

論文内容の要旨

Measurement of the proton longitudinal structure function F_L at HERA (HERA における陽子縦方向構造関数 F_L の測定)

清水 志真

本論文では、電子・陽子衝突型加速器 HERA における深非弾性散乱データをもとに、陽子縦方向構造関数 F_L の直接測定を行った。

量子色力学 (QCD) の大きな特徴は、強い相互作用を媒介するグルーオンボソンがカラーチャージを持ち、他のグルーオンとも相互作用できる点にある。したがって、クォークの関係する粒子反応では、クォークからのグルーオン放出およびグルーオンからのクォーク対・グルーオン対の生成によって、断面積の計算が非常に複雑となる。短距離スケールにおいては結合定数が小さくなり摂動論が適用できる一方で、長距離スケールの計算では発散が生じる。このため、摂動論的 QCD では、反応の素過程の部分は摂動論を用い、その他に相当する反応過程に依存しない部分は実験結果から導出した値を用いることで、反応断面積を計算する。

電子・陽子深非弾性散乱の包括的な断面積測定は、この摂動論的 QCD のよい検証となる。ここでは、摂動論から計算されるのは仮想光子とクォークの散乱断面積であり、実験結果に基づいた値とは陽子内のクォーク・グルーオン分布 (パートン分布関数) である。パートン分布関数は過去の数多くの実験から決定されてきた。

一般に、仮想光子を媒介する電子・陽子深非弾性散乱の散乱断面積は運動量移行の二乗 Q^2 、ビヨルケンの x および非弾性度 y を用いて

$$\frac{d^2\sigma(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [Y_+ F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)]$$

と表される。 F_2 、 F_L は構造関数といわれ、陽子構造を反映する関数である。摂動論的 QCD ではこの構造関数を陽子内のパートン分布関数と対応させることができる。特に、今回測定した縦方向構造関数は、縦波光子とクォークの散乱に起因する構造関数であり、陽子内でのグルーオン放出によってはじめて値を持つ量である。 F_L はこれまで、複数のビームエネルギーでの断面測定を必要とし、しかも後述のように大きく異なったタイプの事象間の精密な比較を必要とするといった実験的難しさから、グルーオンの豊富な小さい x 領域では測定されていなかった。今回、 F_L 直接測定により、摂動論的 QCD による陽子構造の理解を検証した。これは、摂動論的 QCD の枠内で考えれば、これまで F_2 の Q^2 依存から決定されてきたグルーオン分布の検証につながる。

HERA はドイツ、ハンブルグにある電子シンクロトロン研究所にある、1992 年から 2007 年まで稼動した、世界で唯一の電子・陽子衝突型加速器である。1998 年から 2007 年まで、陽子エネルギー 920 GeV および電子または陽電子のエネルギー 27.5 GeV で稼動し、重心系エネルギーは 318 GeV であった。HERA の稼動終了直前の 3 ヶ月間は陽子ビームエネルギーを下げて稼動し、重心系エネルギー 225 GeV、また 252 GeV の二種類での散乱実験を行った。

データ取得は ZEUS 検出器で行った。ZEUS 検出器は飛跡検出器、カロリメータ、ミュオン検出システムを備え、衝突点から見た全立体角をほぼ覆っている。重心系エネルギー 318 GeV、225 GeV、252 GeV それぞれに対し、陽電子散乱データ 32pb^{-1} 、 14pb^{-1} 、 7pb^{-1} を取得した。

前述の式に見られるように、 F_L の項には y^2 がかかっている。このため、 F_L に感度をもつためには、高い y 領域での測定が必要である。高い y 領域での深非弾性散乱では散乱電子のエネルギーが小さい。加えて、今回の測定は比較的低い Q^2 ($Q^2 \sim \mathcal{O}(10)\text{GeV}^2$) 行ったため、散乱角度も低い。このような電子は同定が難しい。したがって、本研究では散乱角度・および散乱エネルギーの低い陽電子のより正確な再構成と、終状態のハドロンを電子と誤認することによって深非弾性散乱事象と間違えられてしまう光子生成反応の理解とが重要となった。

散乱電子はカロリメータで検出した電磁シャワーをもとに再構成した。エネルギーはカロリメータで測定し、電子の位置はカロリメータのシャワーマキシマムに挿入されている約 3 cm 四方のシリコンパッドを用いて測定した。それぞれ、他の手法から得られるエネルギー・位置と比較し、必要な場合には補正をかけた。さらに、散乱角度の低い電子にも荷電粒子であることを要求するため、新たな手法を開発した。通常の方法では、飛跡検出器の情報が少ないために、そのような電子に対しては飛跡の再構成が難しい。新たな手法とは、再構成された散乱の起こった位置 (バーテックス)、散乱電子の位置およびエネルギーを用いて、散乱電子が通った道筋を予測し、その周りで飛跡検出器中のヒットを探す方法であ

る。この手法により、通常の飛跡を要求する場合に比べ、誤認電子によって紛れ込む事象の排除率は同等ながら、より低い角度まで深非弾性散乱事象の検出効率を保つことができた。

以上の手法を用いて再構成した散乱電子を持つ事象を、深非弾性散乱事象として選別した。散乱電子の要求以外にも、紛れ込んできた他の事象の排除や事象の運動学的領域の制限を行った。選別事象の分布は、三つのエネルギーの異なるサンプルすべてにおいて、モンテカルロを用いたシミュレーションによってよく記述されていることが確認された。

選別事象中には光子生成反応事象が依然として残っていた。このため、モンテカルロによるこれらの記述が正しいかの確認をした。光子生成反応は、電子からほぼ実である光子が生成されて陽子と反応し、電子自体はビームパイプ中を抜け、検出器内に残らない事象である。前述のように、終状態のハドロンを電子と誤認することによって、深非弾性散乱事象として誤って再構成されてしまう。ZEUS 検出器では、ビーム衝突点から電子ビームの下流約 6m のところに、小さなカロリメータがあり、この検出器により、散乱角度が非常に小さいためにビームパイプ中を抜けていく電子の直接検出が可能で、ある電子エネルギー領域の光子生成反応事象を選別することができる。このデータを用いて、光子生成反応に使用したモンテカルロ模型が、DIS として選別した事象に混入する分布の形と絶対値を記述できることを確認した。

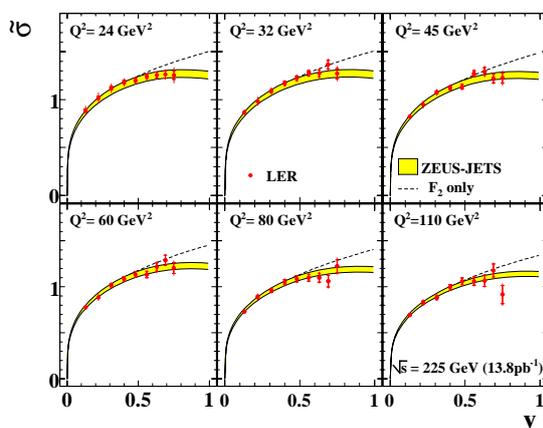
選別した事象を用いて、三つのビームエネルギーのデータそれぞれにおいて、 $20 < Q^2 < 130 \text{ GeV}^2$ 、 $0.09 < y < 0.78$ の領域で散乱断面積を測定した。この領域は散乱電子エネルギー $E'_e > 6 \text{ GeV}$ に対応する。高い y でより

良い断面積測定を行うため、散乱電子のエネルギーと角度から運動学的変数を再構成し、

(y, Q^2) 平面状で断面積測定のためのビンを定義した。低いビームエネルギーで測定された断面積を、一例として右に示す。(図中の断面積は運動学的因子 $\frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} Y_+$ で割っており、 $F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} F_L(x, Q^2)$ に対応する。)

それぞれの Q^2 において y の関数として断面積を見せている。 y の高い領域は今回初めて測定することができた領域である。黄色は ZEUS 実験のこれまでの低い y 領域での断面積測定から求めたパートン分布関数を基にした QCD 予想地であり、点線はその際に F_L を常に 0 とした場合の予想である。データは、摂動論的 QCD によってよく記述され、さらに高い y において断面積の増加が抑えられている。これは F_L の大きさがゼロではないことを示している。

さらに、 F_L の直接導出を行った。前掲の式から見られるように、 F_L の直接導出には、同



さらに、 F_L の直接導出を行った。前掲の式から見られるように、 F_L の直接導出には、同

じ (x, Q^2) で異なる $y (= Q^2/sx)$ を持つ断面積の比較、すなわち異なるビームエネルギーでの断面積の比較が必要となる。ここで s は重心系エネルギーの二乗である。 F_L の導出に最適化するため、ビンを再定義し、三つのデータ間の相対的なルミノシティ測定の差を補正するため、 F_L の影響をほぼ無視できる低い y 領域の断面積が等しくなるように、断面積をスケールした。三つのデータそれぞれから得られる同じ (x, Q^2) での三つの断面積をフィットし、 F_L を得た。得られた F_L を下図に示す。それぞれの Q^2 で x の関数として F_L をみせており、摂動論的 QCD に基づくいくつかの理論予想と比較している。測定された F_L はゼロより大きな値をもち、摂動論的 QCD によってよく記述された。理論予想には、これまで主に F_2 の Q^2 依存性から決定された陽子内のグルーオン分布が使われており、 F_L の測定値との一致は、これまで用いられてきたグルーオン分布の他への有用性を支持している。

