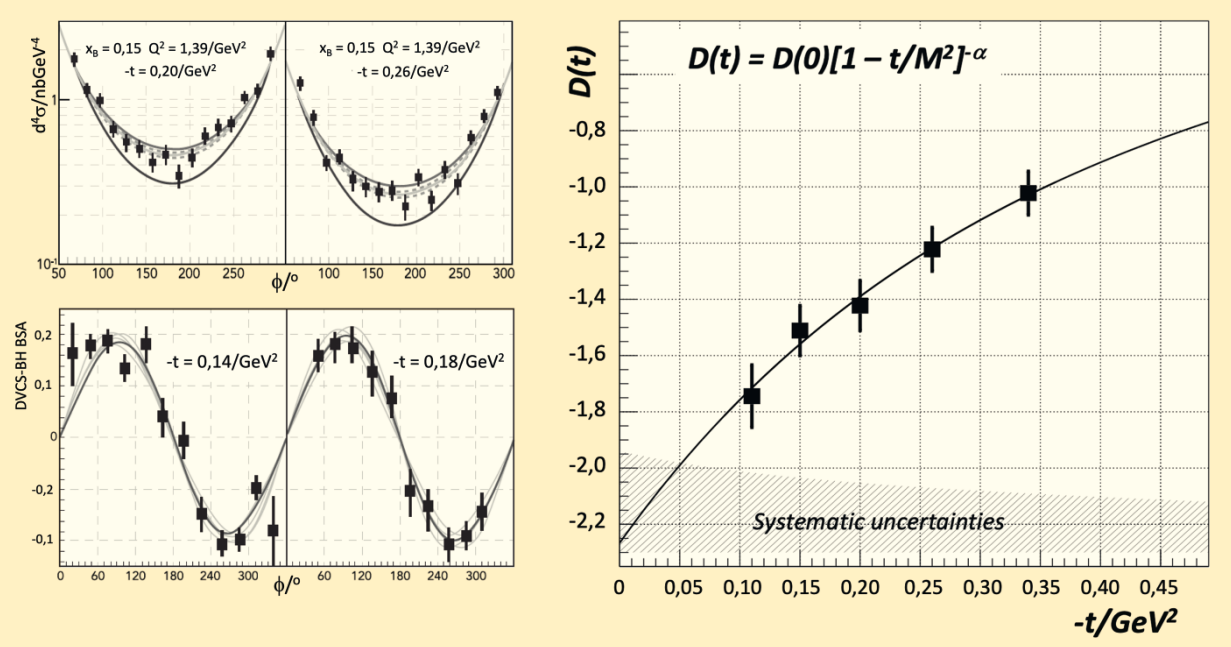


Der einlaufende Elektronenstrahl trifft auf eine mit flüssigem Wasserstoff (H_2) gefüllte Zelle (Target). Ein Elektron wird am Proton durch Austausch eines virtuellen Photons gestreut. Dabei werden der Impuls $\vec{q}$ und Energie auf den Endzustand, bestehend aus Proton und dem produzierten Photon, übertragen. Das Photon kann sowohl durch den DVCS-Prozess als auch durch den Bethe-Heitler (BH)-Prozess erzeugt werden. Das gestreute Elektron, das Rückstoß-Proton und das hochenergetische Photon werden im Großraumdetektor CLAS nachgewiesen und in der computerunterstützten Datenauswertung kinematisch vollständig nach elektrischer Ladung, Masse und Impulskomponenten rekonstruiert.

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

ABB. 5 | MESSDATEN



Linke Seite: Die obere Abbildung zeigt zwei Beispiele des Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen t-Werten auf einer logarithmischen Skala. Die untere durchgezogene Linie stellt den Wirkungsquerschnitt des Bethe-Heitler-Prozesses dar. Untere Abbildung: Strahl-Spin-Asymmetrie (BSA) bei unterschiedlichem Viererimpulsübertrag −t zum Proton. Die Asymmetrie beträgt rund 20 %, was darauf hinweist, dass der DVCS-Beitrag sehr bedeutend ist. Die mittlere Kurve stellt eine Anpassung an die Daten dar, die aus der Interferenz der DVCS- und BH-Amplituden resultiert. Rechts: Die erste Extraktion von $D_{sub}(t)$ auf der Grundlage der experimentellen DVCS-Daten ist mit den schwarzen Markierungen dargestellt. Die durchgezogene schwarze Linie stellt die Multipol-Anpassung an die Datenpunkte dar. Der schraffierte Bereich am unteren Rand des Diagramms stellt die systematischen Unsicherheiten der Analyse dar.

im DVCS-Prozess ausgenutzt werden, um den Imaginärteil von $\mathcal{H}(\xi, t)$ zu bestimmen.

Zudem erlaubt die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des e^+e^--Paares im Endzustand direkten Zugang zum Realteil von $\mathcal{H}(\xi, t)$. Ein gewisser Nachteil im Vergleich zum DVCS ist die erheblich geringere Produktionsrate. Allerdings werden beide Prozesse in einem Großraumdetektor wie CLAS12 gleichzeitig gemessen, was direkte Vergleiche der beiden Methoden ermöglicht. Das erste TCS-Experiment wurde kürzlich mit dem neuen CLAS12-Detektor durchgeführt. Die ersten Ergebnisse zeigen, wie beim DVCS-Prozess, erhebliche Beiträge des *D*-Terms zu den experimentellen Observablen.

Zukunftsperspektiven

Für die Bestimmung der *x*-Abhängigkeit der GPDs (siehe „Quarkstruktur des Protons und von Generalisierten Parton-Verteilungen“), welche über den DVCS-Prozess alleine nicht ermittelbar ist, steht der doppelt virtuelle Prozess $ep \rightarrow epe^+e^-$ zur Verfügung, dessen Produktionsrate um Größenordnungen geringer ist als beim DVCS-Prozess. Das muss durch erhöhte Strahlströme kompensiert werden und ist gegenwärtig am JLab in der Planung. Solche Messungen der *x*-Abhängigkeit der GPDs werden Einsichten in die beiden anderen EMT-FFs $A(t)$ und $B(t)$ liefern. Ein weiterer Höhepunkt werden Rückschlüsse darauf sein, wie die Quarks – die den *x*-ten Anteil des Protonimpulses tragen – in der zur Bewegungsrichtung des Protons senkrechten Ebene räumlich verteilt sind.

Die Unschärferelation gestattet die gleichzeitige Messung des longitudinalen Impulses eines Partons und seiner Position in der transversalen Ebene. Gegenwärtig sind derartige Verteilungen noch unbekannt [14]. Partonverteilungen, die Informationen über *transversale Impulse* der Quarks enthalten (TMDs), stellen einen komplementären Zugang dar, um neue Einsichten in die Protonstruktur zu gewinnen. Aufgrund der Unschärferelation ist es nicht möglich, den transversalen Impuls und den transversalen Ort eines Partons gleichzeitig zu messen. Hier eröffnet sich also ein gänzlich anderer Fragenkomplex, der auch mit Hilfe von anderen Prozessen erforscht wird – nämlich mit semiinklusiven, tief-inelastischen Streuprozessen, bei denen das Proton nicht intakt bleibt, sondern in eine meist große Anzahl neuer Teilchen fragmentiert.

Ein solcher Prozess ist zum Beispiel die Pionenproduktion, bei der nur das gestreute Elektron und ein einzelnes Pion aus der Schar der erzeugten Teilchen nachgewiesen werden. Bei diesem Prozess wechselwirkt das virtuelle Photon mit einem Quark aus dem Proton, das daraufhin in ein Meson und zusätzliche Hadronen fragmentiert, während

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

die verbleibenden Teile des Targets im Endzustand ebenfalls in zusätzliche Hadronen fragmentieren.

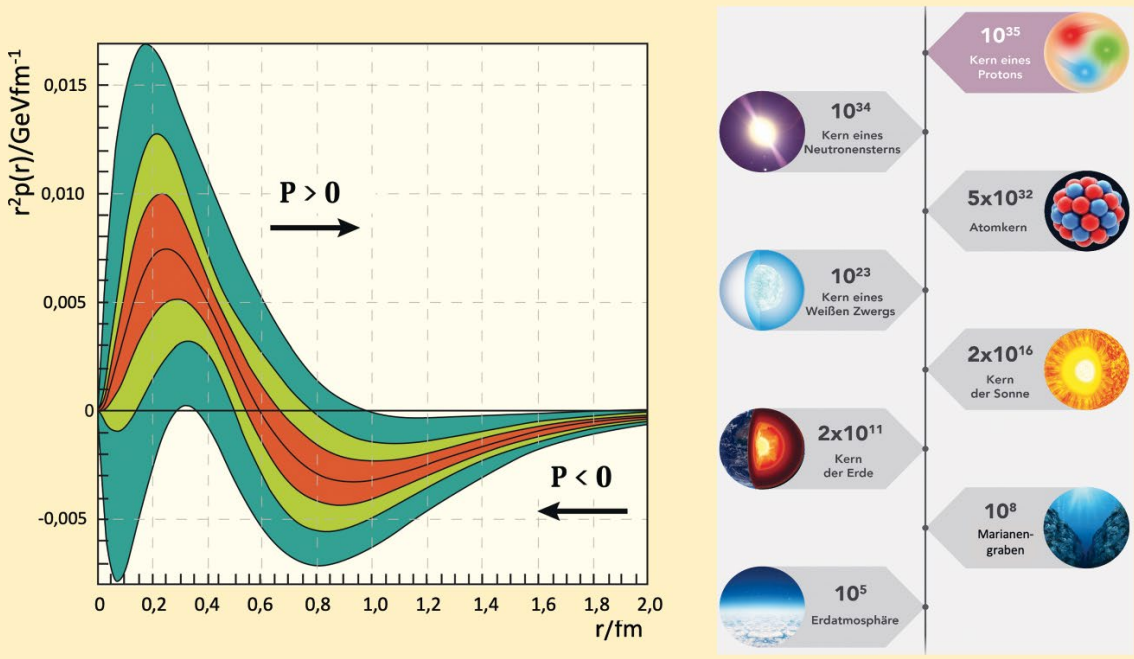
Die experimentelle und theoretische Forschung im Bereich der TMDs hat in den letzten Jahren einen ähnlichen Aufschwung erfahren wie die GPDs. GPDs und TMDs sind komplementäre Eigenschaften und können von einer allgemeineren Beschreibung der Protonenstruktur abgeleitet werden, die von generalisierten, transversalimpulsabhängigen Partonverteilungen (GTMDs) geliefert wird. Diese geben Auskunft über longitudinale und transversale Impulse von Quarks (wie bei TMDs), aber in einem Proton, das in einem hochenergetischen Prozess nicht zerstört wird, sondern intakt bleibt und lediglich einen Impulsübertrag erfährt (wie bei GPDs). GTMDs sind aus theoretischer Sicht sehr attraktiv, aber es ist noch wenig darüber bekannt, wie sie gemessen werden können [15].

Die Erforschung der Protonstruktur ist ein sehr aktives Forschungsgebiet mit laufenden Studien an verschiedenen Einrichtungen. Gegenwärtig wird über eine Verdopplung der Energie des JLab-Beschleunigers bis 22 GeV diskutiert, die noch detailliertere Untersuchungen der Proton-Quark-Struktur ermöglichen. Darüber hinaus wird der geplante Elektronen-Ionen-Beschleuniger am Brookhaven National Laboratory in den USA die Tür zu einer genauen Erforschung der Gluonenstruktur innerhalb des Protons öffnen. Ein weiterer Aspekt der Protonstruktur kann bei Vernichtungsprozessen von Protonen und Antiprotonen erschlossen werden, wie sie mit dem PANDA-Experiment am FAIR in Darmstadt untersucht werden sollen. Hier kann neben zeitartigen FFs des Protons auch auf generalisierte Verteilungsamplituden, also GPDs im gekreuzten Kanal und andere Verteilungsfunktionen, zugegriffen werden.

Zusammenfassung

Seit der Entdeckung der Protonstruktur wurden große Fortschritte beim Verständnis seiner partonischen Struktur und des Zusammenhangs zwischen den experimentell gemessenen Eigenschaften und der Bewegung und Verteilung von Quarks im Inneren des Protons gemacht. Ein Meilenstein ist der Zusammenhang zwischen sogenannten Generalisierten Parton-Verteilungen (GPDs) und den mechanischen Eigenschaften des Protons sowie die erstmalige Bestimmung des Drucks im Proton mit Hilfe von Formfaktoren. Der Druck im Zentrum des Protons übersteigt sogar denjenigen im Zen-

ABB. 6 | DRUCK IM PROTON



Links: Druck in Abhängigkeit des Abstands vom Protonenzentrum, dargestellt durch die zentrale schwarze Linie. Im Inneren wirkt der Druck stark nach außen, während er im äußeren Bereich nach innen wirkt. Der Spitzendruck bei r = 0 ist auf der vertikalen Achse wegen des Faktors r^2 vor p(r) visuell unterdrückt. Die verschiedenfarbigen Bänder zeigen die Genauigkeit der enthaltenen Daten an. Das äußere blaue Band enthält die Daten vor den CLAS-Messungen. Das mittlere grüne Band enthält die CLAS-Daten. Das innere rote Band zeigt eine simulierte Projektion der Genauigkeit unter Einbeziehung der aktuellen Daten des CLAS12-Experiments, die gegenwärtig analysiert werden. Rechts: Näherungswerte der Spitzendrücke in verschiedenen Objekten auf der Erde, in der Sonne und im Universum (in Pascal). Die Werte umfassen einen Bereich von 30 Größenordnungen von der Erdatmosphäre bis zum höchsten Druck, der im Inneren des Protons beobachtet wird.

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License

trum eines Neutronensterns. Diese Messungen eröffnen auch einen neuen Weg für experimentelle Studien von mechanischen Eigenschaften des Protons. Viele Fragen auf diesem Weg müssen noch mithilfe laufender und zukünftiger präziser Messungen gelöst werden.

Stichwörter

Quarkstruktur des Protons, Formfaktor, Energie-Impuls-Tensor, Druck, mechanische Eigenschaften, tief-inelastische Elektronenstreuung.

Danksagung

Ein Teil der beschriebenen Forschung wurde durch das U.S. Department of Energy, unter Vertrag No. DE-AC05- 06OR23177 unterstützt. S.D. wurde zum Teil durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (Project No. 508107918) unterstützt. P.S. wurde zum Teil durch die National Science Foundation (Award No. 2111490) und das Department of Energy (Award No. DE-SC0023646) unterstützt.

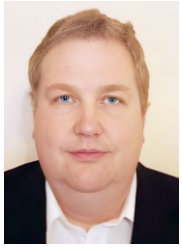
Open-Access-Veröffentlichung ermöglicht und organisiert durch Projekt DEAL.

Literatur

[1] R. Frisch, O. Stern, Z. Phys. **1933**, *85*, 4.
[2] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, 50 years of quarks, World Scientific, Singapur 2015.
[3] M. V. Polyakov, C. Weiss, Phys. Rev. D **1999**, *60*, 114017.
[4] M. V. Polyakov, Phys. Lett. B **2003**, *555*, 57.
[5] M. V. Polyakov, P. Schweitzer, Int. J. Mod. Phys. A **2018**, *33*, 1830025.
[6] V. D. Burkert et al., Rev. Mod. Phys. **2023**, *95*, 041002.
[7] D. Müller et al., Fortsch. Phys. **1994**, *42*, 101. X. D. Ji, Phys. Rev. Lett. **1997**, *78*, 610. A. V. Radyushkin, Phys. Rev. D **1997**, *56*, 5524
[8] K. Goeke, M. V. Polyakov, M. Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys. **2001**, *47*, 401.
[9] M. Diehl, Phys. Rept. **2003**, *388*, 41.
[10] M. Diehl, D. Y. Ivanov, Eur. Phys. J. C **2007**, *52*, 919.
[11] K. Goeke et al., Phys. Rev. D **2007**, *75*, 094021.
[12] M. von Laue, Ann. Phys. **1911**, *340*, 524.
[13] V. D. Burkert, L. Elouadrhiri, F. X. Girod, Nature **2018**, *557*, 396.
[14] M. Burkardt, Int. J. Mod. Phys. A **2003**, *18*, 173.
[15] S. Meissner, A. Metz, M. Schlegel, JHEP **2009**, *08*, 056.

Die Autoren

Volker Burkert studierte und promovierte an der Rheinischen Friedrich-Wilhelm-Universität in Bonn im Bereich der experimentellen Hochenergiephysik. Seit 1985 am Jefferson Laboratory, gegenwärtig als leitender Wissenschaftler. Er war führend an Entwicklung und Bau des CLAS-Spektrometers für die Elektronenstreuung beteiligt und hat den neuen CLAS12-Detektor entworfen. Er forscht zur Struktur von Nukleonresonanzen sowie zur Spinstruktur des Protons und seinen mechanischen Eigenschaften. 2019 vom Gouverneur als „Commonwealth of Virginia Outstanding Scientist" ausgezeichnet.



Stefan Diehl studierte Physik und promovierte an der JLU Gießen im Bereich der Detektorentwicklung. Nach einem Postdoc-Aufenthalt an der University of Connecticut und am Jefferson National Laboratory in den USA arbeitet er seit 2019 als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Projektleiter an der JLU Gießen und als Research Professor an der University of Connecticut im Bereich der Erforschung der 3D-Struktur des Nukleons und von Nukleonresonanzen.

Peter Schweitzer studierte an der Ruhr-Universität Bochum und University of Sussex in England. Promotion in Theoretischer Hadronenphysik an der Ruhr-Uni. Postdoc an der Universitá degli Studi di Pavia in Italien. Seit 2008 Professor an der University of Connecticut, USA. Theoretische Forschungstätigkeit in QCD und effektiven Quantenfeldtheorien sowie zu Modellen der Hadronenstruktur.

Anschriften

Dr. Volker Burkert, Thomas Jefferson National Accelerator Facility, 12000 Jefferson Avenue, Newport News, VA 23606 Virginia, USA. burkert@jlab.org

Dr. Stefan Diehl, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, Heinrich-Buff-Ring 16, 35392 Gießen. stefan.diehl@exp2.physik.uni-giessen

Prof. Dr. Peter Schweitzer, Department of Physics, University of Connecticut, Storrs, CT 06269-3046, USA. peter.schweitzer@uconn.edu

© 2024 The Authors. Physik in unserer Zeit published by Wiley-VCH GmbH

15213943, 2024, 6, Downloaded from https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/piuz.202401699 by Justus-Liebig-Universitat, Wiley Online Library on [07/01/2025]. See the Terms and Conditions (https://onlinelibrary.wiley.com/terms-and-conditions) on Wiley Online Library for rules of use; OA articles are governed by the applicable Creative Commons License