

**Seminar über
"Grundlegende Experimente der
Elementarteilchenphysik"
WS 2002/2003**

Vortragsthema: Nachweis der Quarks
Von: Gordon Kaußen
Betreuer: Prof. Dr. G. Flügge

14.01.2003

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einführung | 2 |
| 2 | Wirkungsquerschnitte | 2 |
| 3 | Elektron-Proton-Streureaktionen | 3 |
| 3.1 | Elastische $e^- - p$ -Streuung | 3 |
| 3.2 | Tief-inelastische $e^- - p$ -Streuung | 4 |
| 3.3 | Vergleich von $e^- - p$ - und e^- -Kern-Streuung | 6 |
| 4 | Das Partonmodell | 8 |
| 5 | Das SLAC-Experiment | 10 |
| 5.1 | Aufbau | 10 |
| 5.2 | Ergebnis | 14 |
| 6 | Der Spin und die Ladung der Partonen | 15 |
| 6.1 | Spin der Partonen | 15 |
| 6.2 | Ladung der Partonen | 16 |
| 7 | Moderne Experimente: Der H1-Detektor bei HERA und Skalenverletzung | 19 |
| 7.1 | Experimente bei HERA | 19 |
| 7.2 | Skalenverletzung | 21 |

1 Einführung

Um den Aufbau der Materie zu untersuchen, werden in der Teilchenphysik typischerweise *Streuexperimente* durchgeführt. Dabei wird ein Projektil auf ein Target geschossen und die dadurch gestreuten Teilchen mit Hilfe geeigneter Detektoren auf ihre Eigenschaften wie Energie, Impuls oder Ladung hin analysiert. Diese Streuexperimente sind deshalb so nützlich, da aufgrund der hohen Teilchenenergien sehr kleine Strukturen aufgelöst werden können. So hat beispielsweise die Rutherford-Streuung gezeigt, daß die Atome aus einem Atomkern und einer Elektronenhülle bestehen. In diesem Vortrag werden jedoch noch kleinere Strukturen, nämlich die Konstituenten der Nukleonen, die sogenannten *Partonen*, betrachtet. Dazu wird hauptsächlich auf die *Tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung* eingegangen, die entscheidende Ergebnisse für den Aufbau der Hadronen aus Quarks geliefert hat. Hier spielen die historischen *SLAC-Experimente*, aber auch moderne Experimente wie etwa bei *HERA* eine wichtige Rolle.

2 Wirkungsquerschnitte

Eine wichtige Messgröße bei Streuexperimenten ist der Wirkungsquerschnitt. Er läßt sich wie folgt definieren:

$$d\sigma = \frac{\text{Fluss der unter dem Winkel } \theta \text{ in den Raumwinkel } d\Omega \text{ gestreuten Teilchen}}{\text{einfallender Teilchenfluss}}.$$

Meistens wird allerdings der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ angegeben. Je nachdem, welche Art von Streuung betrachtet wird (z.B. Streuung punktförmiger Teilchen ohne Spin oder Streuung ausgedehnter Teilchen mit Spin), nimmt dieser diff. Wirkungsquerschnitt unterschiedliche Formen an.

Der wahrscheinlich bekannteste Streuquerschnitt ist die **Rutherford-Streuformel**:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth}} = \frac{\alpha^2}{4p_0^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (1)$$

Dabei bezeichnet α die Feinstrukturkonstante, p_0 den Impuls des einlaufenden Teilchens und θ den Streuwinkel. Die Gleichung (1) gilt dann, wenn sowohl das Projektil (z.B. Elektron) als auch das Target (z.B. Proton) als punktförmig angenommen werden, keinen Spin haben und das Target ruht. Außerdem ist hier für beide Teilchen eine Ladung von $z = \pm 1e$ angesetzt worden.

Geht man nun einen Schritt weiter und berücksichtigt einerseits, daß das Elektron ein Spin $1/2$ Teilchen ist, und andererseits, daß das Proton eine endliche Masse M besitzt, so erhält man die **Mott-Gleichung**:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4p_0^2 \sin^4 \frac{\theta}{2} [1 + (2p_0/M) \sin^2 \frac{\theta}{2}]}. \quad (2)$$

Der letzte Term im Nenner berücksichtigt den - aufgrund der endlichen Masse - auftretenden Rückstoß des Protons. Es ist zu beachten, daß es sich noch immer um die Streuung

an einem spinlosen Target handelt.

Bezieht man nun auch den Spin des Protons in die Berechnung mit ein, dann ergibt sich der **Dirac-Wirkungsquerschnitt**. Dabei tritt neben der elektrischen Coulomb-Wechselwirkung eine elektromagnetische Wechselwirkung auf, die die Spins der Teilchen umklappt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Dirac} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right), \quad (3)$$

wobei hier

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \frac{\alpha^2}{(4p_0^2 \sin^4 \frac{\theta}{2})[1 + (2p_0/M) \sin^2 \frac{\theta}{2}]}$$

ist. Der erste Term in der rechten Klammer von Formel (3) steht für die elektrische Mott-Streuung, während die den Spin umklappende Streuung im zweiten Term zum Ausdruck kommt. Die Größe q bezeichnet den Viererimpulsübertrag (siehe später). Dieser Wirkungsquerschnitt gilt für punktförmige Dirac-Teilchen, die ein normales magnetisches Moment $\mu = eh/4\pi mc$ haben.

Da das Proton aber tatsächlich nicht punktförmig ist und außerdem ein anomales magnetisches Moment besitzt, erhält man im letzten Schritt die **Rosenbluth-Gleichung**:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rosen} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left\{ \left(\frac{G_E^2 + (q^2/4M^2)G_M^2}{1 + (q^2/4M^2)} \right) + \frac{q^2}{4M^2} \cdot 2G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right\}. \quad (4)$$

Die Struktur des Protons wird jetzt durch die beiden Formfaktoren G_E und G_M beschrieben, wobei G_E für den elektrischen und G_M für den magnetischen Teil der Wechselwirkung steht.

3 Elektron-Proton-Streureaktionen

Bei den hier betrachteten Elektron-Proton-Streuungen wird das Elektron auf ein ruhendes Proton geschossen und an diesem gestreut. Je nachdem, wie groß dabei der Viererimpulsübertrag q ist, unterscheidet man zwischen der elastischen $e^- - p$ -Streuung und der tief-inelastischen $e^- - p$ -Streuung.

3.1 Elastische $e^- - p$ -Streuung

Bei der elastischen Streuung ist der Viererimpulsübertrag q , den das Elektron an das Proton abgibt, klein. Deshalb nimmt das Proton als ganzes Teilchen diesen Impulsübertrag auf und bewegt sich danach entsprechend der Impulserhaltung vom Kollisionspunkt weg. Nach dem Stoß liegen also die gleichen Teilchen (Elektron und Proton) vor wie vor dem Stoß. Daher handelt es sich hier um einen elastischen Prozess.

Seien p_1^e und p_1^p die Viererimpulse von Elektron bzw. Proton vor der Streuung und p_2^e bzw. p_2^p die Viererimpulse nach der Streuung. Dann ergibt sich für den Viererimpulsübertrag q :

$$\begin{aligned} q^2 &= (p_1^e - p_2^e)^2 = (p_2^p - p_1^p)^2 = (\mathbf{p}_2^p - \mathbf{p}_1^p)^2 - (E_2^p - E_1^p)^2 \\ &= (\mathbf{p}_2^p - 0)^2 - (E_2^p - M)^2. \end{aligned}$$

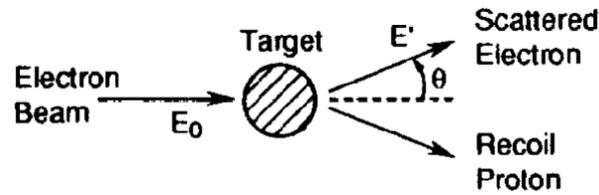


Abbildung 1: Elastische Streuung

Mit dem Energieübertrag $\nu = E_2^p - E_1^p = E_2^p - M$ vom Elektron auf das Proton und der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $M^2 = E_2^{p2} - \mathbf{p}_2^{p2}$ folgt schließlich:

$$\begin{aligned} q^2 &= E_2^{p2} - M^2 - E_2^{e2} + 2E_2^p M - M^2 = 2E_2^p M - 2M^2 \\ &= 2(\nu + M)M - 2M^2 = 2M\nu + 2M^2 - 2M^2 = 2M\nu \\ \Rightarrow q^2 &= 2M\nu. \end{aligned} \quad (5)$$

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags ist also proportional zur Protonenmasse und zum Energieübertrag.

3.2 Tief-inelastische $e^- - p$ -Streuung

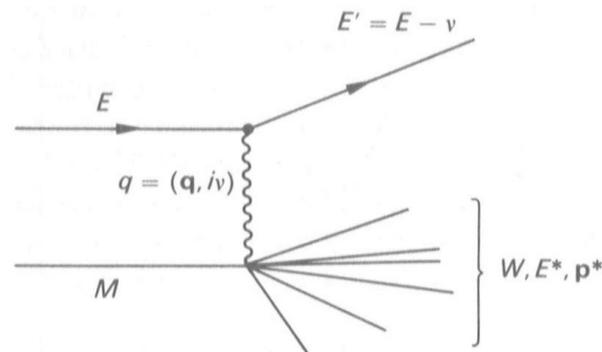


Abbildung 2: Tief-inelastische Streuung

Bei der Tief-inelastischen Streuung ist die Energie des einfallenden Elektrons und damit auch der Viererimpulsübertrag groß. Dadurch fällt das Proton beim Stoß auseinander und geht in den sogenannten Hadronischen Endzustand über, bei dem verschiedene Hadronen gebildet werden (siehe Abbildung 2). Nach der Streuung liegen also andere Teilchen vor

als vor der Streuung, so daß es sich hierbei um einen inelastischen Prozess handelt. Der Ausdruck „Tief-inelastisch“ hebt dabei hervor, daß die Streuung in einem Energiebereich stattgefunden hat, der weit entfernt von der niederenergetischen elastischen Streuung liegt.

Sei nun \mathbf{p}^* der Dreierimpuls, E^* die Energie und W die invariante Masse des hadronischen Endzustandes. Dann ergibt sich für den Viererimpulsübertrag q in analoger Rechnung zum vorherigen Abschnitt:

$$q^2 = (\mathbf{p}^* - \mathbf{p}_1^p)^2 - (E^* - E_1^p)^2 = (\mathbf{p}^* - 0)^2 - (E^* - M)^2.$$

Mit $\nu = E^* - M$ und $W^2 = E^{*2} - \mathbf{p}^{*2}$ erhält man sofort:

$$\begin{aligned} q^2 &= E^{*2} - W^2 - E^{*2} + 2E^*M - M^2 = 2E^*M - W^2 - M^2 \\ &= 2(\nu + M)M - W^2 - M^2 = 2M\nu - W^2 + M^2 \\ \Rightarrow q^2 &= 2M\nu - W^2 + M^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Der Grenzfall $W = M$ liefert wieder den Prozess der elastischen Streuung (siehe Gleichung (5)).

Graphisch können die Gleichungen (5) und (6) im sogenannten Rosenbluth-Diagramm dargestellt werden:

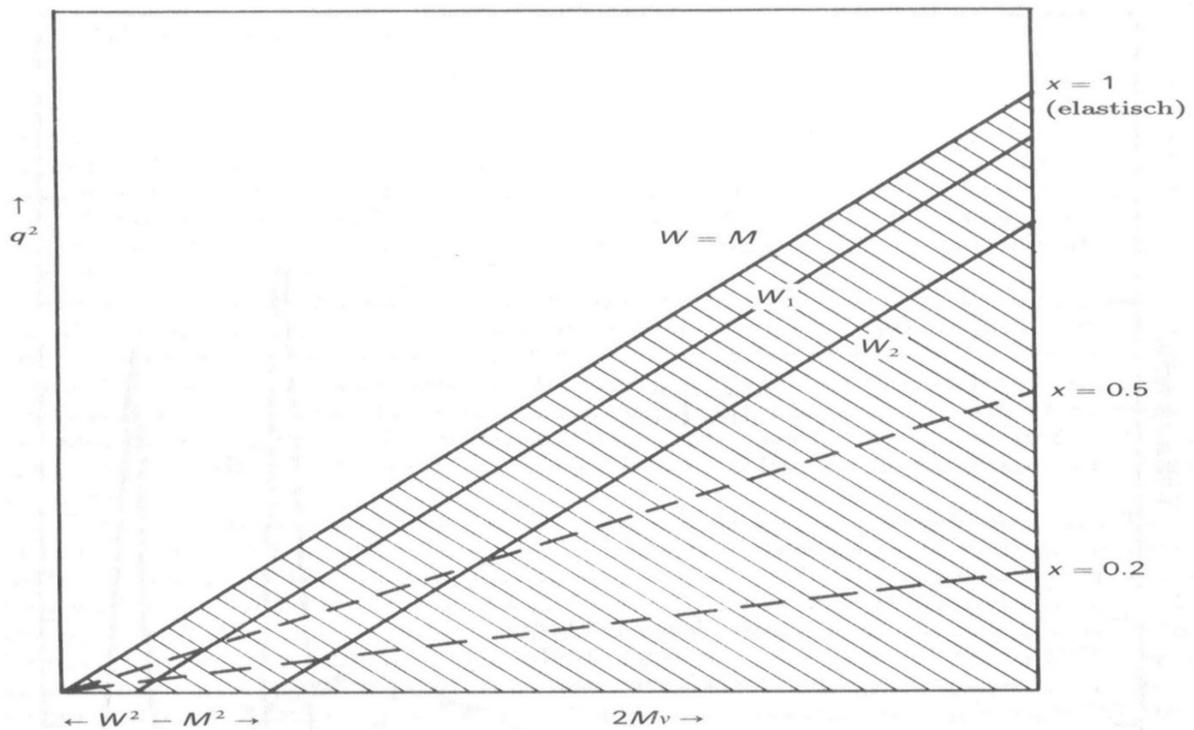


Abbildung 3: Rosenbluth-Diagramm

Darin sind die Variablen q^2 und $2M\nu$ gegeneinander aufgetragen. Die schraffierte Fläche stellt den Bereich dar, der durch inelastische Streuprozesse zugänglich ist. Die Variable x ist durch das Verhältnis

$$x = \frac{q^2}{2M\nu}, \quad 0 < x < 1$$

definiert. Linien konstanten W' s sind durch Geraden angedeutet, die um 45° gegen die Achsen geneigt sind. Linien mit konstantem x sind Geraden, die mit der Steigung x durch den Ursprung gehen. Die Region $q^2 < 2M\nu$ bzw. $x < 1$ entspricht dem Bereich der inelastischen Streuung, während die Linie $x = 1$ die Kinematik für elastische Streuprozesse definiert.

3.3 Vergleich von $e^- - p-$ und $e^- - \text{Kern-Streuung}$

Untersucht man die Streuung hochenergetischer Elektronen an Kernen, so erhält man die folgenden Ergebnisse:

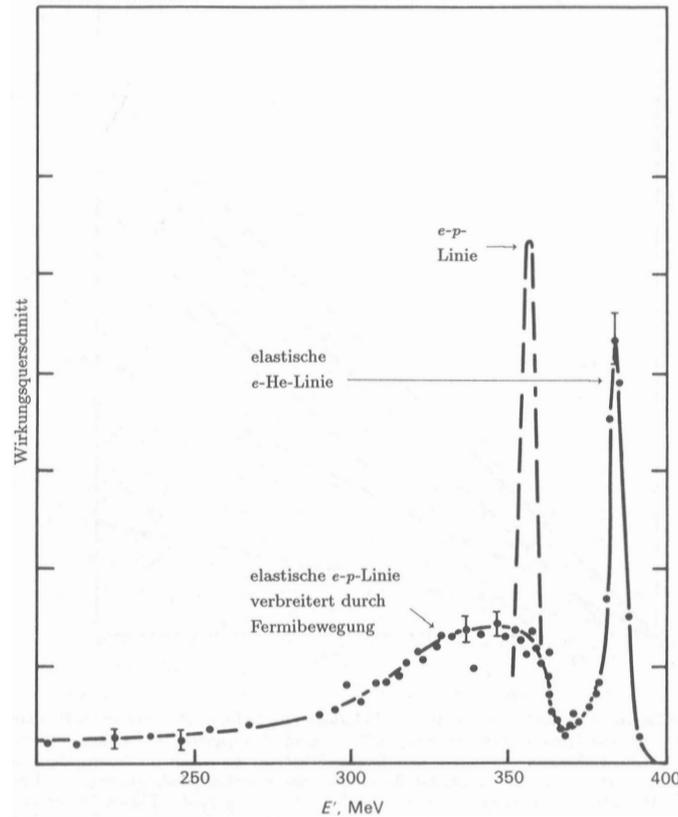


Abbildung 4: 45° -Streuung von 400 MeV Elektronen an Helium

Für kleine Viererimpulsüberträge q beobachtet man von elastischen Streuprozessen eine starke Überhöhung des Wirkungsquerschnittes bei

$$E' = E - \nu = E - \frac{q^2}{2M_{\text{Kern}}},$$

wobei E die Energie des Elektrons vor und E' die nach der Streuung ist. Bei größeren Werten des Energieübertrags ν , also bei kleinerem E' , findet man ein breites Maximum in der Region

$$\nu \simeq \frac{q^2}{2M_{Nukleon}},$$

das der quasi-elastischen Streuung des Elektrons an einzelnen Nukleonen entspricht. Falls die Nukleonen frei wären, würde man eine scharfe Spitze bei $\nu = q^2/2M_{Nukleon}$ sehen. Da die Nukleonen aber im Kern gebunden sind, besitzen sie einen Fermi-Impuls, der zu einer Verbreiterung dieses elastischen Peaks führt.

Bei kleinen q^2 werden also die Elektronen am *ganzen* Kern elastisch gestreut, wohingegen bei großen q^2 die elastische Streuung der Elektronen an *einzelnen* Nukleonen verstärkt sichtbar wird, was ein Nachweis für die Nukleonen als Konstituenten des Kerns ist.

Die gleichen Phänomene treten bei der Elektron-Proton-Streuung auf. Bei kleinen q^2 beobachtet man zunächst einen elastischen Peak bei $\nu = q^2/2M$, der die Streuung des Elektrons am *ganzen* Proton repräsentiert. Mit zunehmendem q^2 erscheinen dann weitere Maxima, die den Protonresonanzen entsprechen. Steigert man q^2 weiter, so erhält man schließlich ein Kontinuum, was ein Hinweis für die Streuung an Konstituenten des Protons ist. Wäre das Proton nämlich punktförmig, so müßte der Wirkungsquerschnitt auf Null absinken

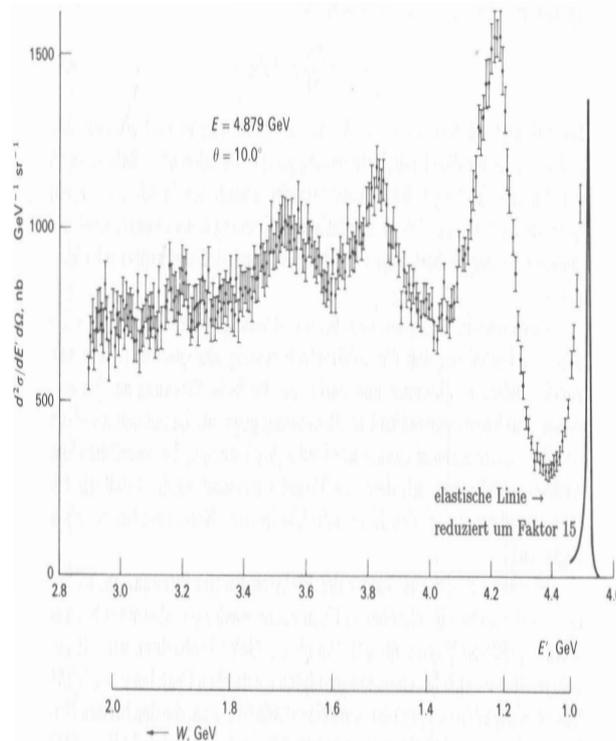


Abbildung 5: Anregungskurve inelastischer $e^- - p$ -Streuung

Dieses Ergebnis deutet also auf Konstituenten des Protons hin, die punktförmig im Vergleich zum Proton sind.

4 Das Partonmodell

Die Vorstellung, daß die inelastische Elektron-Proton-Streuung durch die elastische Streuung des Elektrons an punktförmigen partonischen Konstituenten beschrieben werden kann, wird nun etwas genauer untersucht. Der Wirkungsquerschnitt für die Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung kann als Funktion von q^2 und ν in Analogie zu Gleichung (3) geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{EM} \left[W_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (7)$$

Dabei sind W_1 und W_2 beliebige Strukturfunktionen. Gleichung (7) kann durch Einführung der folgenden Größen weiter umgeschrieben werden:

$$F_1(q^2, \nu) = W_1(q^2, \nu), \quad F_2(q^2, \nu) = \frac{\nu W_2(q^2, \nu)}{M},$$

$$y = \frac{\nu}{E}, \quad \frac{E'}{E} = 1 - y, \quad q^2 = 2MExy.$$

Damit wird Gleichung (7) zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{E\nu} \left[F_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu}{M} F_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (8)$$

bzw. mit den Beziehungen $\cos^2(\theta/2) = 1 - q^2/(4EE') \simeq 1$ und $d\nu/\nu = dx/x$

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \left[(1 - y) \frac{F_2(x, q^2)}{x} + \frac{y^2}{2} \frac{2xF_1(x, q^2)}{x} \right]. \quad (9)$$

Wenn die Elektron-Parton-Streuung eine punktförmige Wechselwirkung ist, dann können F_1 und F_2 nicht von q^2 abhängen, sondern sind lediglich Funktionen von x . Dies ist der Inhalt der *Bjorkenschen Hypothese der Skaleninvarianz*. Vereinfacht ausgedrückt besagt diese, daß eine Funktion $F(q^2, \nu)$, die im Grenzfall $q^2 \rightarrow \infty$ und $\nu \rightarrow \infty$ endlich bleibt, nur von dem dimensionslosen Verhältnis $x = q^2/2M\nu$ der beiden Größen abhängen kann. Da x dimensionslos ist, gibt es keine Massen- oder Längenskala, deshalb der Ausdruck Skaleninvarianz. Diese Vorhersage der Skaleninvarianz wurde bei SLAC-Experimenten bestätigt, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden.

Eine physikalische Erklärung der Skaleninvarianz wird durch Feynmans *Parton-Modell* gegeben (siehe Abbildung 6).

Dazu wählt man ein Bezugssystem, in dem das Target-Proton einen sehr großen Dreierimpuls hat, das sogenannte „infinite momentum frame“. Die Ruhemasse M des Protons kann dann vernachlässigt werden, so daß der Viererimpuls als $P = (\mathbf{p}, iE) = (p, 0, 0, ip)$ geschrieben werden kann. Nun kann man sich das Proton als einen parallelen Strahl von (drei) Partonen vorstellen, von denen jedes einen Viererimpuls xP , ($0 < x < 1$) trägt. Dabei ist x der Anteil, den ein Parton am Viererimpuls P des Protons hat (x kann für

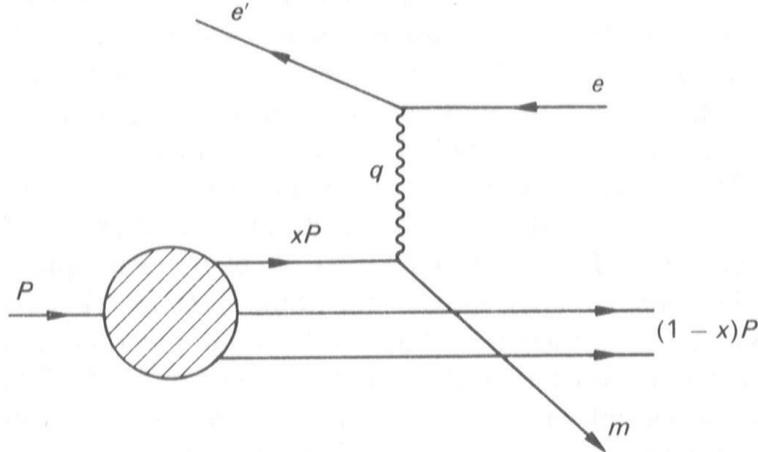


Abbildung 6: Tief-inelastische Kollision im Partonmodell

jedes Parton verschieden sein). Da P sehr groß ist, können Ruhemassen und Transversalimpuls Komponenten der Partonen vernachlässigt werden. Streut nun ein solches Parton der Masse m elastisch an einem Elektron, wobei es den Viererimpulsübertrag q des gestreuten Elektrons aufnimmt, dann gilt für den Viererimpuls des Partons nach dem Stoß:

$$\begin{aligned} (xP + q)^2 &= -m^2 \simeq 0 \\ \Rightarrow x^2 P^2 + q^2 + 2xPq &\simeq 0. \end{aligned}$$

Für $x^2 P^2 = -x^2 M^2 \ll q^2$ folgt daraus:

$$x = \frac{-q^2}{2Pq} = \frac{q^2}{2M\nu}. \quad (10)$$

Dabei wurde das invariante Vierer-Skalarprodukt $P \cdot q$ im Laborsystem ausgewertet, d.h. es wurde $P = (0, 0, 0, iM)$ und $q = (\mathbf{q}, i\nu)$ verwendet. Im „infinite momentum frame“ gibt die Variable x aus Formel (10), wie oben bereits erwähnt, den Anteil des Partons am Viererimpuls an. Für ein hypothetisches im Laborsystem ruhendes Parton der Masse m wäre bei elastischer Streuung nach Gleichung (5) $q^2 = 2m\nu$, so daß man im Grenzfall $q^2 \gg M^2$ für x erhält:

$$x = \frac{q^2}{2M\nu} = \frac{2m\nu}{2M\nu} = \frac{m}{M}. \quad (11)$$

Im Laborsystem gibt x also den Bruchteil der Protonenmasse M an, der effektiv von einem Parton getragen wird. Der Wirkungsquerschnitt, und damit $F(x)$ aus Gleichung (9) beschreibt also in gewissem Sinne die Verteilung der Protonenmasse auf die Partonen. Es bleibt noch zu erwähnen, daß im Endzustand keine Partonen, sondern Hadronen beobachtet werden (Hadronischer Endzustand). Daher müssen die gestreuten mit den nicht gestreuten Partonen zu Hadronen rekombinieren. Dieser komplizierte Rekombinationsprozess soll aber hier nicht weiter untersucht werden.

5 Das SLAC-Experiment

Das **Stanford Linear Accelerator Center** besitzt einen ca. 3km langen Linearbeschleuniger. Dieser kann Elektronen bzw. Positronen bis zu einer Energie von 50 GeV beschleunigen

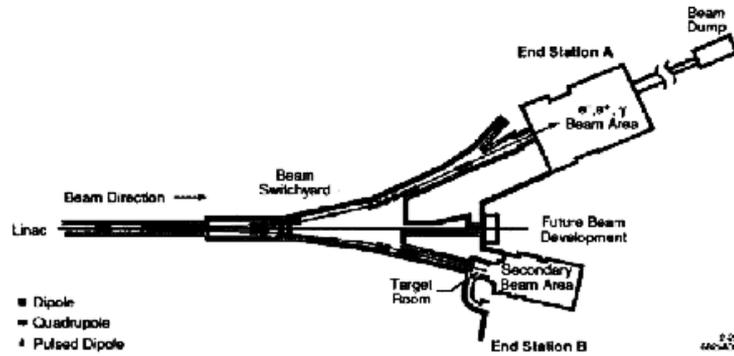


Abbildung 7: Luftaufnahme des SLAC

Auf der Luftaufnahme sind deutlich der Linearbeschleuniger und die daran angrenzenden Versuchshallen zu erkennen.

5.1 Aufbau

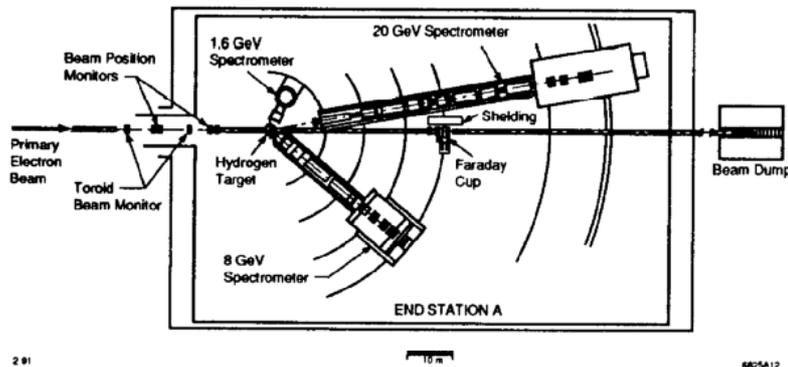
Die frühen Elektron-Streuexperimente des SLAC, die nach Fertigstellung der Spektrometer im Frühjahr 1967 begannen, fanden in der sogenannten „End Station A“ statt. Dazu wurde der Elektronenstrahl an einem Verzweigungspunkt mit Hilfe von Magneten in das entsprechende Gebäude geleitet.



Layout of energy-analyzed beams for SLAC.

Abbildung 8: SLAC-Layout

In der End Station A befanden sich drei Spektrometer, die zusammen einen Energiebereich der gestreuten Elektronen von 20 GeV abgedeckt haben. Da der Bau eines einzelnen Detektors, der im gesamten Energiebereich mit einer guten Auflösung gearbeitet hätte, sehr teuer gewesen wäre, hat man sich für die kostengünstigere Variante entschieden und einen 1.6 GeV, einen 8 GeV und einen 20 GeV Spektrometer errichtet, von denen jeder speziell für seinen Energiebereich ausgelegt war.



Layout of End Station A showing three spectrometers.

Abbildung 9: Layout der End Station A

Alle drei Spektrometer standen jeweils auf einer beweglichen Plattform, so daß sie um den Wechselwirkungspunkt gedreht und damit die Teilchen unter verschiedenen Streuwinkeln

untersucht werden konnten.

Das Photo zeigt den tatsächlichen Aufbau der drei Spektrometer in der End Station A:

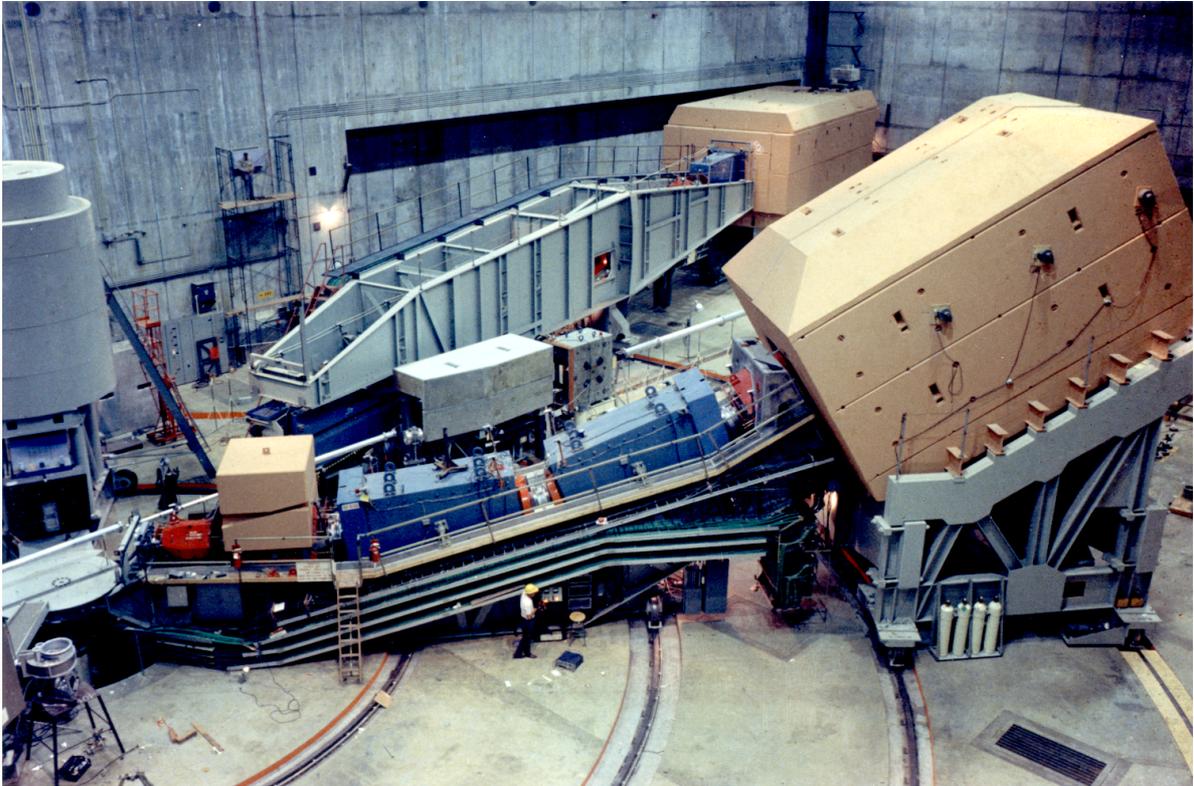


Abbildung 10: Die drei Spektrometer

Die genauere Zusammensetzung der Detektoren erkennt man am Beispiel des 8 GeV Spektrometers:

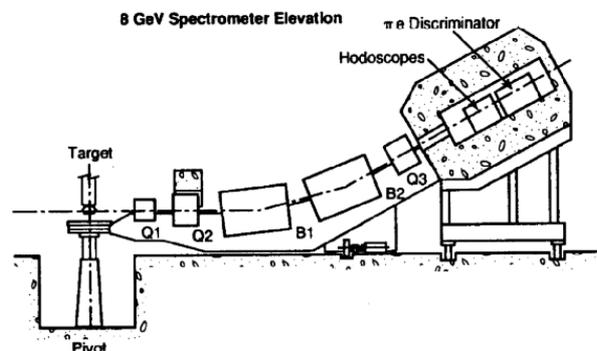
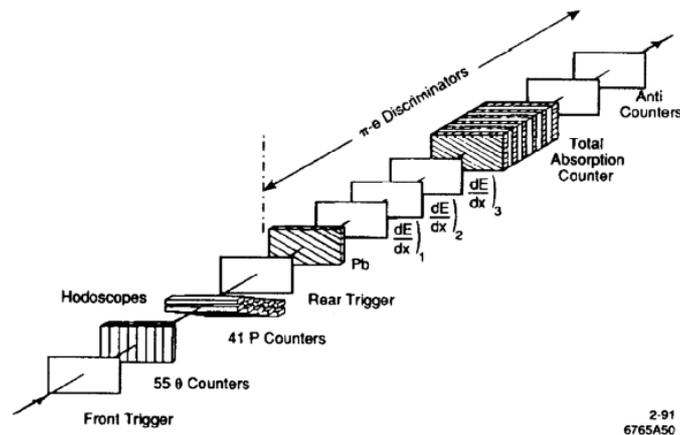


Abbildung 11: 8 GeV Spektrometer

Der Elektronenstrahl trifft auf ein ruhendes Target, bei dem es sich um flüssigen Wasserstoff handelt. Die daran gestreuten Elektronen durchlaufen dann eine Anordnung von Magneten, die aus Quadrupolen Q1, Q2 und Q3 besteht, um den Strahl zu fokussieren, und außerdem zwei Ablenkmagnete B1 und B2 enthält. Durch die Ablenkung der Teilchen in der vertikalen Ebene wird das Design des Detektors vereinfacht, weil dadurch die Messung des Impulses und die Bestimmung des Streuwinkels voneinander getrennt werden. Anschließend werden die Teilchen mit Hilfe von Hodoskopen und einem „ $\pi - e$ -Discriminator“ analysiert.



Counter system for the 8 GeV spectrometer.

Abbildung 12: Counter system

Die Hodoskope, das ist eine Anordnung von mehreren Zählern, messen dabei in einer Ebene den Streuwinkel und in der dazu senkrechten Ebene den Impuls der Teilchen. Danach trifft der Strahl auf eine Bleiplatte, wo er einen elektromagnetischen Schauer auslöst. Dieser wird dann im $\pi - e$ -Discriminator auf seine Energie hin analysiert, woraus auf das Primärteilchen, das den Schauer erzeugt hat, geschlossen werden kann, also ob es sich um ein Elektron oder um ein Pion handelt hat.

5.2 Ergebnis

Die Messungen der Strukturfunktion $F_2(x, q^2)$ bzw. $\nu W_2(x, q^2)$ in Abhängigkeit vom Quadrat des Viererimpulsübertrages q lieferten das folgende Resultat:

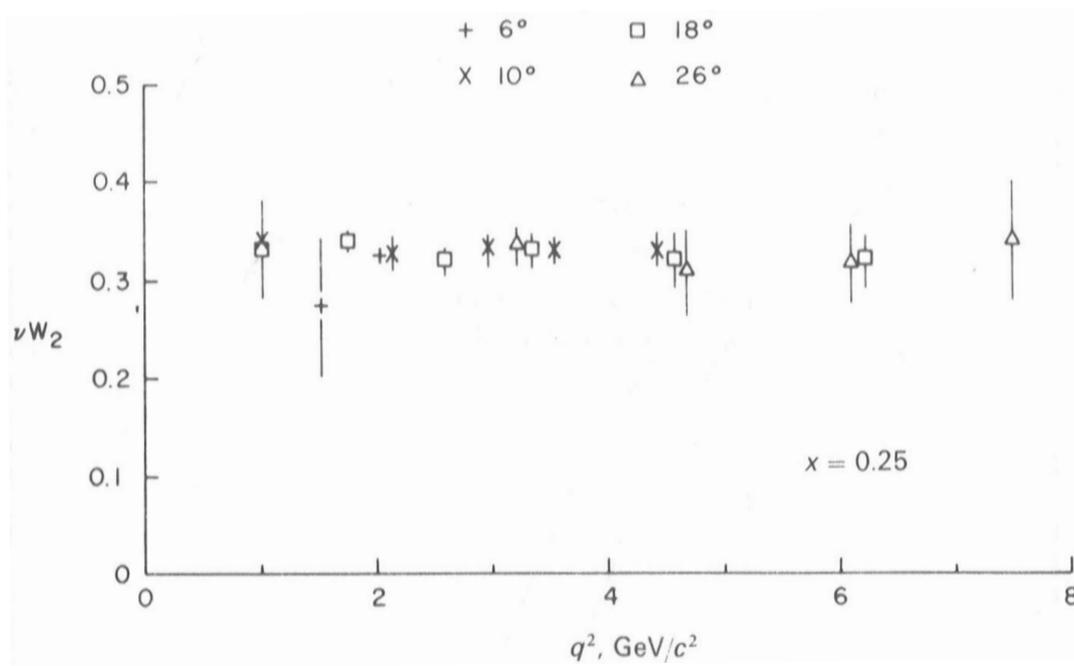


Abbildung 13: νW_2 (oder F_2) als Funktion von q^2

Bei dieser Untersuchung wurde die Variable x fest als $x = 0.25$ gewählt. Wie an dem Diagramm zu erkennen ist, beobachtet man, entsprechend der Bjorkenschen Hypothese der Skaleninvarianz, praktisch keine q^2 -Abhängigkeit der Funktion F_2 , d.h. es liegt exaktes Skalenverhalten vor: $F_2(x, q^2) = F_2(x)$.

Obwohl die Skaleninvarianz von Bjorken für den Grenzfall $q^2 \rightarrow \infty$ postuliert worden ist, scheint sie also bereits in der q^2 -Region von einigen M^2 gültig zu sein. Dieses Ergebnis war der Beweis dafür, daß es sich bei der Elektron-Parton-Streuung um eine punktförmige Wechselwirkung handelt und daß somit die Partonen punktförmige Teilchen sind.

Wie wir später noch sehen werden, war es allerdings Zufall, daß gerade bei dem hier ausgewählten $x = 0.25$ exaktes Skalenverhalten vorgelegen hat. Für andere x -Werte wird sich nämlich eine schwach ausgeprägte q^2 -Abhängigkeit der Funktion F_2 herausstellen, die aber auch im Partonmodell erklärt werden kann.

6 Der Spin und die Ladung der Partonen

Nachdem nun festgestellt worden ist, daß es sich bei den Partonen um punktförmige Teilchen handelt, stellt sich jetzt die Frage nach ihrem Spin und ihrer Ladung. Am Ende des Abschnitts, nach Untersuchung dieser Eigenschaften, wird sich herausstellen, daß die Partonen letztendlich mit den theoretisch eingeführten Quarks identifiziert werden können.

6.1 Spin der Partonen

Um den Spin der Partonen zu bestimmen, wird der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung mit dem Dirac-Wirkungsquerschnitt für die Streuung punktförmiger Spin-1/2 Teilchen der Ladung ze und der Masse m verglichen.

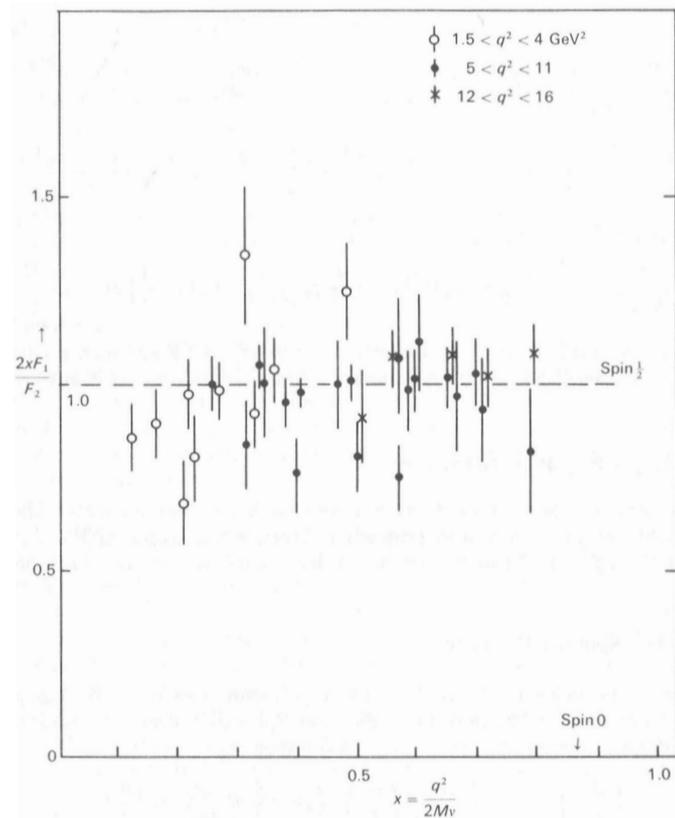


Abbildung 14: Das Verhältnis $2xF_1/F_2$

Aus Gleichung (3) erhält man für den Dirac-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{Dirac} = \frac{4\pi\alpha^2 z^2}{q^4} \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right),$$

und aus Formel (8) folgt für den inelastischen Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dq^2 dx}\right)_{inelastisch} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{q^4 E} \left(F_2(x) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{q^2}{2M^2 x^2} 2xF_1(x) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \frac{1}{x}.$$

Vergleicht man die Koeffizienten von $\cos^2(\theta/2)$ und $\sin^2(\theta/2)$ zwischen den beiden Gleichungen, so ergibt sich unter Verwendung der Identifizierung $m^2 = x^2 M^2$ die sogenannte *Callan-Gross-Relation*:

$$\frac{2xF_1(x)}{F_2(x)} = 1. \quad (12)$$

Im Bereich der Skaleninvarianz (großes q^2) wird diese Relation zwischen F_1 und F_2 erwartet, wenn die Streupartner punktförmige Teilchen mit Spin-1/2 und normalen magnetischen Momenten sind. Wie Messungen bei Elektron-Streuxperimenten am SLAC gezeigt haben (siehe Abbildung 14), trifft das vorhergesagte Verhältnis im Rahmen der Messgenauigkeit tatsächlich zu. Partonen sind demnach also Spin-1/2 Teilchen. Daß sie stattdessen eventuell auch Spin-0 Teilchen sein könnten, ist nach dieser Messung offensichtlich ausgeschlossen (dann müsste das Verhältnis $\frac{2xF_1}{F_2} = 0$ sein).

6.2 Ladung der Partonen

Betrachtet man Gleichung (9) für den Grenzfall $y \rightarrow 0$, das bedeutet für den Streuwinkel $\theta \rightarrow 0$, so erhält man

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \int \frac{F_2^{eN}(x) dx}{x}.$$

Dabei kann $\int F_2(x) dx/x$ als die Summe der Quadrate der Partonenladungen identifiziert werden. Stellt man sich das Proton nun aus u -, d - und s -Quarks zusammengesetzt vor, so ergibt sich für die Strukturfunktion F_2 der Elektron-Proton-Streuung:

$$F_2^{ep}(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) = x \left\{ \frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \right\}.$$

$u(x)$, $d(x)$ und $s(x)$ bezeichnen hierbei die Quarkdichteverteilungen und $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$ und $\bar{s}(x)$ die Antiquarkdichteverteilungen. Die Vorfaktoren entsprechen den Ladungsquadraten der Quarks ($u : +\frac{2}{3}$, $d : -\frac{1}{3}$, $s : -\frac{1}{3}$). Die Strukturfunktion für die Elektron-Neutron-Streuung F_2^{en} erhält man aus F_2^{ep} , indem man die Symbole u durch d und \bar{u} durch \bar{d} ersetzt:

$$F_2^{en}(x) = x \left\{ \frac{4}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [u(x) + \bar{u}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \right\}.$$

Bestimmt man nun die Strukturfunktion allgemein für die Elektron-Nukleon-Streuung aus dem Mittelwert von F_2^{ep} und F_2^{en} , so folgt:

$$F_2^{eN}(x) = x \left\{ \frac{5}{18} [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [s(x) + \bar{s}(x)] \right\}. \quad (13)$$

Aus ähnlichen Überlegungen erhält man für die Strukturfunktion der Neutrino-Nukleon-Streuung:

$$F_2^{\nu N}(x) = x [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)]. \quad (14)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (14) in Gleichung (13) findet man schließlich die Beziehung

$$F_2^{\nu N}(x) \leq \frac{18}{5} F_2^{eN}(x). \quad (15)$$

Dabei ist zu beachten, daß der Faktor $\frac{18}{5}$, wie aus der obigen Rechnung ersichtlich ist, direkt aus der Zuweisung von drittelzahligen Quarkladungen an die Partonen resultiert. Die Gleichheit ist gegeben, wenn s, c, \dots Quarks vernachlässigt werden können. Messungen der Strukturfunktionen $F_2^{\nu N}$ und $\frac{18}{5} F_2^{eN}$ lieferten die folgenden Ergebnisse:

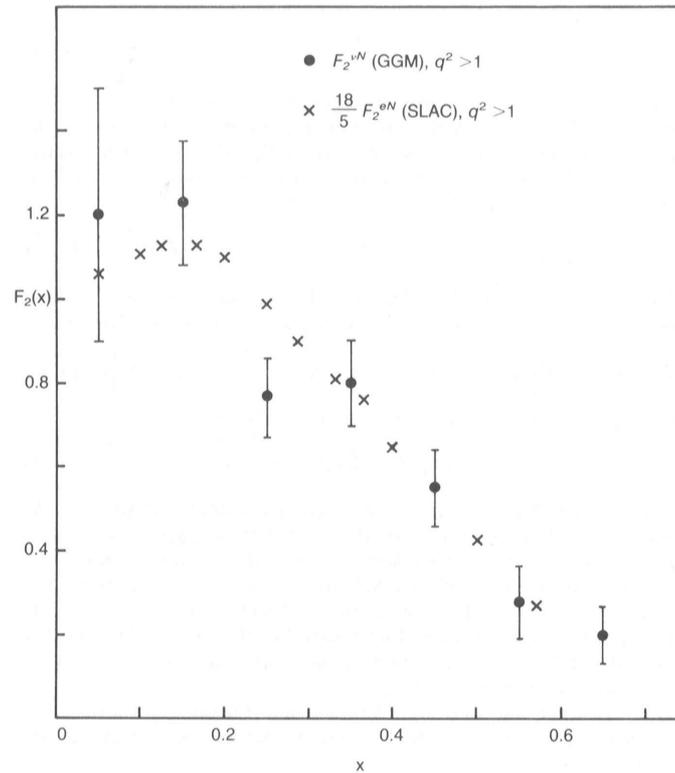


Abbildung 15: Vergleich von $F_2^{\nu N}$ und F_2^{eN}

Die Meßergebnisse der beiden Strukturfunktionen stimmen offensichtlich überein, wenn, wie nach Gleichung (15) vorhergesagt, die in der Elektron-Streuung erhaltenen Werte mit $\frac{18}{5}$ multipliziert werden. Dies bestätigt einerseits die Annahme, daß die Partonen drittelzahlige Ladungen tragen, und andererseits die Vermutung, daß die Partonen mit den Quarks identifiziert werden können.

Nachdem nun die Partonen bzw. Quarks als Konstituenten der Nukleonen nachgewiesen worden sind, erwartet man notwendigerweise, daß die Summe der Impulsanteile

über *alle* Konstituenten gleich Eins ist, d.h.

$$\frac{18}{5} \int F_2^{eN}(x) dx = \int F_2^{\nu N}(x) dx = \int [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)] x dx \simeq 1.$$

Eine experimentelle Bestimmung der Integrale, die ja nichts weiter als die Fläche unter den Kurven von Abbildung 15 angeben, lieferte jedoch als Ergebnis:

$$\frac{18}{5} \int F_2^{eN}(x) dx \simeq \int F_2^{\nu N}(x) dx = 0.50 \pm 0.05.$$

Die Partonen, die verantwortlich für die Streuung der Elektronen sind, tragen also nur ungefähr die Hälfte der Nukleonenmasse. Daher mußte ein weiterer Typ von Konstituenten neben den Quarks, die sogenannten Gluonen, postuliert werden. Diese tragen dann die restliche Nukleonenmasse, können aber von den Elektronen nicht „gesehen“ werden, da sie an die Leptonen nicht koppeln.

Wie sich die Strukturfunktion des Protons mit seinem Quarkinhalt verändert, wird in der folgenden Übersicht klar:

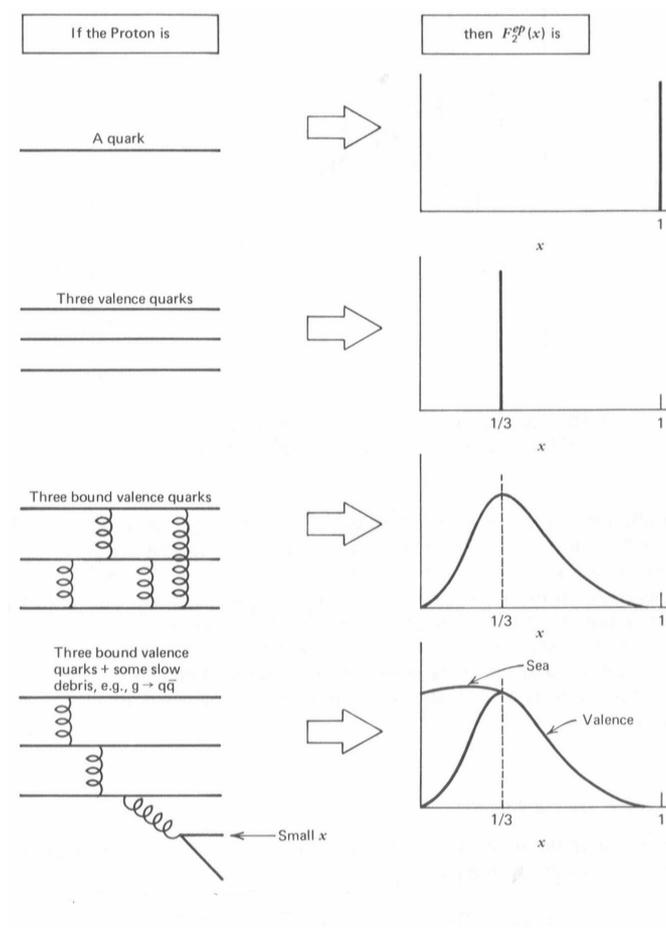


Abbildung 16: Strukturfunktion F_2^{ep}

7 Moderne Experimente: Der H1-Detektor bei HERA und Skalenverletzung

7.1 Experimente bei HERA

Das Beschleunigersystem HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons ist weltweit das einzige seiner Art. In ihm werden Kollisionen zwischen Elektronen und Protonen bei der höchsten je erreichten Energie untersucht. HERA besteht aus *zwei* Speicherringen, einen für Protonen mit einer maximalen Energie von 820 GeV und einen für Elektronen oder Positronen mit einer maximalen Energie von 30 GeV, die in einem 6,3km langen unterirdischen Tunnel installiert wurden.

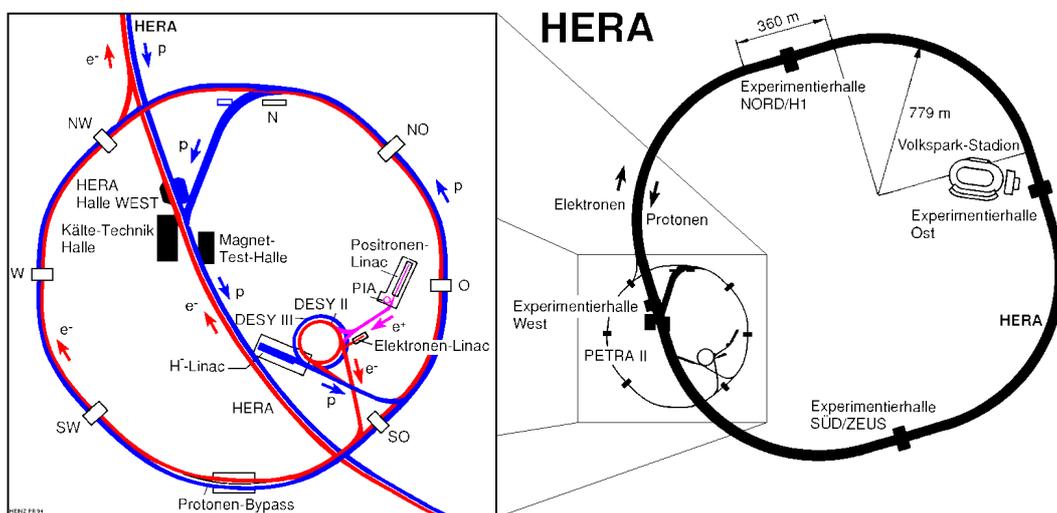


Abbildung 17: Das Beschleunigersystem HERA

An zwei Stellen werden die Teilchenstrahlen gegeneinander gerichtet und die Reaktionsprodukte, die bei der Kollision entstehen, mit Hilfe von Detektoren analysiert. Seit Ende Mai 1992 werden bei HERA Meßdaten aufgenommen.

Einer dieser Detektoren ist der sogenannte H1-Detektor, der sich in der Halle Nord von HERA befindet. Mit ihm werden Kollisionen hochenergetischer Elektronen mit Protonen untersucht. Dabei wird der innere Aufbau der Protonen mit einer besseren Auflösung als je zuvor erforscht. Der H1-Detektor ist besonders auf die Identifizierung von Teilchen, vor allem von Elektronen und Myonen, ausgelegt. Die Messung der Energie der Teilchenbündel wird mit Flüssig-Argon-Ionisationskammern durchgeführt.

Die Wechselwirkungsgegend ist fast vollständig vom Kalorimeter umgeben, so daß praktisch alle erzeugten Teilchen erfaßt werden. Außerdem ist das Kalorimeter in kleine Zellen unterteilt, wodurch eine gute Ortsauflösung erreicht wird. Die Spuren geladener Teilchen werden mit Drahtkammern verschiedener Art gemessen. Die Genauigkeit beträgt etwa ein Zehntelmillimeter. Dabei wird auch die Krümmung der Spuren im Magnetfeld gemessen und damit der Impuls der Teilchen bestimmt. Das nachfolgende Bild zeigt den schematischen Aufbau des H1-Detektors:

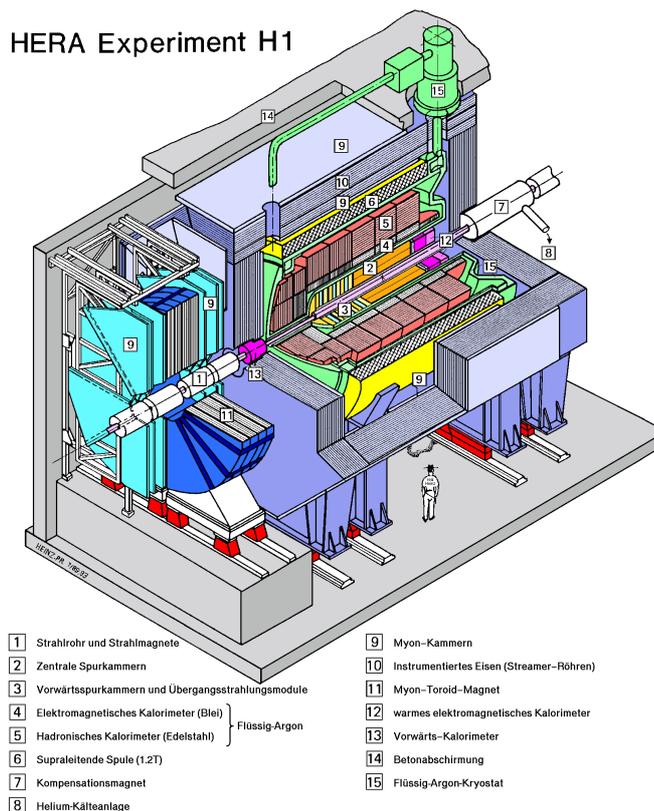


Abbildung 18: Der H1-Detektor

Ein typisches 2-Jet-Ereignis, bei dem nach der Streuung einerseits das Elektron und andererseits der hadronische Endzustand vorliegt, sieht im Detektor wie in Abbildung 19 gezeigt aus. Es ist deutlich das nach unten gestreute Elektron und der in die entgegengesetzte Richtung fliegende hadronische Jet zu erkennen.

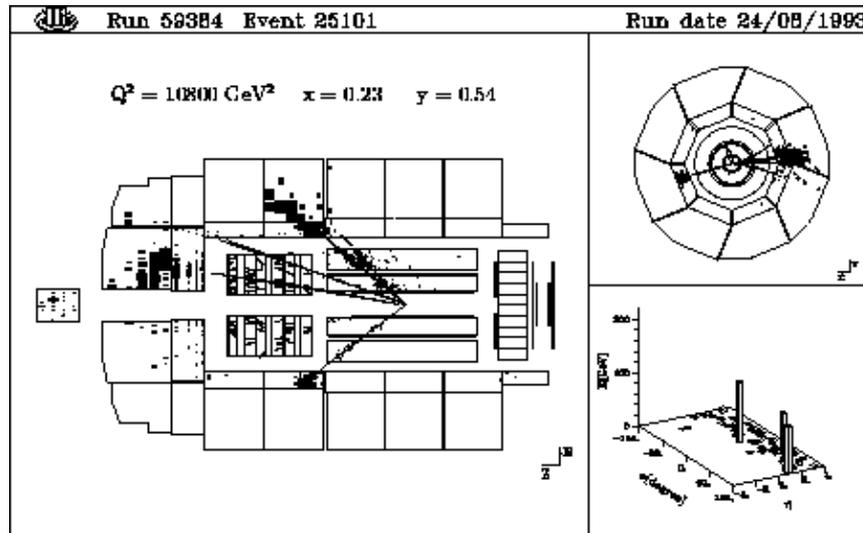


Abbildung 19: 2-Jet-Ereignis

7.2 Skalenverletzung

Bei diesen neueren Experimenten zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, q^2)$ erhielt man die folgenden Ergebnisse:

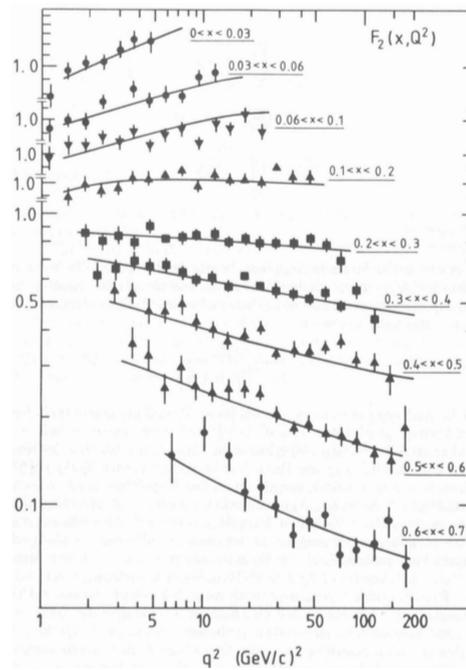


Abbildung 20: $F_2^{\nu N}(x, q^2)$ für verschiedene feste x als Funktion von q^2

Für kleine x ist also mit zunehmendem q^2 ein Anwachsen von F_2 zu sehen, und für große x ein noch deutlicherer Abfall. Außerdem ist schön zu erkennen, daß bei dem vom SLAC-Experiment gewählten Wert $x = 0.25$ gerade der Punkt erreicht ist, an dem die Funktion F_2 keine q^2 -Abhängigkeit zeigt. Daß F_2 nun doch im Allgemeinen von q^2 abhängt, ist ein Hinweis auf gluonische Konstituenten innerhalb der Nukleonen. Diese Skalenverletzung wird aber im Rahmen der Quantenchromodynamik verstanden.

Literatur

- [1] Donald H. Perkins
Hochenergiephysik
- [2] Francis Halzen, Alan D. Martin
Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics
- [3] R. Taylor
An Historical Review of Lepton-Proton-Scattering
- [4] Otter/Honecker
Atome-Moleküle-Kerne, Band I Atomphysik und Band II Molekül- und Kernphysik
- [5] F. E. Close
An Introduction to Quarks and Partons
- [6] Homepage des Deutschen Elektronen-Synchrotrons
- [7] Homepage des Stanford Linear Accelerator Center