

## 論文の内容の要旨

**論文題目：** Study of the Diffractive Photoproduction of Dijets  
in  $ep$  collisions at HERA  
(HERA  $ep$  衝突での光生成回折散乱における 2 ジェット過程の研究)

**氏名：** 香川 晋二

高エネルギーの電子・陽子散乱や陽子・陽子散乱では、衝突後陽子の運動量がほとんど変化せず、多重発生した粒子（ハドロン）と陽子との間に広い空間（ラピディティー間隙）が生じる事象が観測される。これらは回折反応と呼ばれている。回折反応では、回折した陽子からカラー中性な交換状態が放出され、これと電子（もしくはもう一つの陽子）とが反応すると考えることができる。

電子・陽子衝突型加速器 HERA では、電子とこの交換状態との非弾性散乱領域によって、構造解析ができる。得られた構造関数の  $Q^2$ （電子の移行四元運動量の二乗）依存性から、回折散乱を担うパートンはクォークではなく主にグルーオンであることがわかった。このため、グルーオンが大きく関与する 2 ジェット生成や重いクォークの生成断面積が大きくなると考えられ、これは測定でも支持されている。

交換状態の構造関数が衝突過程によらないものなら、上で求めた関数を使って、高エネルギー陽子・反陽子衝突での回折反応の断面積なども予言できることになる。しかし、陽子・反陽子衝突型加速器 Tevatron で測定された 2 ジェット回折散乱の生成断面積は、この予想値の約 10 分の 1 しかないことがわかった。この減少を説明するために現在様々な理論が提唱されているが、有力な説としては、2 ジェット生成の散乱に直接関与したもの以外のパートンが 2 次的な散乱を起こして、生成したハドロンが間隙を埋める、というものがある。このような説を検証するにあたって、光子・陽子散乱の情報は非常に有効である。

光子・陽子反応では、実光子が直接交換状態の中のパートンと散乱する直接光子反応がある一方で、実光子が分解してパートンを出し、そのパートンと交換状態の中のパートンとが散乱する分解光子反応も起こる。分解光子反応では、ジェット生成に寄与

するパートン以外のパートンが光子側に残るので、陽子・反陽子散乱のときのように、残ったパートンと陽子内のパートンとの間で2次的散乱が起こりうる。ジェットの運動量からは、散乱に関与したパートンが光子の運動量のどのくらいを持っていたかを示す力学的変数  $x_\gamma^{obs}$  を決められる。 $x_\gamma^{obs}$  が大きい領域では直接光子反応が多く、逆に小さい領域では分解光子反応が多いので、 $x_\gamma^{obs}$  を関数として散乱断面積を測定することによって、分解光子反応の減少があるか直接調べることができる。

本研究では、この解析を1999年から2000年までの間にZEUS検出器で集められた  $77.6 \text{ pb}^{-1}$  のデータを用いて行った。この期間、ZEUSでは、陽子進行方向のビームパイプ付近にカロリメータを設置している。このカロリメータを用いることによって、ラピディティー間隙の大きい回折反応の事象を純度よく得ることができ、従来の研究の10倍以上の大きな統計で解析を行うことができた。そして、 $x_\gamma^{obs}$  などの関数として散乱断面積の測定を行った。また、 $x_\gamma^{obs}$  を低い領域と高い領域とに分けて、ジェットのエネルギーなどの関数として散乱断面積を初めて測定した。NLO QCD との比較も本研究で初めて行った。

生成断面積の測定にあたり、論文提出者が大きく注意を払った点には3点ある。

まず、本研究ではジェットの測定を行うが、その横方向運動量分布は指数関数的に落ちていくため、ジェットの横方向運動量が精度良く求められていなければ断面積の測定に大きな系統誤差が生じる。そこで、検出器で観測されるエネルギー補正の研究を行った。電子・陽子衝突点と検出器の間には様々な物質があり、検出器で測定されるエネルギーは真の値より低くなる傾向がある。そこで、どのような補正を測定値にかければよいかをシミュレーションとデータを使って研究した、補正の大きさを、粒子のエネルギーとその角度の関数として求めた。最終的にジェットの横方向運動量の精度は20%から15%まで良くなった。

2点目はバックグラウンドの研究である。中でも、宇宙線からのバックグラウンドの除去の方法はこの研究で独自のものである。宇宙線は、電子、陽子衝突点付近を通過したときに2ジェット過程のように見えるため、本研究では非常に有害なバックグラウンドである。2つのジェットが一本の宇宙線によるものである場合、そのタイミングの差は行程の分、大きくなるはずである。そこで、まずジェットのタイミングを定義し、

横方向の運動量が最も大きい2つのジェットについて、タイミングの差を測った。その差が大きい事象を除くことにより、期待通り宇宙線からのバックグラウンドを効率良く除いた。とくに、 $x_{\gamma}^{obs}$ が高い領域では多く、5%の事象がバックグラウンドとして除かれた。

3点目は散乱断面積の測定にあたる系統誤差の見積もりである。特に、散乱陽子の進行方向に近い領域で、エネルギー分布がシミュレーションで正しく再現されていないことが明らかになり、ここでのデータとシミュレーションとの不一致が測定に大きな系統誤差をもたらすことが分かった。この影響をできるだけ小さくするために、散乱断面積をどのような運動学的領域で測定したらよいかを見直した。散乱陽子の進行方向の分布と強い相関を持つ変数は、陽子から交換状態に渡される運動量の割合、 $x_{IP}$ である。回折散乱では、 $x_{IP}$ が小さいほど間隙が大きく、散乱陽子から遠くに離れる。そこで、 $x_{IP}$ が小さい領域での測定、つまりデータとシミュレーションができるだけ合う領域での測定を試みた。このとき、 $x_{IP}$ を低くしすぎると統計が少なくなるので、系統誤差と統計誤差を足し合わせた全体の誤差が最も小さくなる  $x_{IP}$  の領域を検討した。

測定した生成断面積を  $x_{\gamma}^{obs}$  の関数としてプロットした図が 4 頁に示されている。電子・陽子衝突反応で求められているポメロンの構造関数を使った NLO QCD の断面積と比較している。その結果、NLO QCD の予想は散乱断面積の分布の形を良く再現するが、断面積を約 2 倍大きく見積もることが分かった。一方、Tevatron のデータを 2 次的散乱から説明する NLO QCD モデル、 $R=0.34$ 、と比較したところ、 $x_{\gamma}^{obs}$  以外の散乱断面積は良く記述するものの、 $x_{\gamma}^{obs}$  の小さい領域ではデータを下回り、 $x_{\gamma}^{obs}$  の大きい領域ではデータを上回ることが分かった。したがって、分解光子反応だけを抑制するこのモデルではデータを再現できないことが明らかになった。NLO QCD は測定の約 2 倍になっているが、これを説明するには、直接光子反応と分解光子反応の両方を抑制するようなモデルを構築する必要がある。ただし、回折散乱における構造関数の不定性は大きいので、この解析データを含めた上でパートン密度を決定することが重要である。

# ZEUS

