素粒子特論

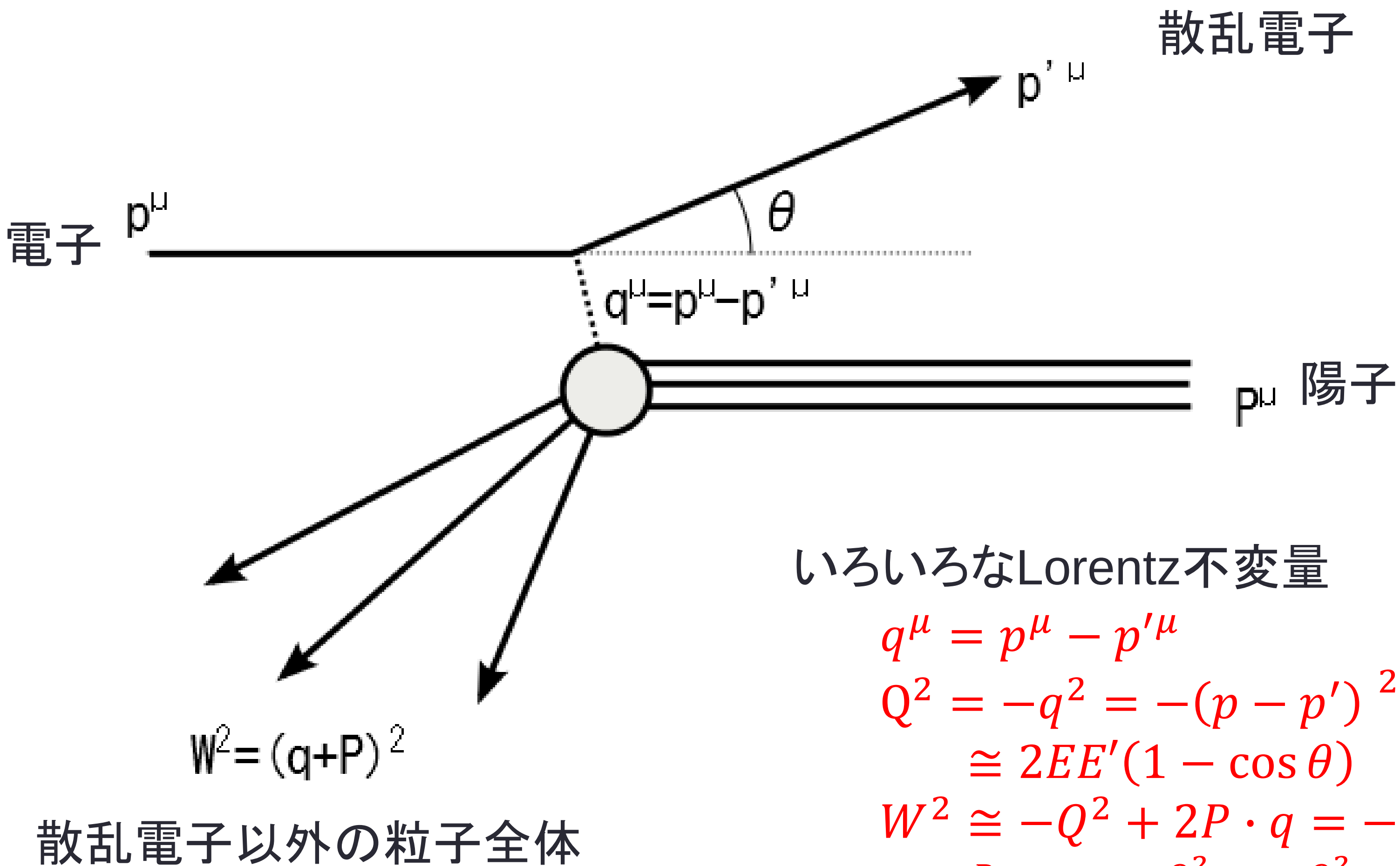
2016年度前期

河野能知
kono.takanori@ocha.ac.jp
理学部1号館208室

陽子の構造とパートン模型

- 電子・陽子深非弾性散乱
  - 運動学
  - クォーク・パートン模型
- パートン分布関数（Parton Density Function）
  - QCDとパートン分布関数
  - DGLAP発展方程式
  - 様々な深非弾性散乱
- 電子・陽子衝突型加速器HERA
  - 中性カレント、荷電カレント
  - PDF fit
  - 陽子の構造
  - 高エネルギー・ハドロン散乱

電子・陽子衝突の運動学



いろいろなLorentz不変量

$$q^{\mu} = p^{\mu} - p'^{\mu}$$

$$\mathrm{Q}^2 = -q^2 = -(p - p')^2 \cong 2p \cdot p'$$

$$\cong 2EE'(1 - \cos\theta)$$

$$W^2 \cong -Q^2 + 2P \cdot q = -Q^2 + 2M\nu$$

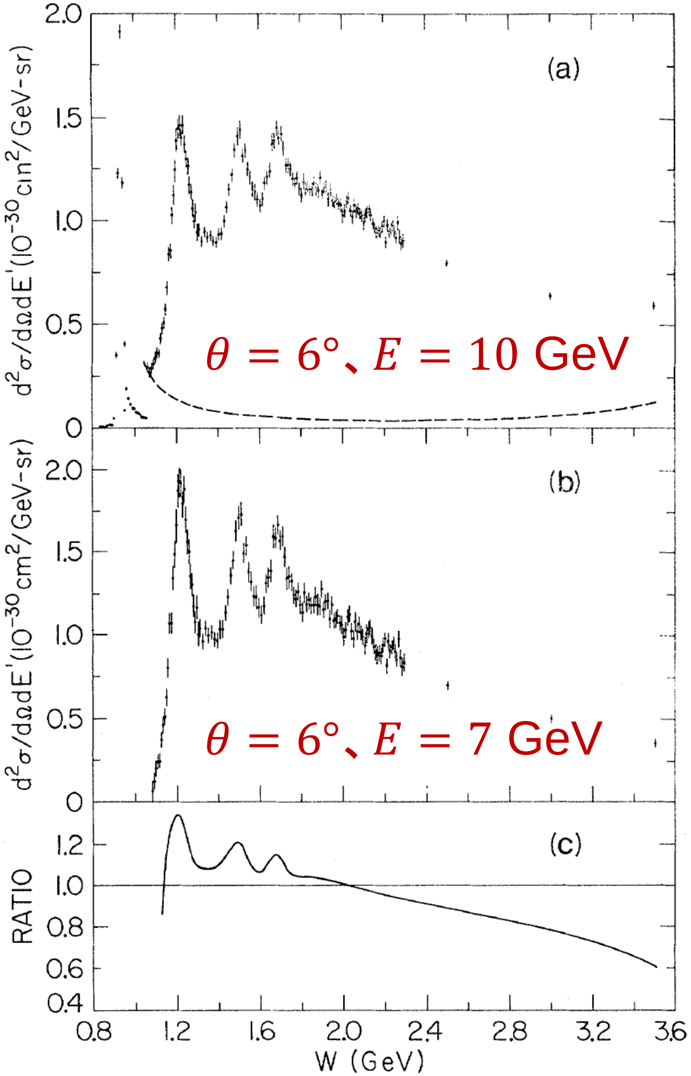
$$\nu = \frac{P \cdot q}{M}, x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

独立なものは2変数のみ

SLACでの深非弾性散乱実験

微分断面積のW依存性($\theta = 6°$)

Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)



1960年代後半にSLACで行われていた実験

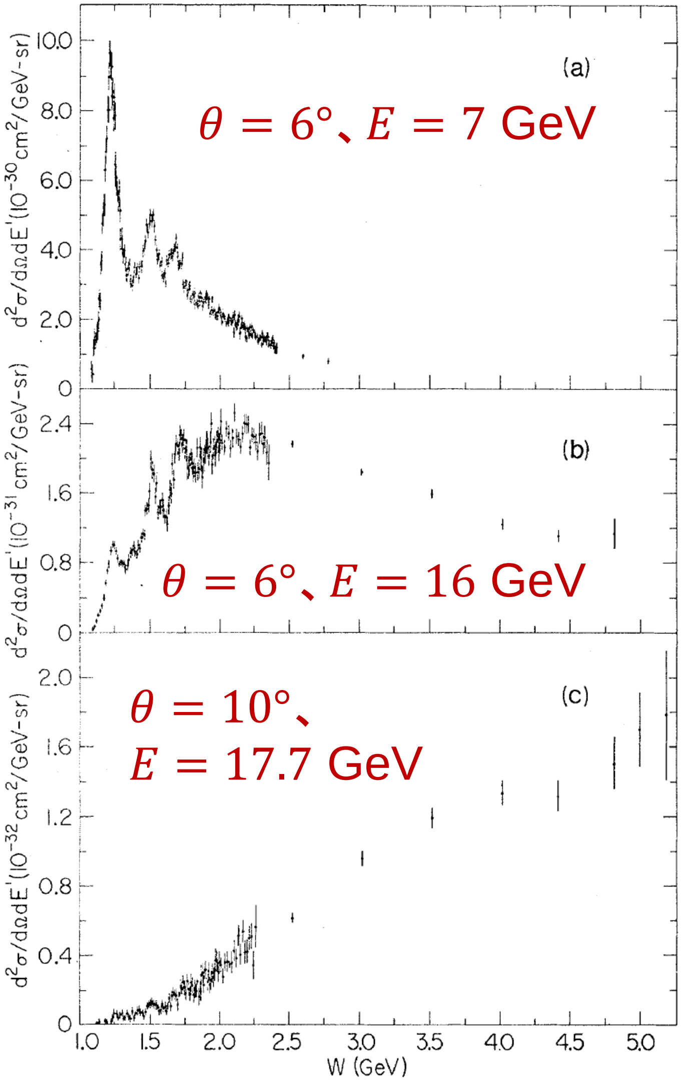
- 7~17.7 GeVの電子ビームを静止した陽子標的に当てる
- 標的は厚さ7 cmの液体水素
- 終状態の測定
  - 電子のみを測定する
  - 散乱角$\theta = 6°$または$10°$に磁気スペクトロメータ、飛跡検出器、カロリメータを置いて電子のエネルギーを測定
  - 電子の散乱角とエネルギーからWを計算してヒストグラムに詰める

$Q^2 \cong 2EE'(1-\cos\theta)$

～陽子内部を探るプローブの分解能

微分断面積のW依存性($\theta = 10°$)

Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)



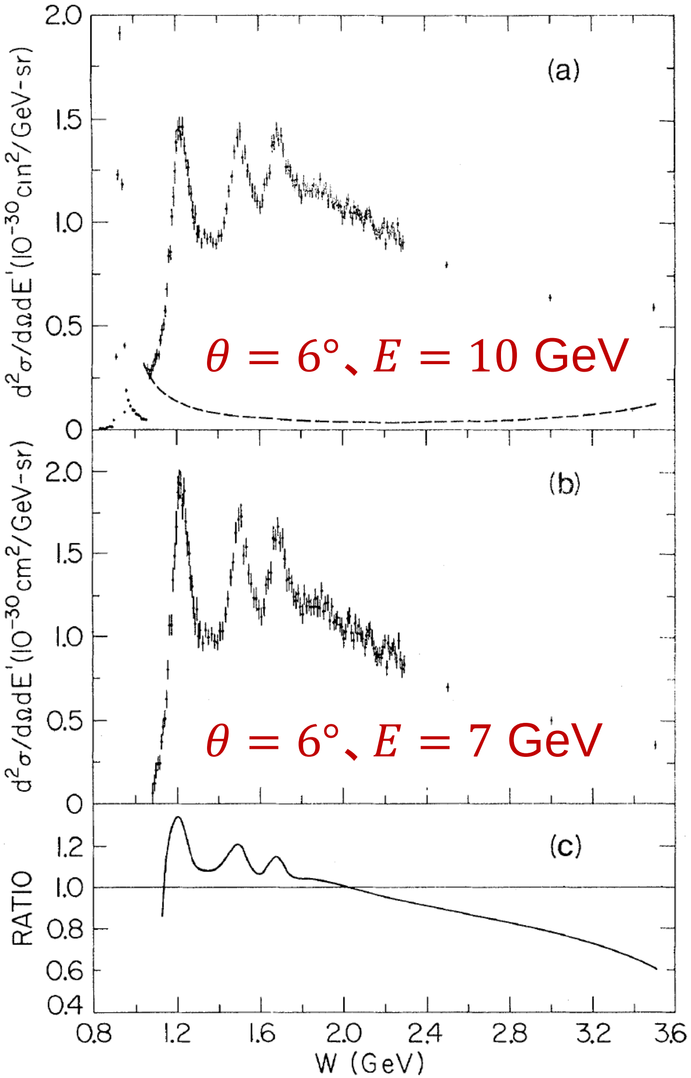
ビームエネルギー、散乱角が異なるとW分布も大きく変わる
これらの構造は何を表しているか？

陽子が内部構造を持つ証拠

陽子を形成しているものがクォークであると言えるか？

陽子の内部構造の証拠

Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)



Wは終状態の電子以外の粒子全体からなる系の不変質量である

- 陽子以外に粒子が1個だけあれば、その粒子の質量に対応する
    - 弾性散乱ピーク
    - 陽子の励起状態
- 複数の粒子があれば、不変質量は連続的に分布する
    - Q^2が大きくなるほど、連続スペクトルの寄与が増えている

点状の荷電粒子の弾性散乱

- Rutherford散乱
  - 荷電粒子と荷電粒子の間の散乱。クーロン力だけを考えている
  - 粒子のスピンは考慮されていない
  - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Rutherford}} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}$
- Mott散乱
  - 電子散乱において、スピンをもつ電子が標的の作るクーロン電場によって散乱される
  - 標的のスピンは考慮されていない
  - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Rutherford}}\left(1-\beta^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right)$
- 場の理論による電荷とスピンをもつ粒子同士の弾性散乱
  - 例： $e^- + \mu^- \to e^- + \mu^-$
  - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{point,\,spin\,1/2}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}}\left(1+\frac{Q^2}{2M^2}\cdot\tan^2\frac{\theta}{2}\right)$

構造をもつ荷電粒子の弾性散乱

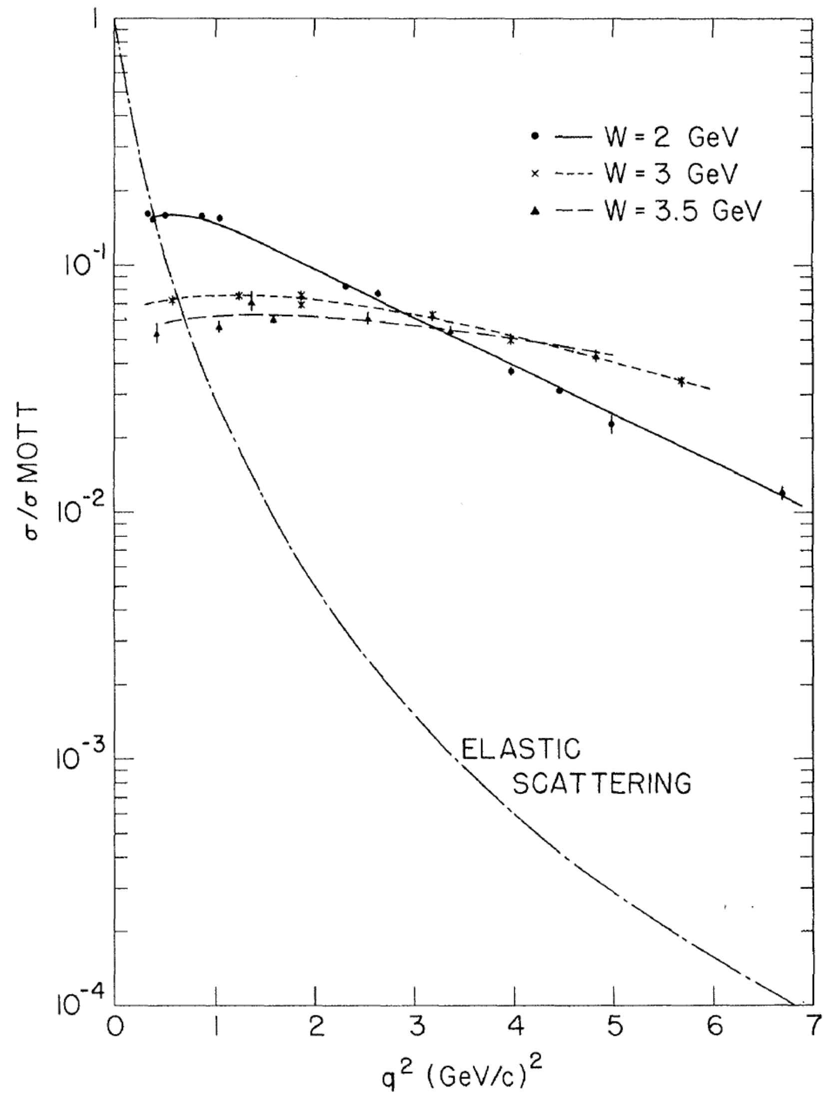
- 点状の荷電粒子ではなく、標的が構造をもつ場合を考える
  - 入射粒子は点状の電子とする

- 標的が電荷分布$\rho(\vec{x})$を持つ場合
  - 形状因子$F(\vec{q})$: 電荷分布のフーリエ変換
  - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Rutherford}} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Rutherford}} |F(\vec{q})|^2$
  - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} |F(\vec{q})|^2$
  - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{point,\,spin\,1/2}} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} \left[W_2(Q^2,\nu) + 2W_1(Q^2,\nu)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]$
- 構造関数
  - $W_1(Q^2,\nu)$、$W_2(Q^2,\nu)$

深非弾性散乱

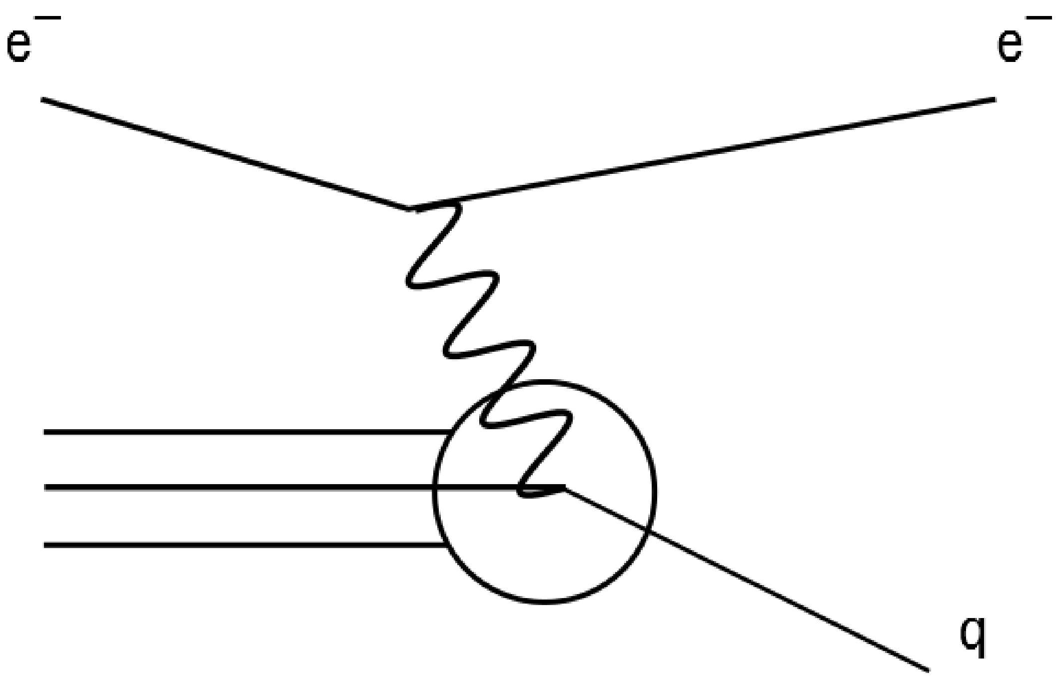
電子・陽子散乱の断面積は、スピン1/2の点粒子同士の弾性散乱の断面積と比べるとQ^2が大きいところで大幅に理論予想を超過している

Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969)



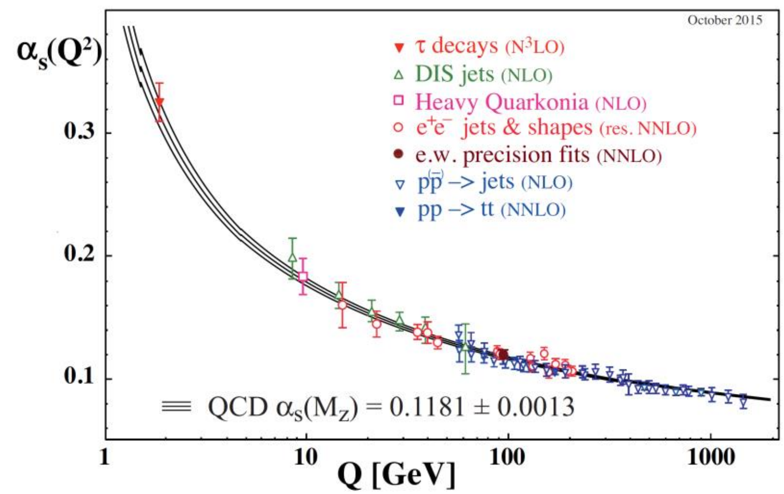
クォーク･パートン模型

Feynmann (1969) パートン模型の導入　parton (part + “on”), （部分子？）

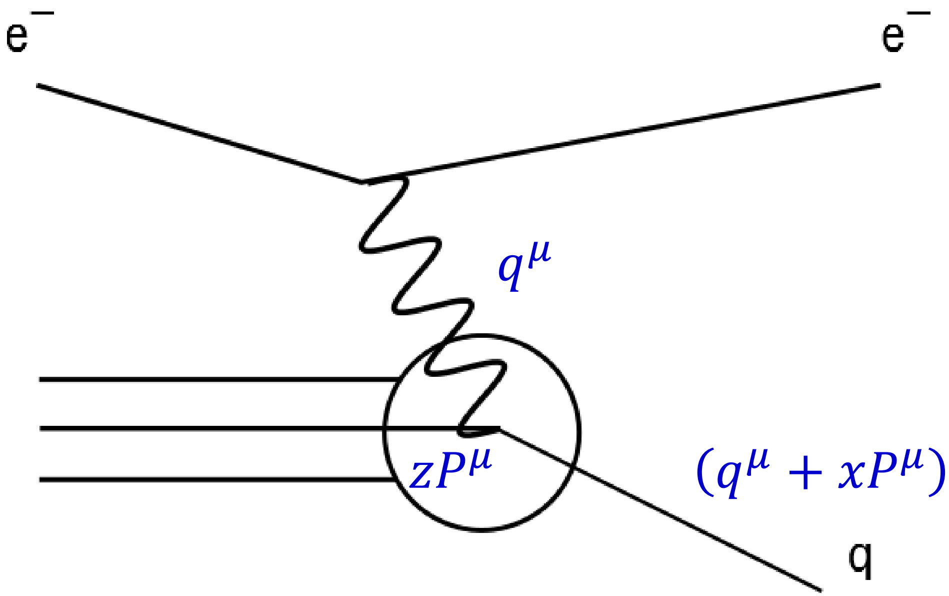


電子から放出された光子が陽子内部にあるパートンと散乱する

パートンは陽子内でほぼ自由粒子として存在していると過程（QCDの漸近的自由性）



パートン模型



陽子内のパートンは、陽子の運動量のうち割合zだけ担うとする

$$p^\mu_{\mathrm{parton}} = zP^\mu$$

$$0 = (q^\mu + zP^\mu)^2 = -Q^2 + 2zP\cdot q + z^2M^2$$

$$-Q^2 + 2zP\cdot q \cong 0$$

$$z = \frac{Q^2}{2P\cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv x$$

パートンがもつ運動量割合は、実はLorentz不変量xに等しい

点状パートンの存在

電子・陽子散乱(構造をもつ場合)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}\left[W_2(Q^2,\nu)+2W_1(Q^2,\nu)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]$$

点状標的では、質量を無視すると

$$\nu=\frac{Q^2}{2m}$$

$$2W_1(Q^2,\nu)\to\frac{Q^2}{2m^2}\delta\left(\nu-\frac{Q^2}{2m}\right)$$

$$W_2(Q^2,\nu)\to\delta\left(\nu-\frac{Q^2}{2m}\right)$$

電子・陽子散乱(標的が点状の場合)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}\left(1+\frac{Q^2}{2M^2}\cdot\tan^2\frac{\theta}{2}\right)$$

$$x=\frac{Q^2}{2m\nu}=1$$

$$2mW_1(Q^2,\nu)\to\frac{Q^2}{2m\nu}\delta\left(1-\frac{Q^2}{2m\nu}\right)$$

$$\nu W_2(Q^2,\nu)\to\delta\left(1-\frac{Q^2}{2m\nu}\right)$$

構造関数のスケーリング

$$2mW_1(Q^2,\nu) \to \frac{Q^2}{2m\nu}\delta\left(1-\frac{Q^2}{2m\nu}\right)$$
$$\nu W_2(Q^2,\nu) \to \delta\left(1-\frac{Q^2}{2m\nu}\right)$$

点状粒子に対しては、構造関数はQ^2とνという2変数の関数ではなく、

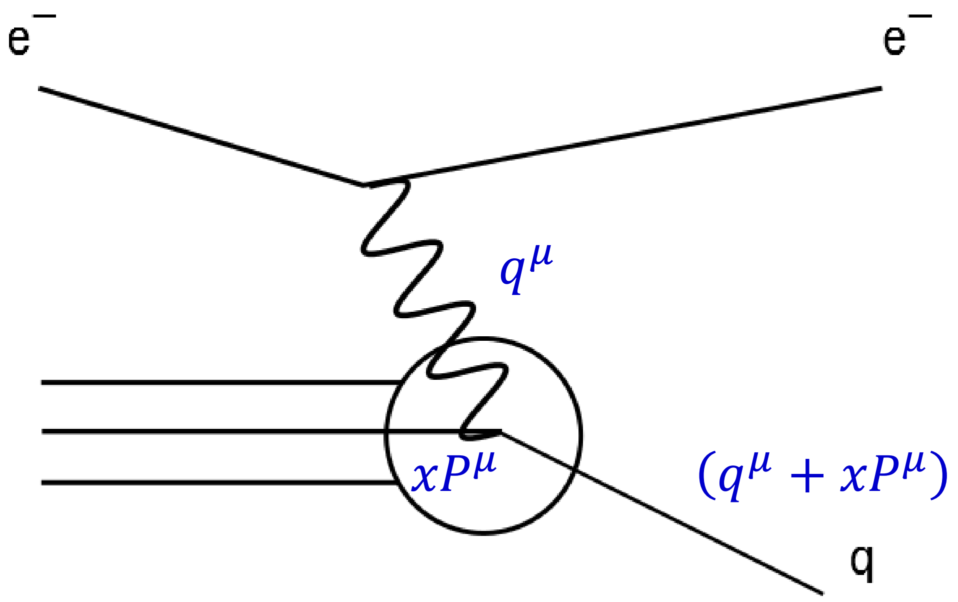
$$\frac{Q^2}{2m\nu}$$

という形の変数1つのみ依存する。
陽子の構造関数に対しては、

$$MW_1(Q^2,\nu) = F_1(x,Q^2) \to F_1(x)$$
$$\nu W_2(Q^2,\nu) = F_2(x,Q^2) \to F_2(x)$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

パートン分布関数



パートン分布関数$f_i(x, Q^2)$

- i種のパートンのもつ運動量割合xをもった状態で現れる確率

パートン模型

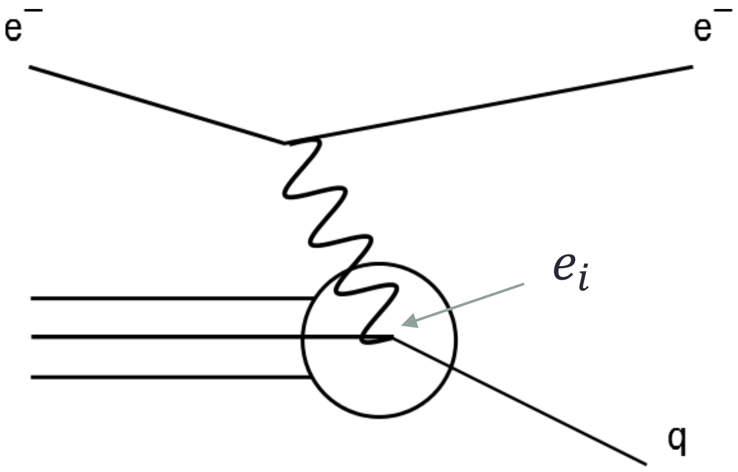
- Q^2が大きくなると、電子から放出された光子は陽子中の運動量割合xを持つ点状のパートンを弾き飛ばす
- 運動量割合xはどのような値を取るか → パートン分布関数

構造関数とパートン模型

点状のパートン1個に対する構造関数

$$MW_1(Q^2,\nu) \equiv F_1(x,Q^2) \to \frac{1}{2x}\delta\left(x - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$$

$$\nu W_2(Q^2,\nu) \equiv F_2(x,Q^2) \to x\delta\left(x - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$$



パートン分布を考慮すると、

$$F_2(x,Q^2) = \sum_i e_i^2 \int dx\, f_i(x,Q^2) x\delta\left(x - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$$

$$= \sum_i e_i^2 x f_i(x,Q^2)$$

$$F_2(x,Q^2) = \frac{1}{2x} F_2(x,Q^2)$$

パートン分布に対する要請

運動量割合を全て足すと1になる

$$\sum_i \int dx\, x f_i(x, Q^2) = 1$$

クォーク模型との整合性

$$\int dx\, [u(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2)\,] = 2$$

$$\int dx\, \left[d(x, Q^2) - \bar{d}(x, Q^2)\,\right] = 1$$

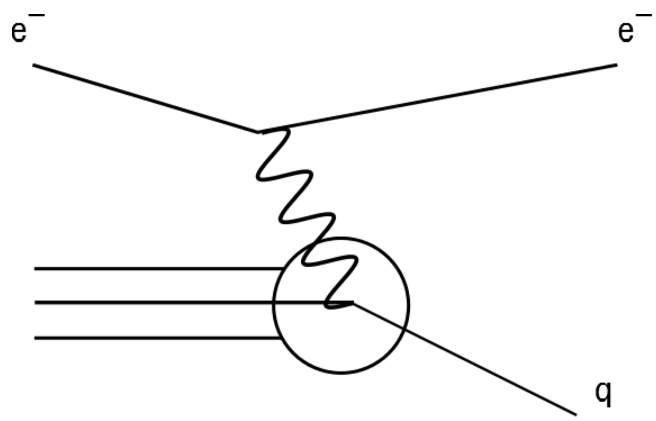
$$\int dx\, [s(x, Q^2) - s(x, Q^2)\,] = 0$$

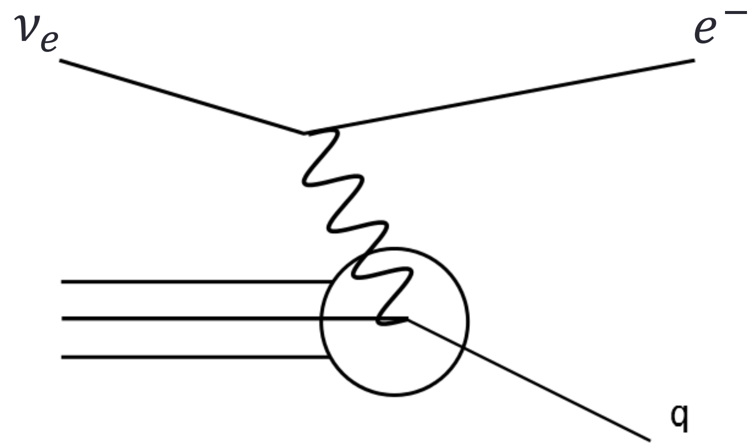
チャーム、ボトムについても和がゼロになるべき

パートン分布関数

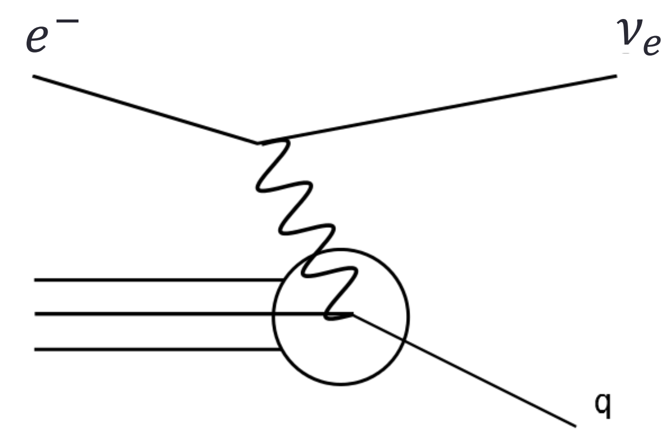
$$u(x, Q^2), \bar{u}(x, Q^2)$$
$$d(x, Q^2), \bar{d}(x, Q^2)$$
$$s(x, Q^2), \bar{s}(x, Q^2)$$
$$c(x, Q^2), \bar{c}(x, Q^2)$$
$$b(x, Q^2), \bar{b}(x, Q^2)$$
$$g(x, Q^2)$$

いろいろな深非弾性散乱



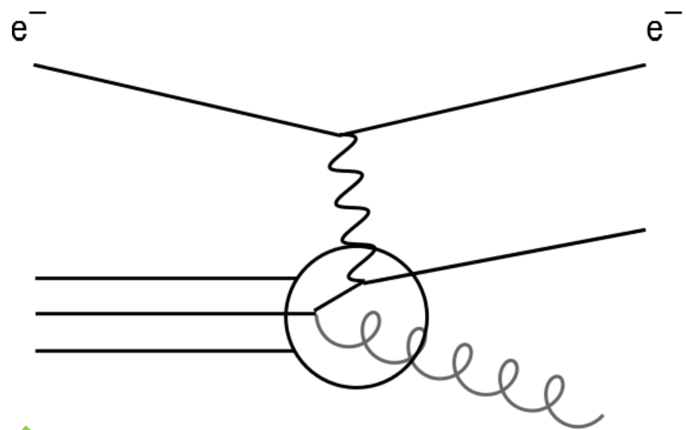


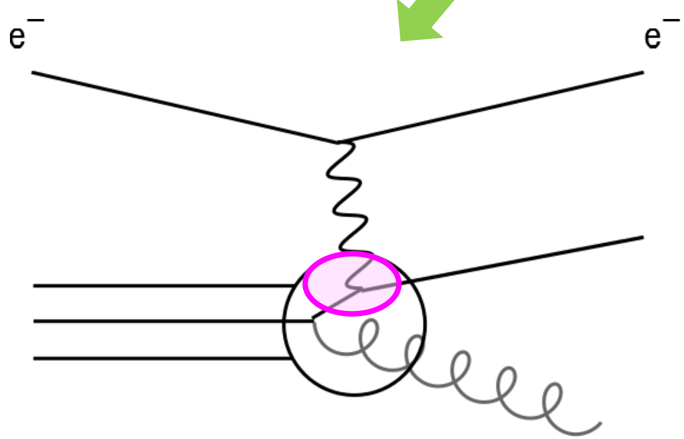
パートン分布の中でも
$d, s, \bar{u}$に感度がある



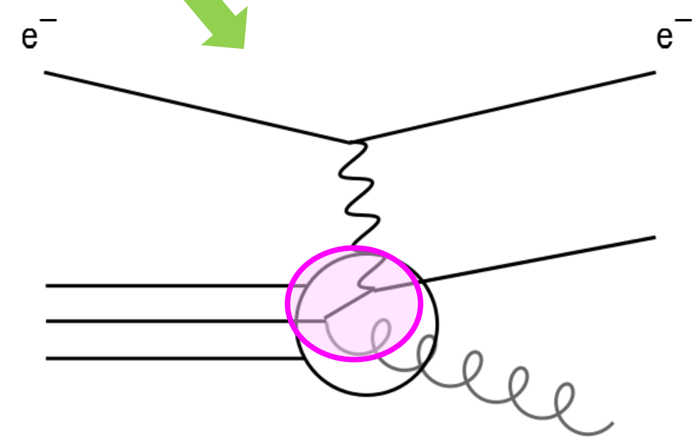
パートン分布の中でも
$u, c, \bar{d}, \bar{s}$ に感度がある

QCDによる高次の効果





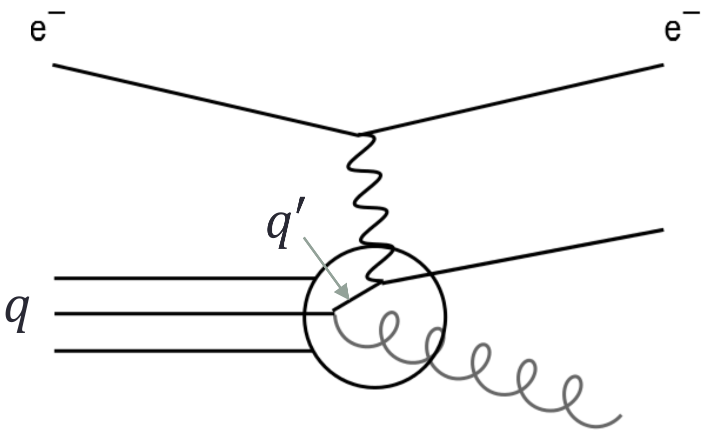
or



クォーク分布
$q+\gamma \rightarrow q$過程

クォーク分布
$q+\gamma \rightarrow q+g$過程

パートン分布と摂動計算

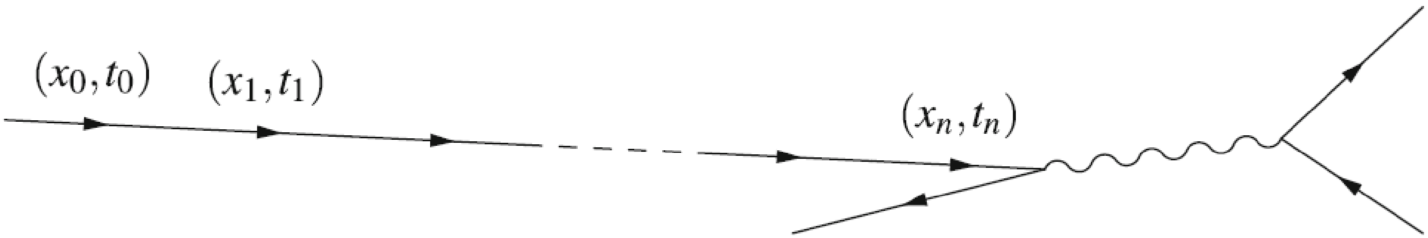


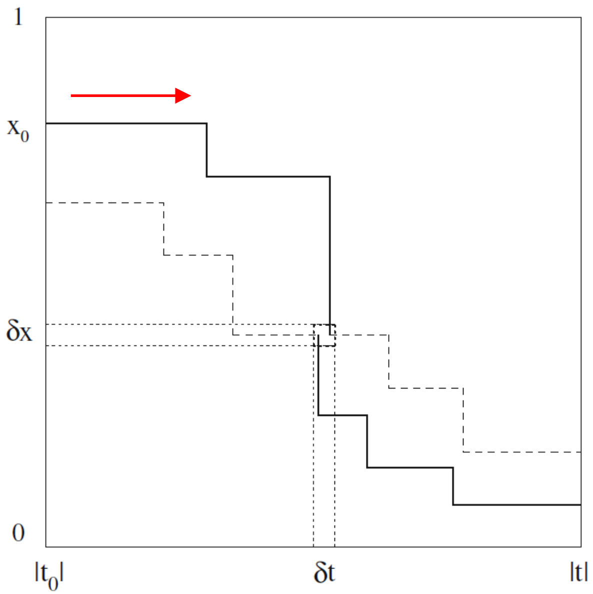
- パートン分布と摂動計算の境目をどこに取るべきか
- パートン分布は直接観測できる物理量ではない
- 整合性の取れた定義を決めて、それに基づいて計算するしかない

- パートンqは分布$q(x,Q^2)$で出現可能
- パートンq'は分布$q'(x',Q'^2)$となる
  - $x' < x$

パートン分布の発展方程式

T. Plehn, LHC Physics





パートン分布のQ^2に対する発展方程式

$$\boxed{\frac{d f_q(x,-t)}{d\log(-t)} = -t\,\frac{d f_q(x,-t)}{d(-t)} = \sum_{j=q,g}\int_x^1 \frac{dz}{z}\,\frac{\alpha_s}{2\pi}\,P_{q\leftarrow j}(z)\,f_j\left(\frac{x}{z},-t\right)}$$

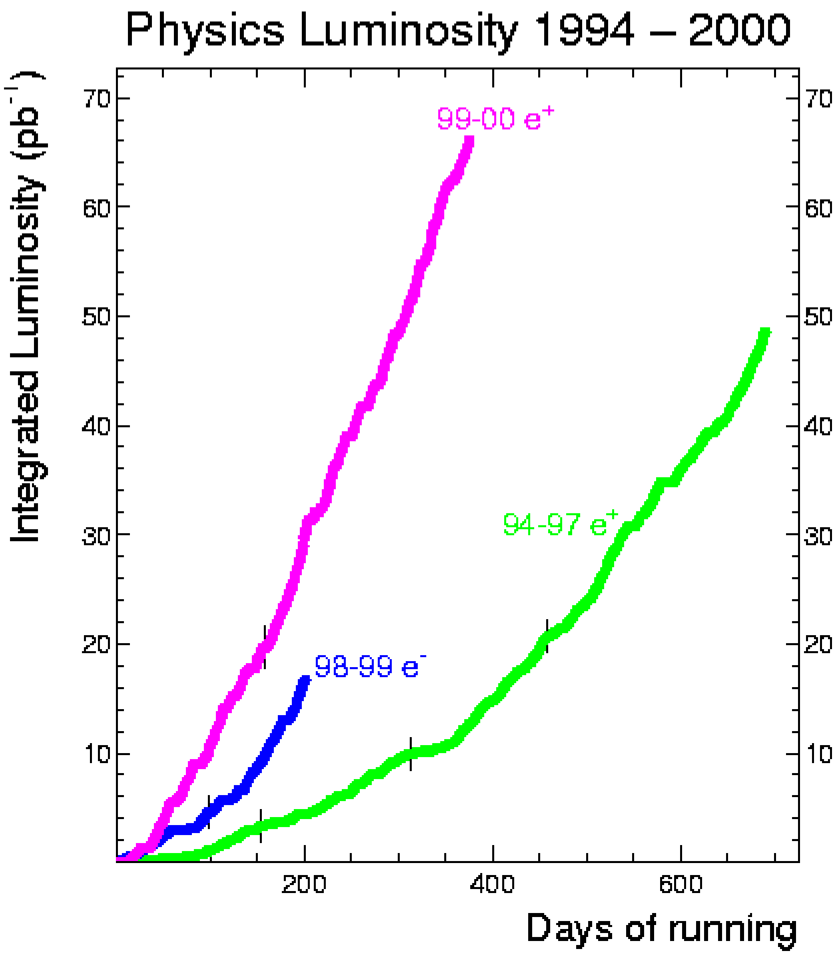
DGLAP evolution equation
(Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi)

$$Q^2 = -t$$

電子･陽子衝突型加速器HERA

Hadron Electron Ring Accelerator (HERA)
ドイツハンブルク市のDESY研究所で1992 – 2007の間、稼働していた
周長約6 km。電子27.5 GeV, 陽子820 or 920 GeV, 重心系エネルギー318 GeV

HERA-1の運転状況



- $e^- + p \to e^- + X$ (Neutral Current)
- $e^- + p \to \nu_e + X$ (Charged Current)
- $e^+ + p \to e^+ + X$ (Neutral Current)
- $e^+ + p \to \bar{\nu}_e + X$ (Charged Current)

等を測定

深非弾性散乱の断面積

Neutral currentの断面積

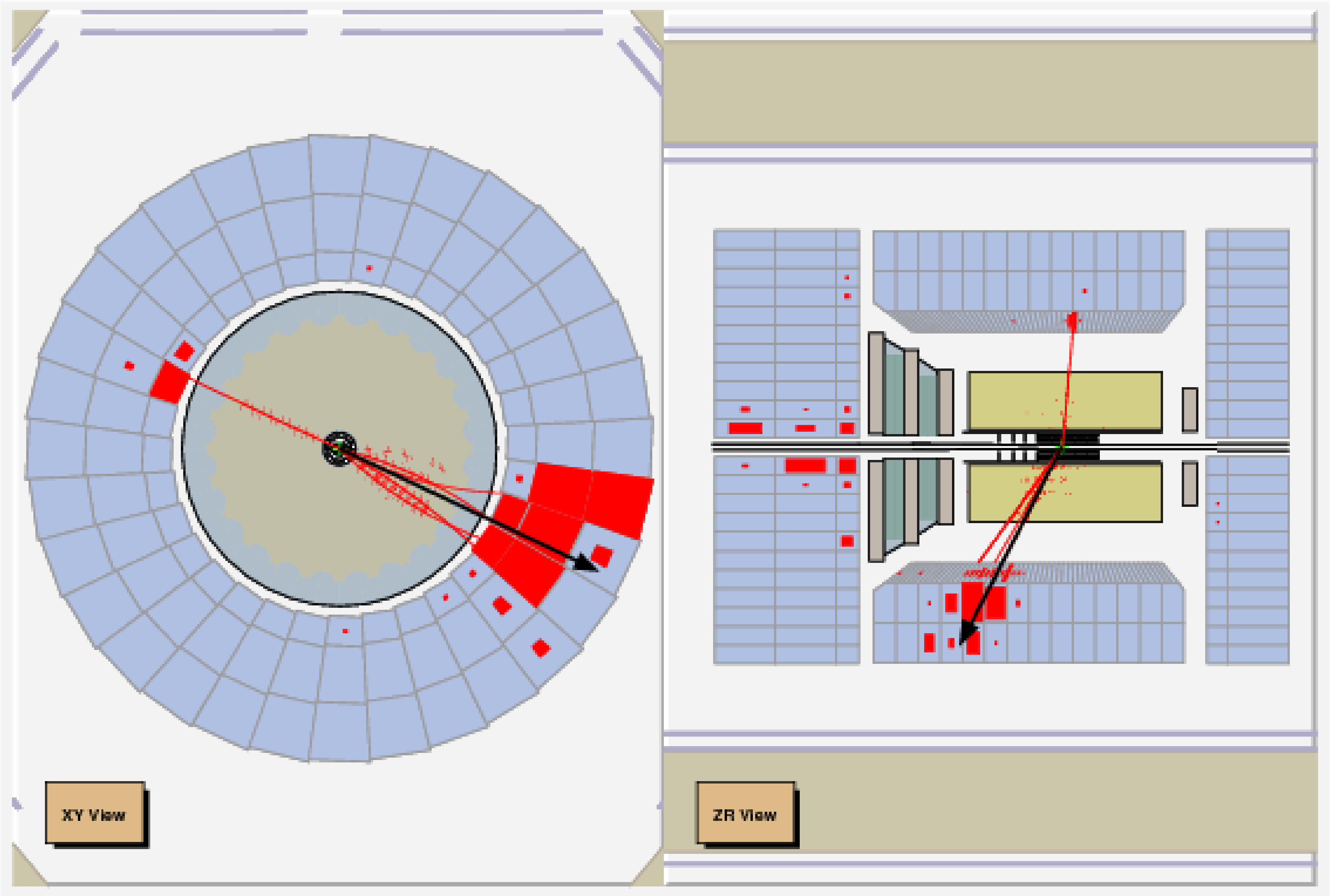
$$\frac{d^2\sigma^{e^+p}}{dx\ dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\Big[Y_+F_2(x,Q^2) - Y_-xF_3(x,Q^2)$$
$$-y^2F_L(x,Q^2)\Big](1+\delta_r(x,Q^2))$$
$$= \frac{d^2\sigma^{e^+p}_{\mathrm{Born}}}{dx\ dQ^2}(1+\delta_r(x,Q^2)),$$

$$Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$$

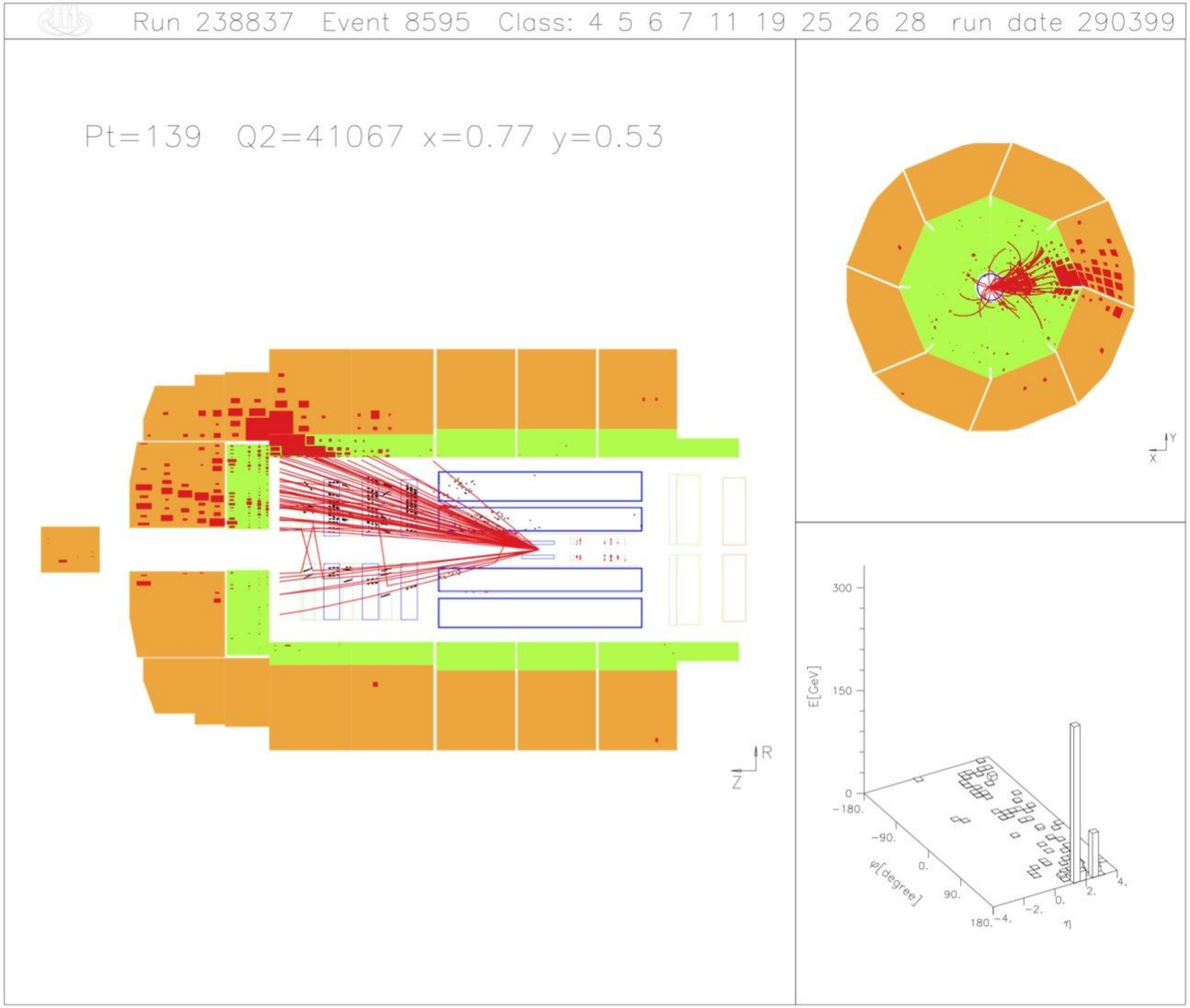
$$\frac{d^2\sigma^{CC}_{\mathrm{Born}}(e^-p)}{dx\,dQ^2}$$
$$= \frac{G_F^2}{4\pi x}\frac{M_W^4}{(Q^2+M_W^2)^2}$$
$$\times\left[Y_+F_2^{CC}(x,Q^2) - y^2F_L^{CC}(x,Q^2)\right.$$
$$\left.+Y_-xF_3^{CC}(x,Q^2)\right],$$

$$F_2^{CC} = x\left[u(x,Q^2) + c(x,Q^2)\right.$$
$$\left.+\bar{d}(x,Q^2) + \bar{s}(x,Q^2)\right]$$

Neutral currentの例

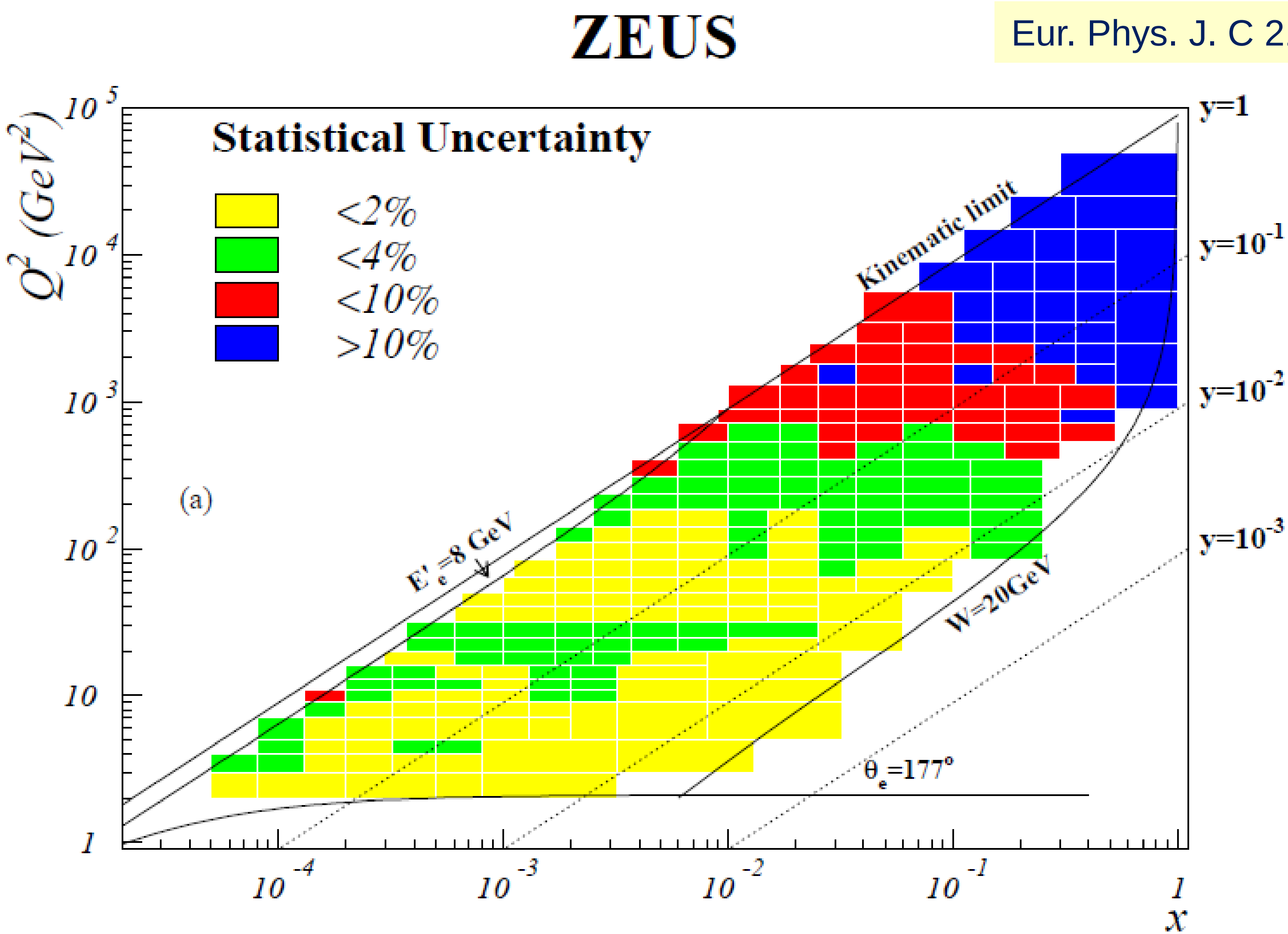


Charged currentの例



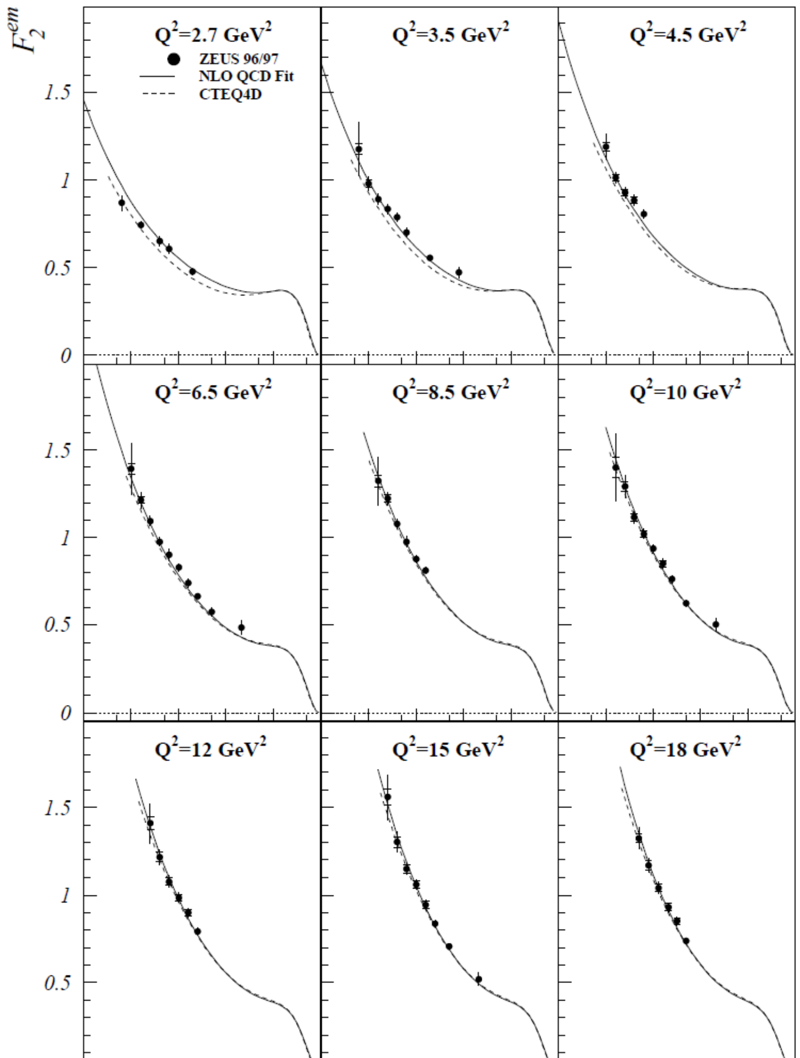
HERAの測定可能領域

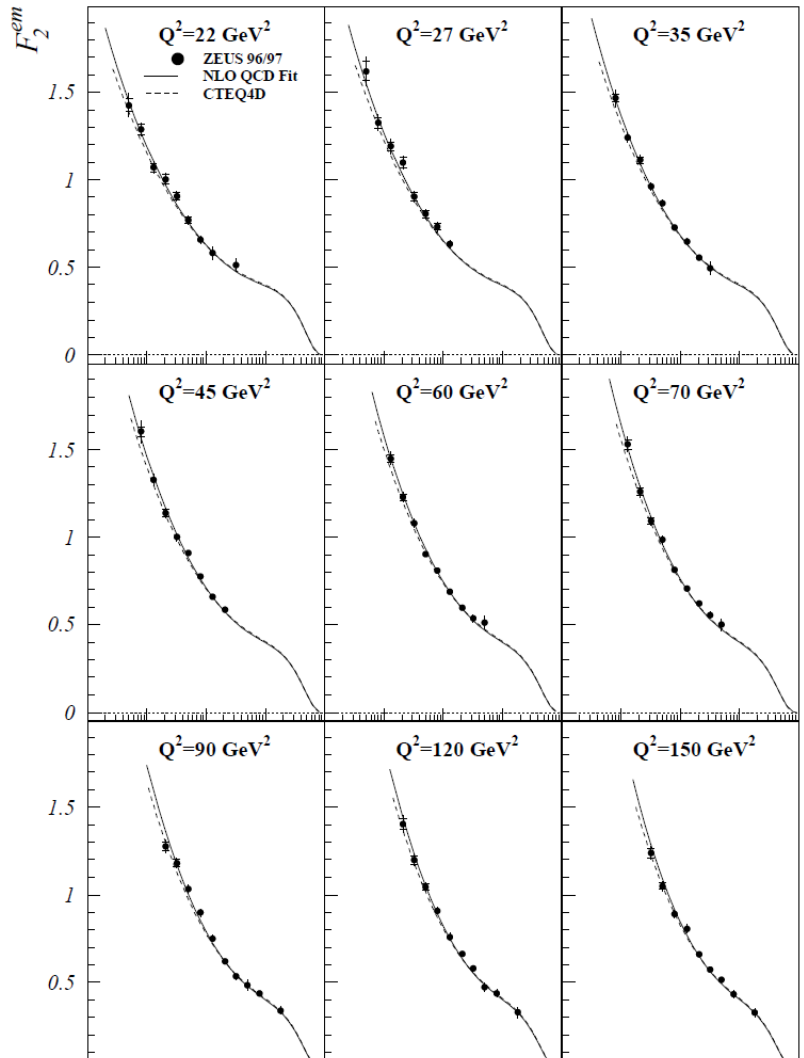
Eur. Phys. J. C 21, 443-471 (2001)



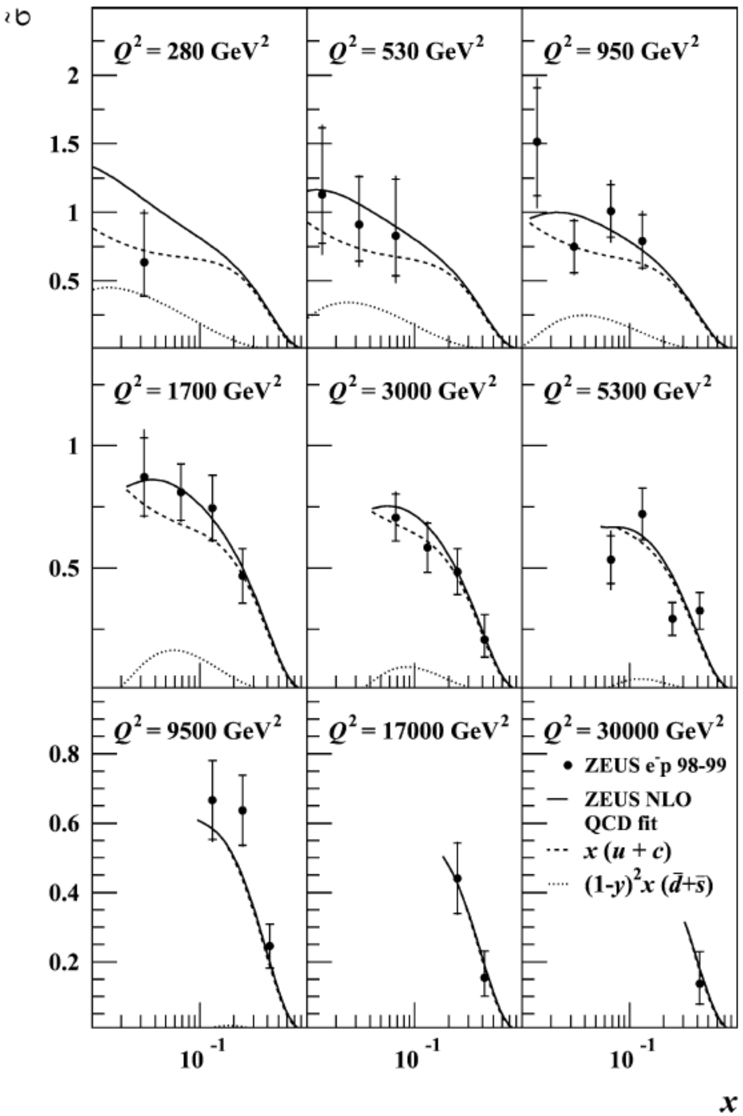
Neutral current

Eur. Phys. J. C 21, 443-471 (2001)





Charged current断面積



Phys. Lett. B 539 (2002) 197-217

断面積測定からパートン分布の決定

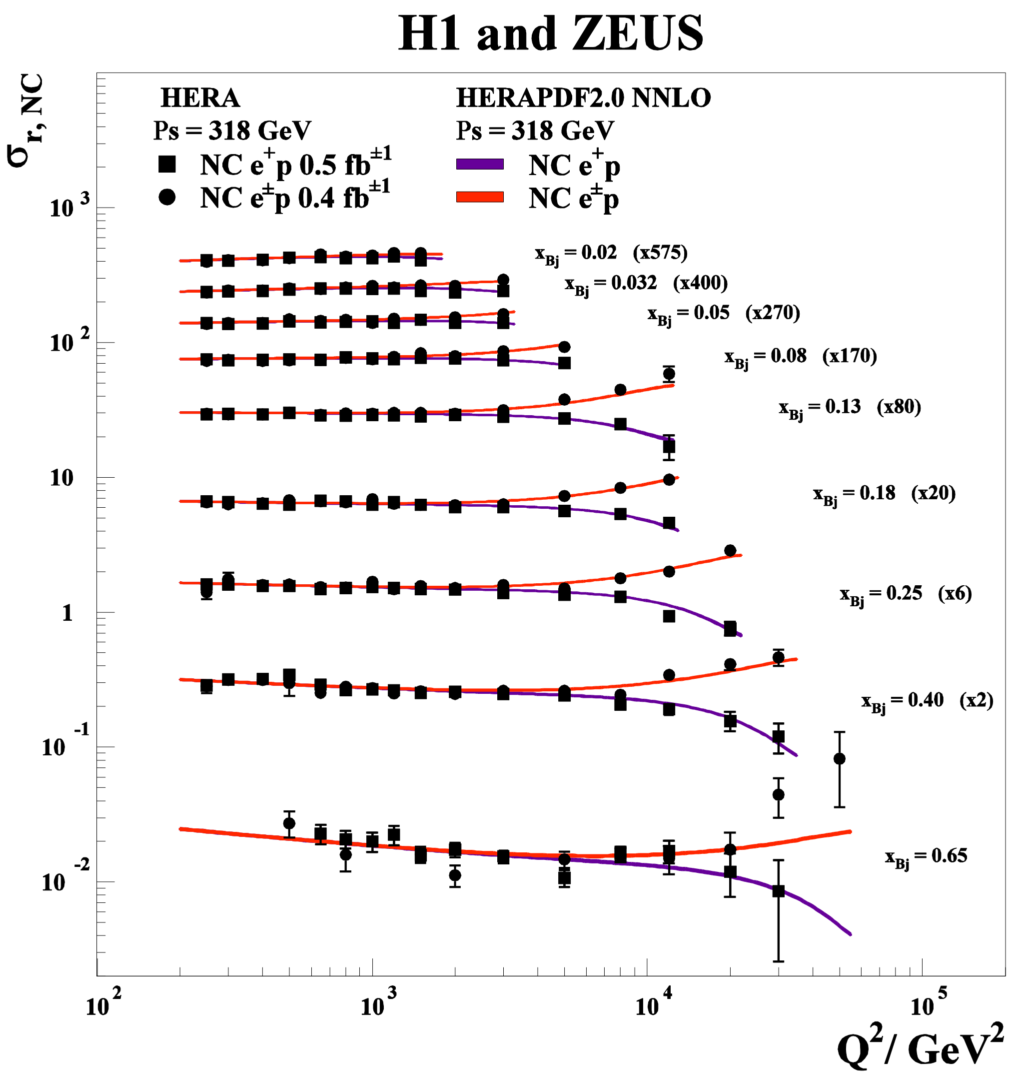
arXiv: 1506.06042

$$
\begin{aligned}
xg(x) &= A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g} - A'_g x^{B'_g}(1-x)^{C'_g}, \\
xu_v(x) &= A_{u_v} x^{B_{u_v}}(1-x)^{C_{u_v}} \left(1 + E_{u_v} x^2\right), \\
xd_v(x) &= A_{d_v} x^{B_{d_v}}(1-x)^{C_{d_v}}, \\
x\bar{U}(x) &= A_{\bar{U}} x^{B_{\bar{U}}}(1-x)^{C_{\bar{U}}} (1 + D_{\bar{U}} x), \\
x\bar{D}(x) &= A_{\bar{D}} x^{B_{\bar{D}}}(1-x)^{C_{\bar{D}}}.
\end{aligned}
$$

パートン分布の関数形を仮定して、測定された断面積に合うようにパラメータを決定する

$$
\chi^2_{\mathrm{exp}}(\boldsymbol{m}, \boldsymbol{s}) = \sum_i \frac{\left[m^i - \sum_j \gamma^i_j m^i s_j - \mu^i\right]^2}{\delta^2_{i,\mathrm{stat}}\, \mu^i m^i + \delta^2_{i,\mathrm{uncor}}\, (m^i)^2} + \sum_j s_j^2 + \sum_i \ln \frac{\delta^2_{i,\mathrm{stat}} \mu^i m^i + (\delta_{i,\mathrm{uncor}} m^i)^2}{(\delta^2_{i,\mathrm{stat}} + \delta^2_{i,\mathrm{uncor}})(\mu^i)^2}
$$

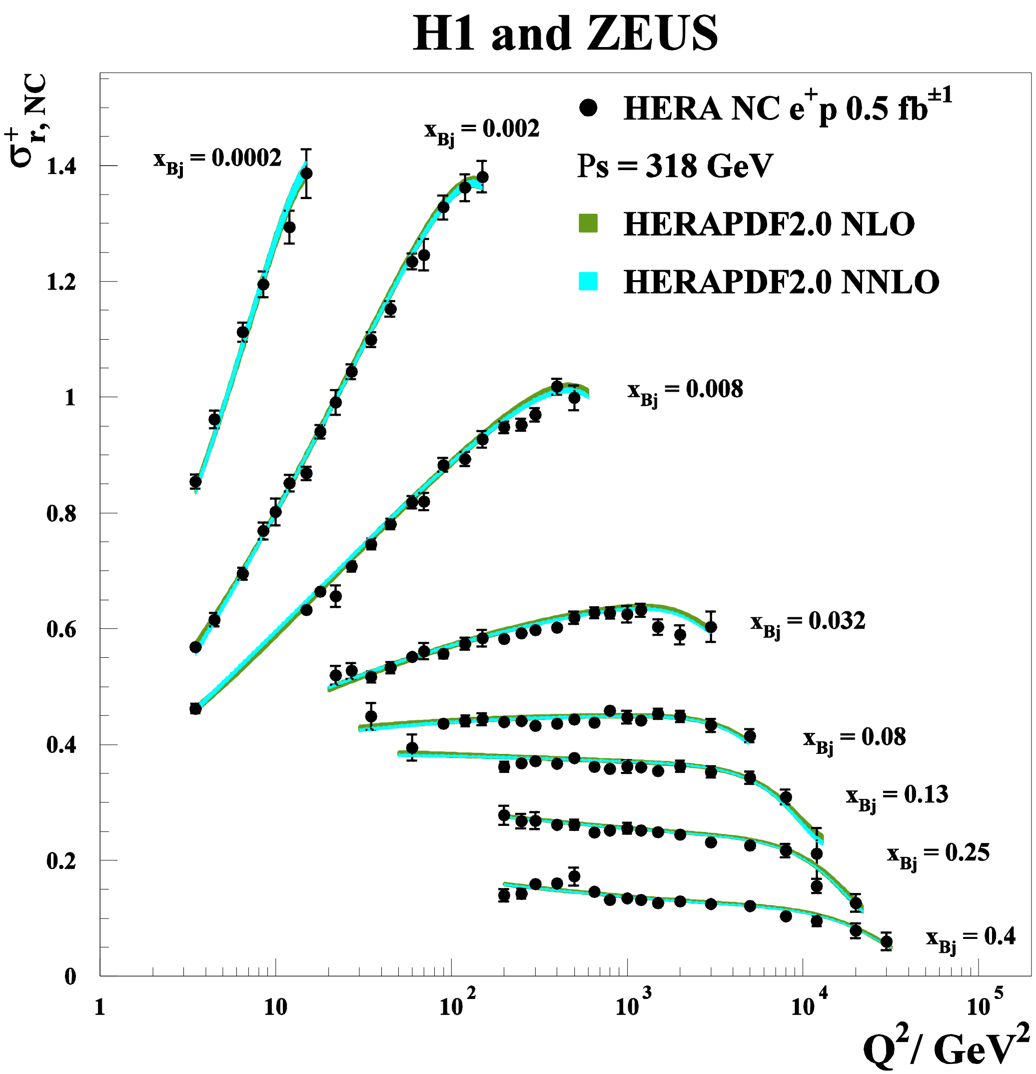
Neutral current



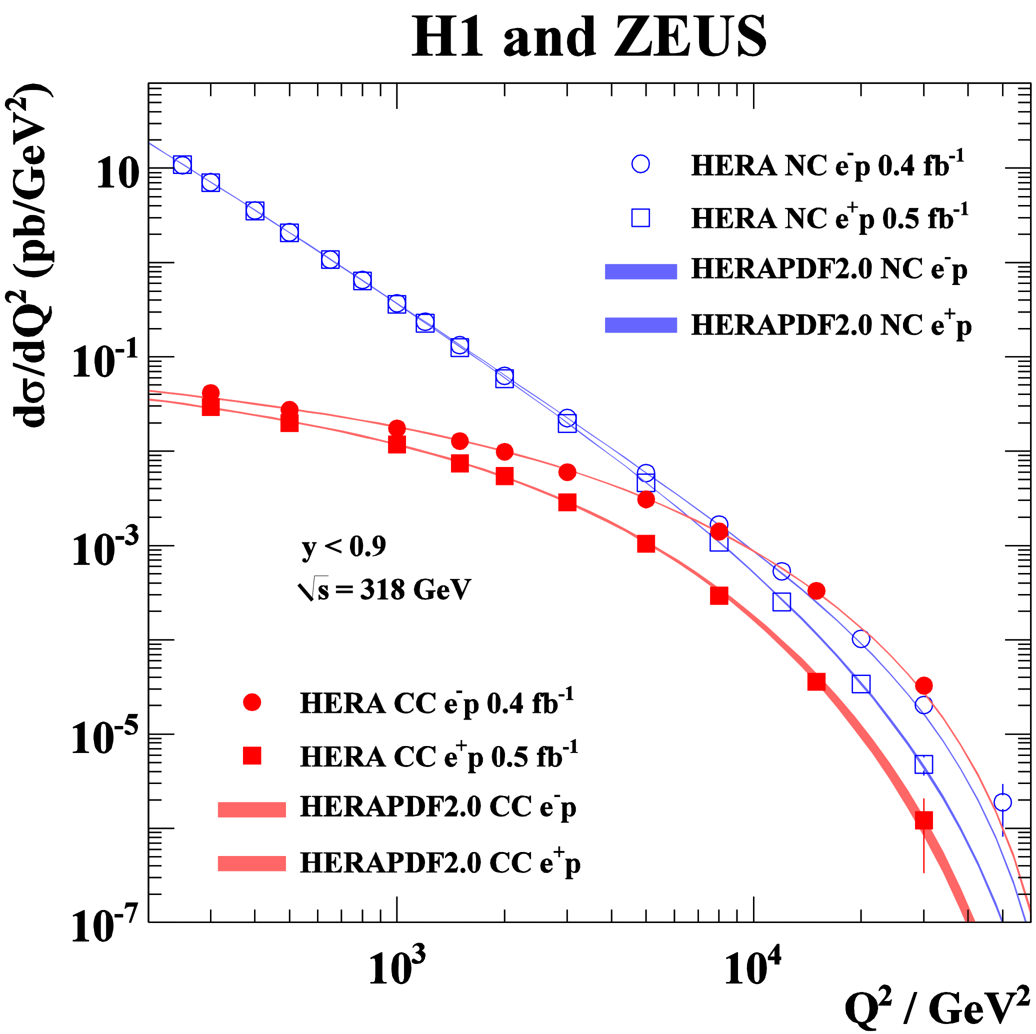
- $e^- + p \rightarrow e^- + X$
- $e^+ + p \rightarrow e^+ + X$

- Q^2が小さいうちは、光子交換が支配的だが、Q^2が大きくなるとZ^0交換の寄与が見えてくる
- 電子と陽電子で結合定数の違いにより断面積が変わる

断面積(～構造関数)のQ^2依存性

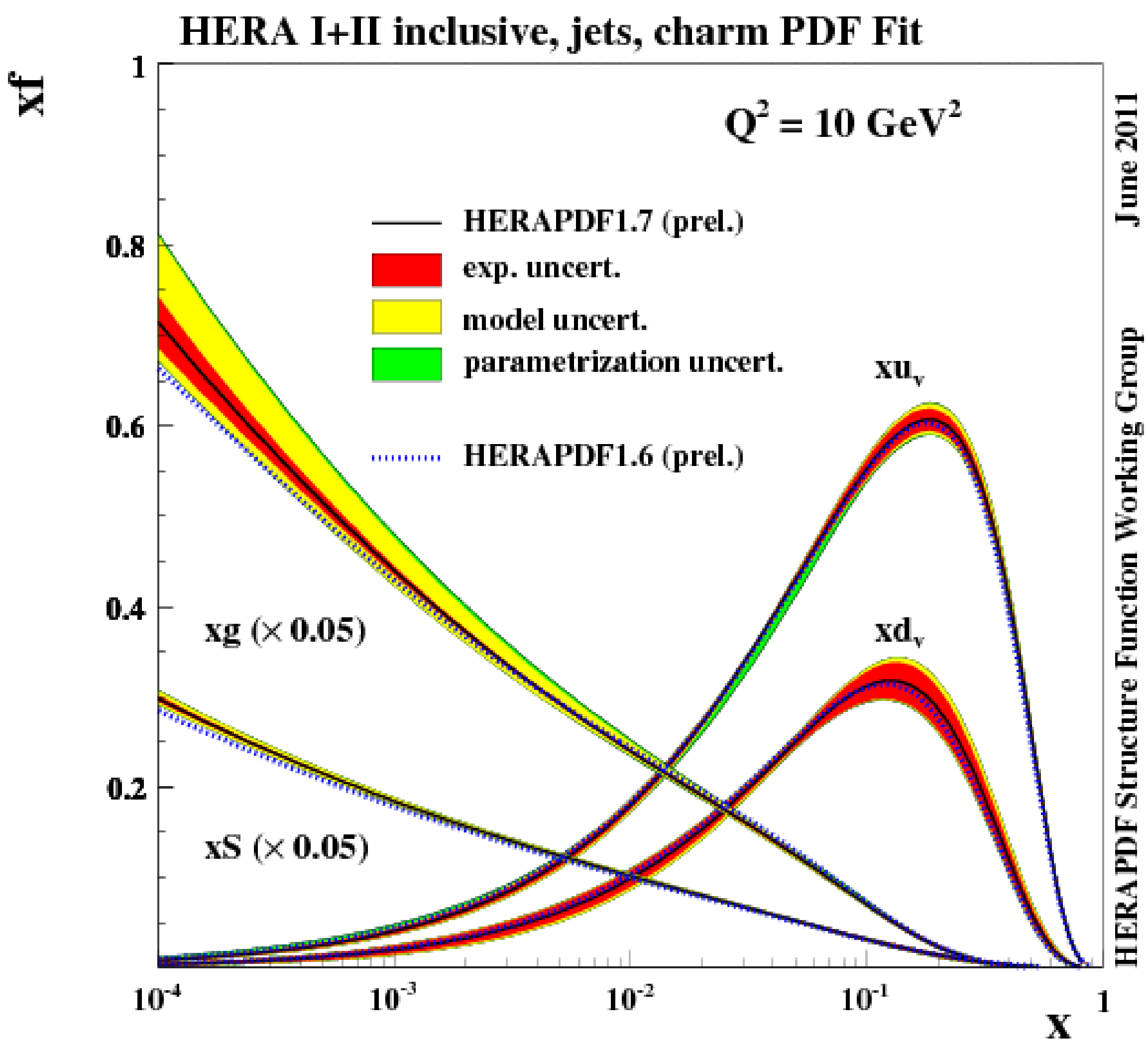


NCとCCの"統一"



- Q^2の小さい領域(<5000 GeV^2)では、Charged currentの断面積はNeutral currentに対して抑制されている
- Q^2が大きい領域(>10^4 GeV^2)では、同じように振る舞う$\gamma, W^{\pm}, Z^0$交換の違いが少なくなる
- 結合定数の違いがあるので完全に一致はしない

構造関数からパートン分布の導出



その他の測定

- グルーオンPDF
  - チャーム対生成を利用
  - $\gamma + g \rightarrow c + \bar{c}$
- sクォークPDF
  - Charm production in charged current
  - $W^+ + s \rightarrow c$
  - 但し断面積が小さい

PDFのハドロン衝突への応用