高エネルギーハドロン衝突のQCD物理

2017年 12月 5-7日

神戸大学 山崎祐司
yamazaki@phys.sci.kobe-u.ac.jp

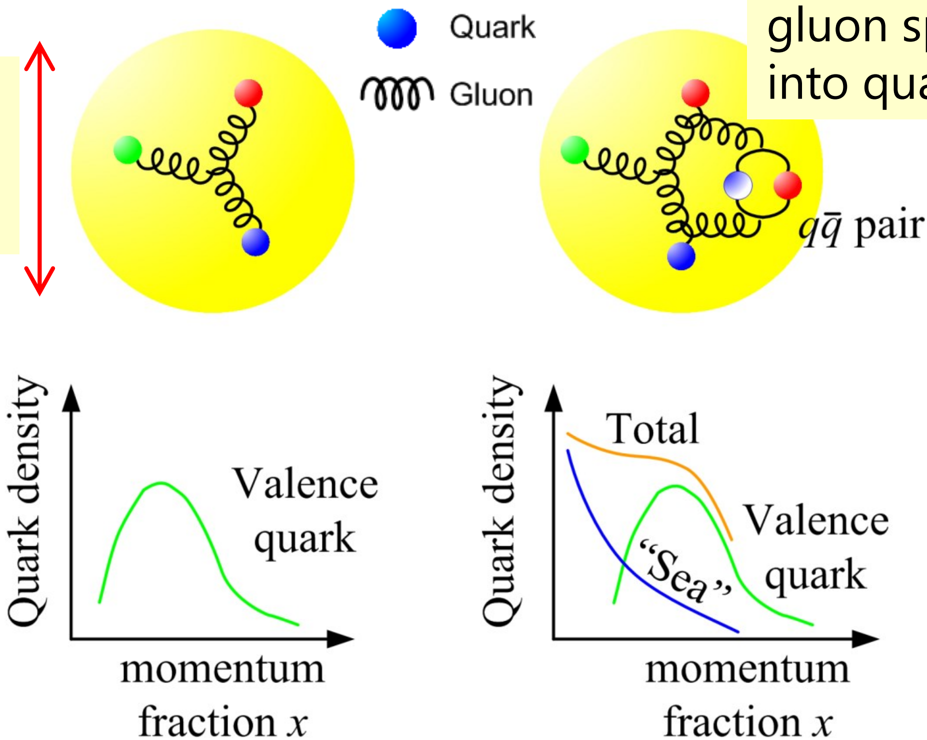
講義の内容

1. ハドロン散乱の基礎過程
   ソフトな散乱とハードな散乱，様々なプロセス
2. パートン密度
   フォーマリズム，電子・陽子散乱による測定，解釈
3. ハードな散乱と摂動論的QCD
   ジェットと破砕化，高次の摂動計算入門，α_S 測定
4. 談話会：「LHC 陽子散乱の理解と QCD:
   トップクォーク，新物理探索を例にとって」
5. ソフトな散乱 (+3. の続き)
   全断面積，回折散乱，多重パートン散乱
6. 回折散乱の摂動論的理解
   回折散乱の実験・解析手法，前方粒子生成

固定標的実験での陽子構造測定

proton diameter ~ 10^{-15} m (1fm)

gluon splits into quarks



early fixed target exp'ts
Q ~ 1-3 GeV (10^{-1} fm)

recent fixed target + muon
Q ~ 1-10 GeV (10^{-2} fm)

Increasing resolution (large Q^2)

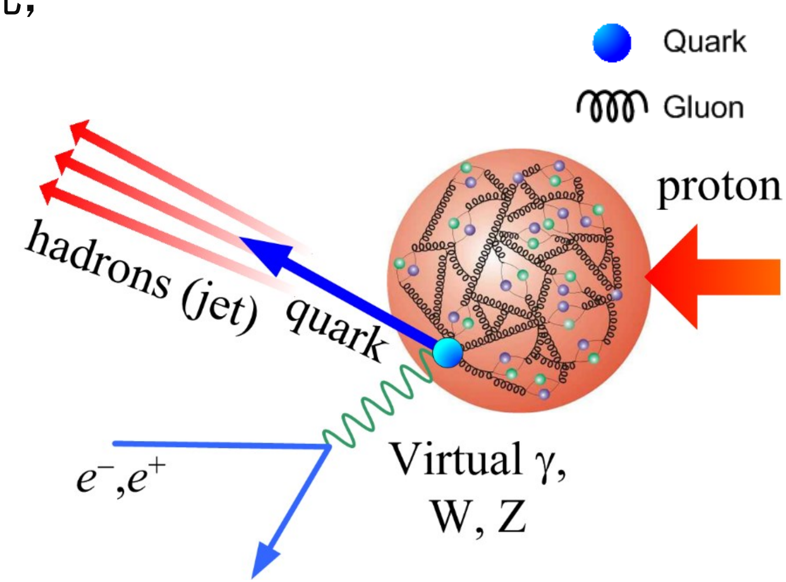
$$Q^2 \approx \frac{1}{\lambda^2}$$

- Q^2 が大きくなると波長が短くなる
  - 細かい内部構造が見えてくる
  - グルーオンがクォーク・反クォーク対に分解してできる「Sea（海）クォーク」

クォークが「見える」条件

- 閉じ込めにより，クォークは外には出てこないが「見る」ことはできる
- 高いエネルギーの散乱（短い波長）で見れば，α_S が小さくなって，見えるようになる
  - 電子・陽子散乱（深非弾性散乱，deep inelastic scattering, DIS）
  - ハドロン同士のパートン散乱：いわゆる「ハード」な散乱 横運動量が大きい

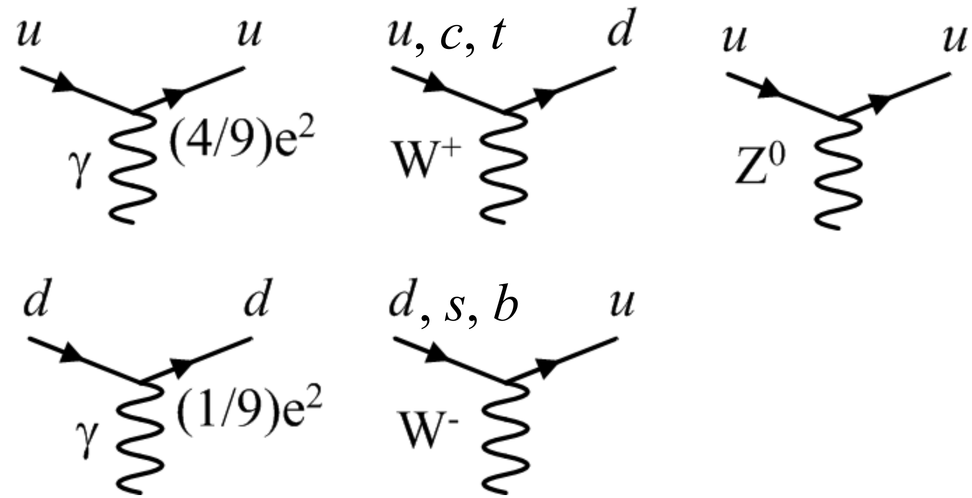
深非弾性散乱 (DIS)
Deep-inelastic scattering



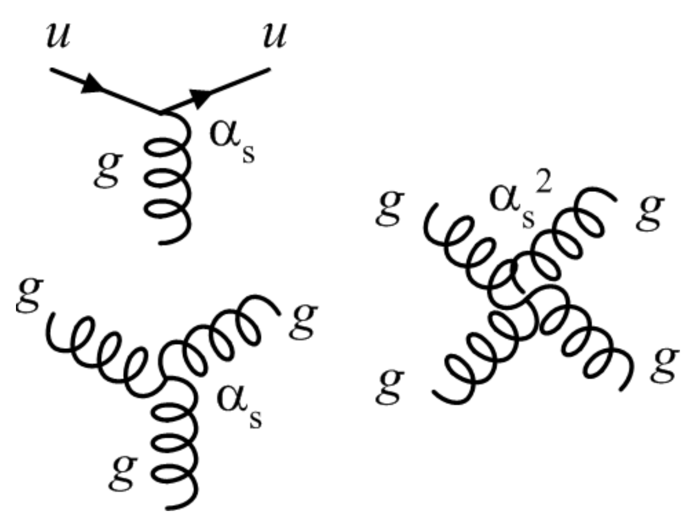
点状粒子（電子）で直接クォークをたたく

クォークとグルーオン

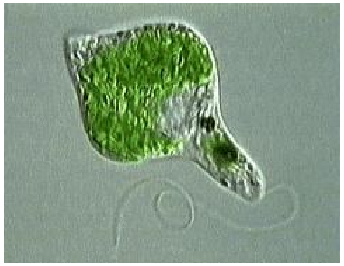
- クォークと電磁気 (γ)
  u-type (e_u^2 = 4/9)
  d-type (e_d^2 = 1/9)
- $W^{\pm}$: u, d 同じ電荷
- Z^0 は複雑

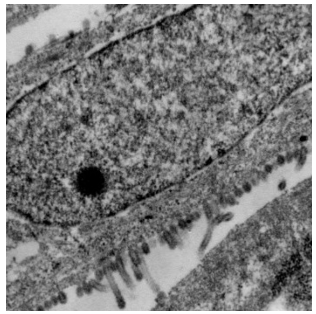


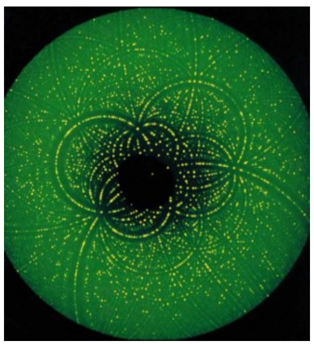
- グルーオン
  クォーク間の相互作用
  電弱相互作用との違い：
  - 結合定数がむちゃくちゃ大きい
  - 自己結合する
    （非可換群の性質,
    弱ゲージボゾンも同じ）

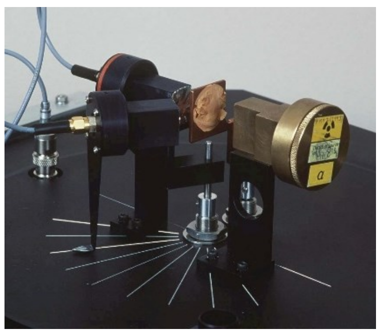


陽子の構造，どうやって調べるか


ミドリムシ


鳥インフルエンザウィルス


放射光の回折パターン


Rutherford 散乱の再現
(Rutherford 研究所)


核子のスピンを固定標的
電子散乱で探るHERMES実験

光学顕微鏡

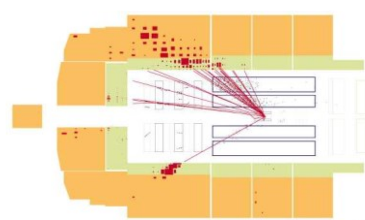
電子顕微鏡

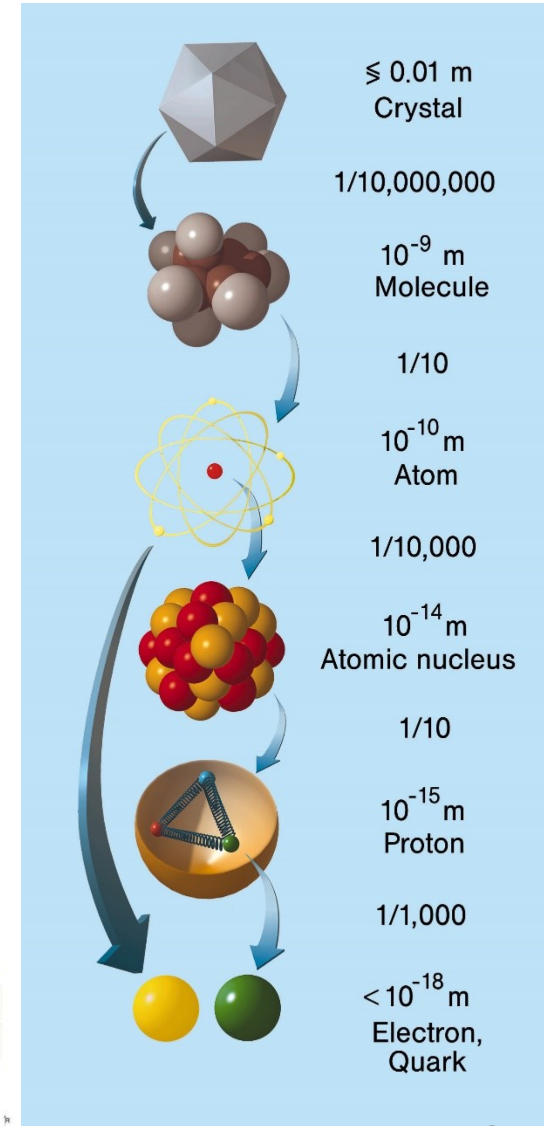
X線発生器
放射光

α, β 線（同位体
元素の崩壊）

電子ビーム
重イオンビーム

電子・陽子衝突
散乱 HERA



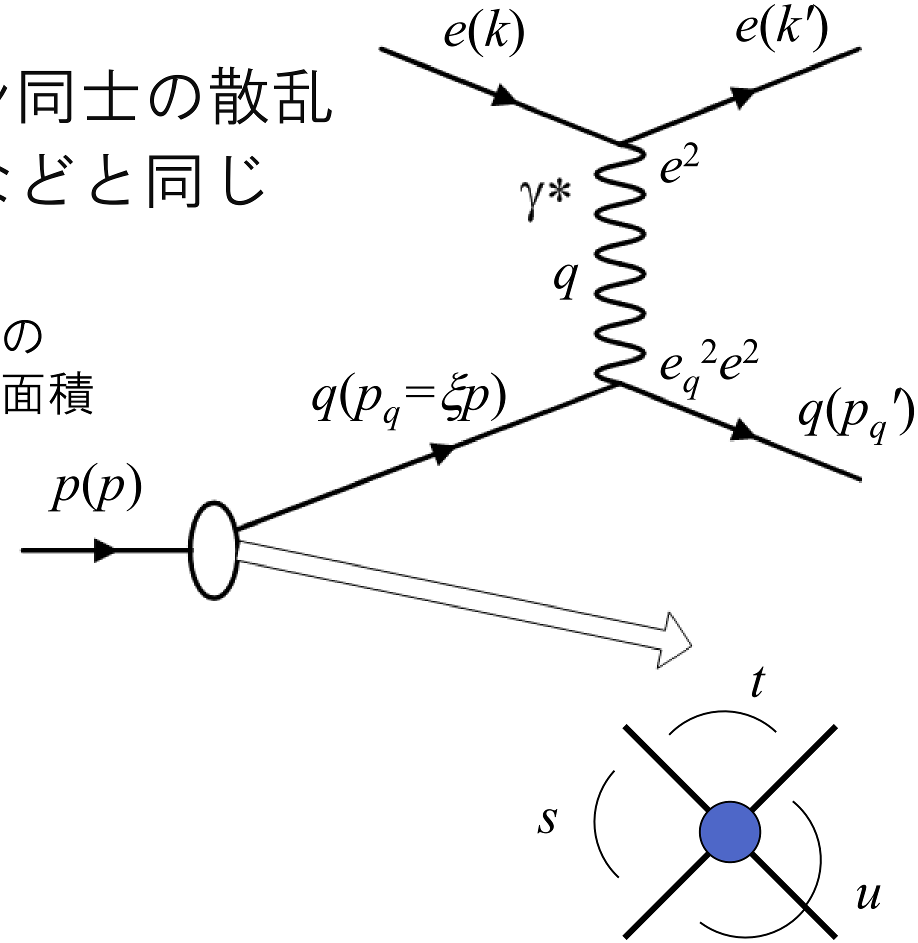


素過程：電子・クォーク散乱

- 計算の方法はフェルミオン同士の散乱（例：電子・電子散乱）などと同じ
  電荷だけ違う

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}} \cdot 2e_q^2 e^4 \cdot \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$$

素過程の
散乱断面積



DIS変数の定義

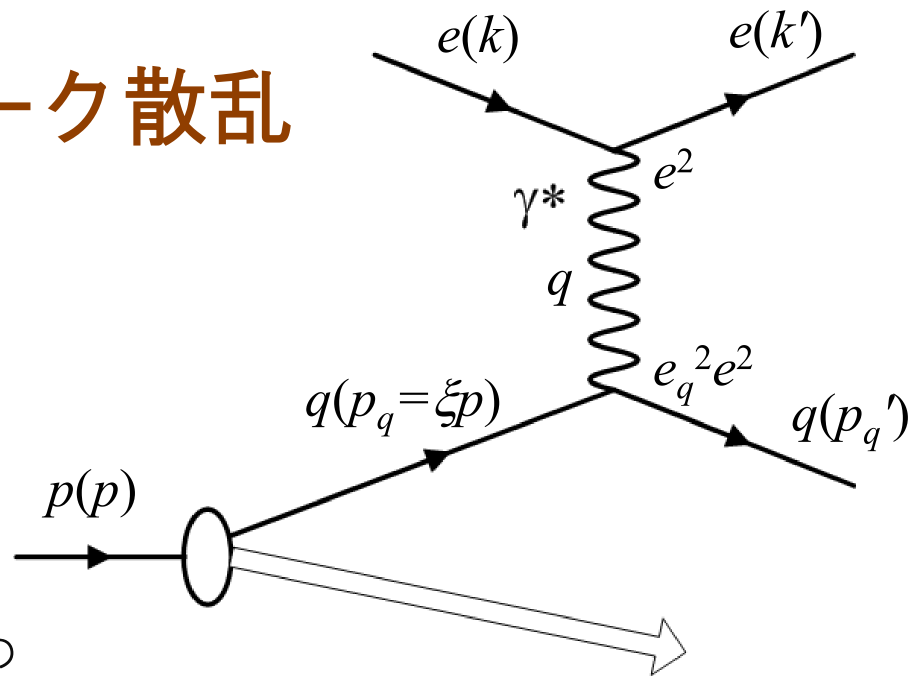
$$s = k \cdot p,\ \ Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q},\quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k},\ \ sxy = Q^2$$

s: 陽子と電子の重心系エネルギー

Q^2: 電子からの運動量移行（仮想光子経由）の自乗の負数　質量は負だが正になるように定義

素過程：電子・クォーク散乱



$$s = k \cdot p,\ Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q},\quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k},\ sxy = Q^2$$

s: 陽子と電子の重心系エネルギー

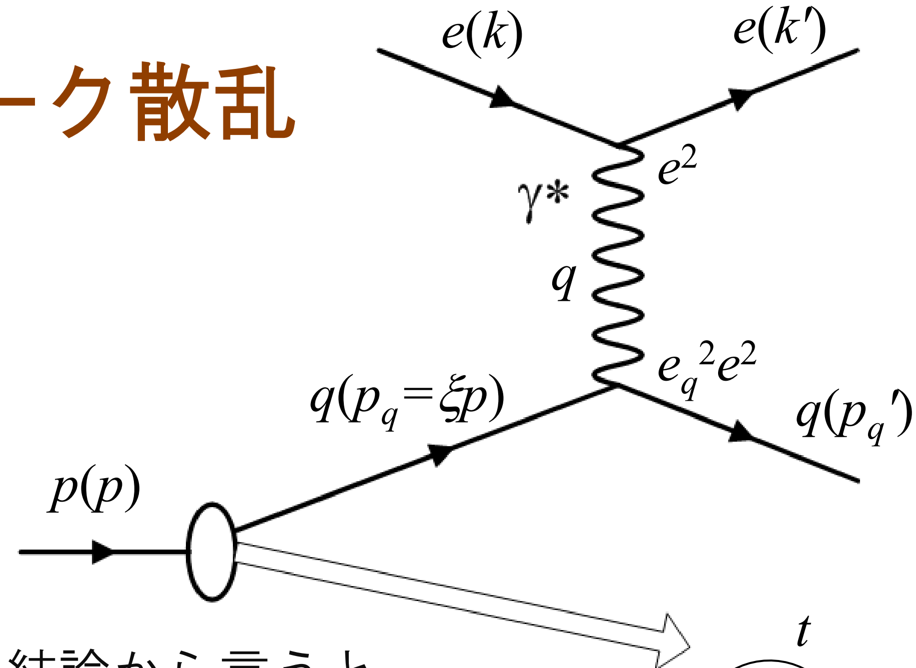
Q^2: 電子からの運動量移行（仮想光子経由）の
自乗の負数 質量は負だが正になるように定義

y: 陽子の方向に射影した電子の運動量に対する仮想光子の運動量の比

$1-y = 1-\frac{p\cdot q}{p\cdot k} = \frac{p\cdot k'}{p\cdot k} = \frac{p_q\cdot k'}{p_q\cdot k}$ 電子・クォーク重心系の散乱角を θ とすると，$k'\left(k'_\perp, k'_\parallel, E\right) =$
$(k'\sin\theta, k'\cos\theta, k')$ より重心系では $k=k'$ だから，
$p_q \cdot k' = |p_q||k|(1+\cos\theta) = 2p_q\cdot k(1+\cos\theta)$ よって $1-y \simeq \frac{1}{2}(1+\cos\theta)$
$y=0$ がかすり散乱，$y=1$ で電子が全エネルギーを失う

x: クォークの運動量と関係ある量：結論から言うと，
もし始状態，終状態のクォークの質量が無視できるなら，
x はクォークの陽子に対する運動量比 $\xi = p_q/p$ と一致

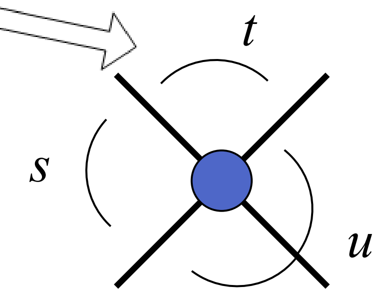
素過程：電子・クォーク散乱



DIS変数の定義

$$s = k \cdot p,\ Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q},\quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k},\quad sxy = Q^2$$



x: クォークの運動量と関係ある量：結論から言うと，
もし始状態，終状態のクォークの質量が無視できるなら，
x はクォークの陽子に対する運動量比 $\xi = p_q/p$ と一致

$\hat{s} = 2k \cdot p_q = 2\xi k \cdot q = \xi s = \xi \frac{Q^2}{xy}$ だが，$m_q^2 = p_q^2 = p_q'^2 = 0$ なら，

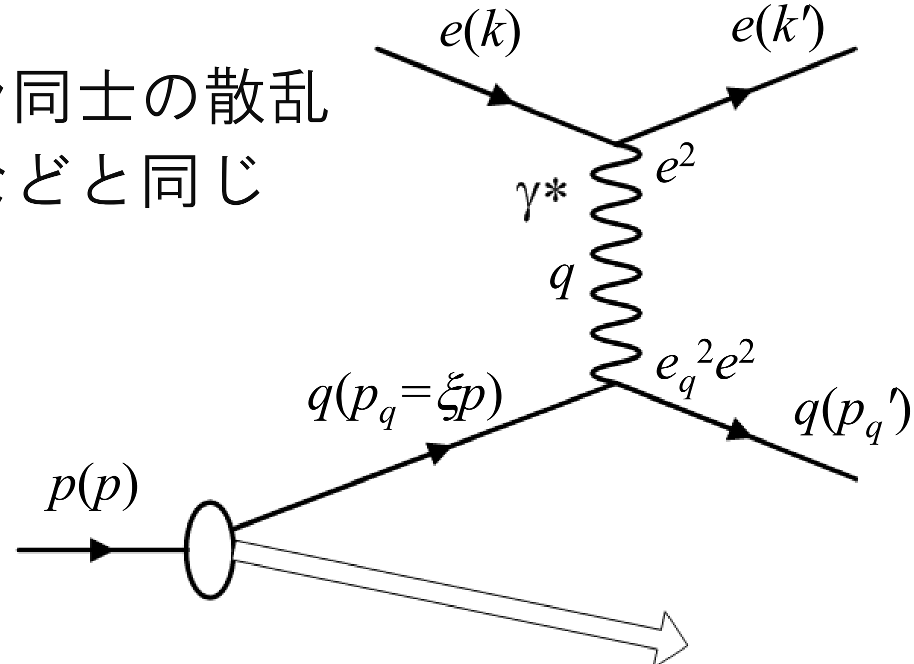
$$p_q'^2 = \left(p_q + q\right)^2 = q^2 + 2p_q \cdot q = -2xp \cdot q + 2\xi p \cdot q = 2p \cdot q(\xi - x) = 0$$

よって，$x = \xi,\ \hat{s} = \frac{Q^2}{y} = xs$ となり，上の結論が成り立つ

※ x は電子と「当たった」クォークの運動量比

素過程：電子・クォーク散乱

- 計算の方法はフェルミオン同士の散乱（例：電子・電子散乱）などと同じ
  電荷だけ違う



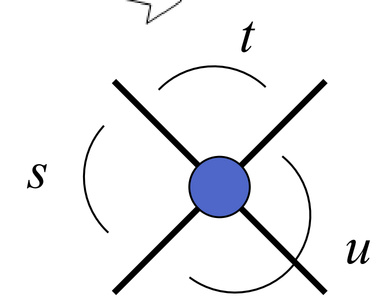
$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}} \cdot 2e_q^2 e^4 \cdot \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$$

DIS変数の定義

$$s = k \cdot p,\ Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}, \ sxy = Q^2$$

Q² は移行運動量
y は散乱角
x はクォークの縦方向
運動量と関係あり



$$\hat{s} = 2k \cdot p_q = 2\xi k \cdot p = \xi s = \xi \frac{Q^2}{xy},$$

$$\hat{t} = (k-k')^2 = -Q^2$$

$$\hat{u} = (p_q - k')^2 = 2p_q \cdot k' = 2\xi p \cdot (k-q) = 2\xi p \cdot k(1-y) = \hat{s}(1-y)$$

電子・クォーク散乱から電子・陽子散乱へ

代入すると $eq \to eq$ の断面積は $$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4}\left[1+(1-y)^2\right]$$

本物の陽子はたくさんのクォークが入っているから，そのように式を変えないといけない。

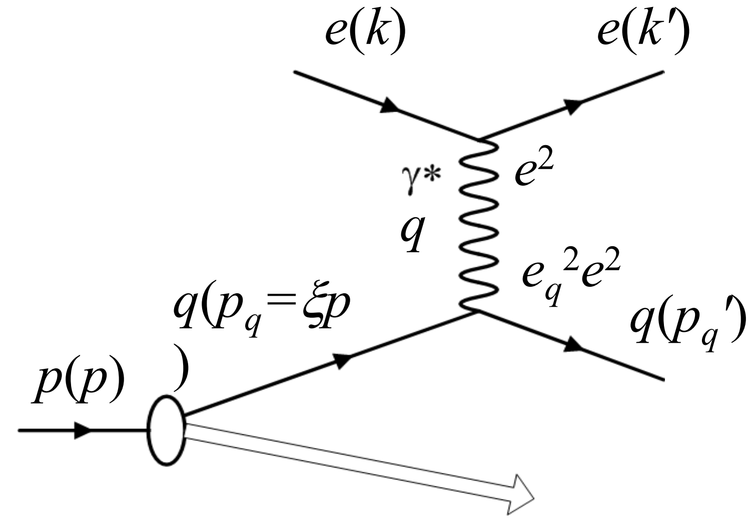
一個の点粒子の「構造」関数を $$\hat{F}_2(x) = x e_q^2\,\delta(x-\xi)$$ のように定義

ここで，$\delta(x-\xi)$ を付け加え，電子の kinematics から期待される運動量比と，実際にクォークが持つ運動量比とが等しい場合にのみ散乱，と考えると

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2} = \int \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}[1+(1-y)^2]\frac{1}{2}e_q^2\delta(x-\xi)\,dx$$

電子・陽子散乱の断面積

$$\frac{d^2\hat{\sigma}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left[1+(1-y)^2\right]\cdot\frac{1}{2}e_q^2\,\delta(x-\xi)$$



ここで $xe_q^2\,\delta(x-\xi) = \hat{F}_2$ とすると

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)\hat{F}_2$$

$\hat{F}_2$ を ξ で積分したものを陽子の構造関数 $F_2(x)$ とすると

$$F_2(x) = \sum_{q,\bar{q}}\int_0^1 d\xi q(\xi) x e_q^2\,\delta(x-\xi) = \boxed{\sum_{q,\bar{q}} e_q^2 x q(x)}$$ よって

$$s = k\cdot p,\ \ Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2$$

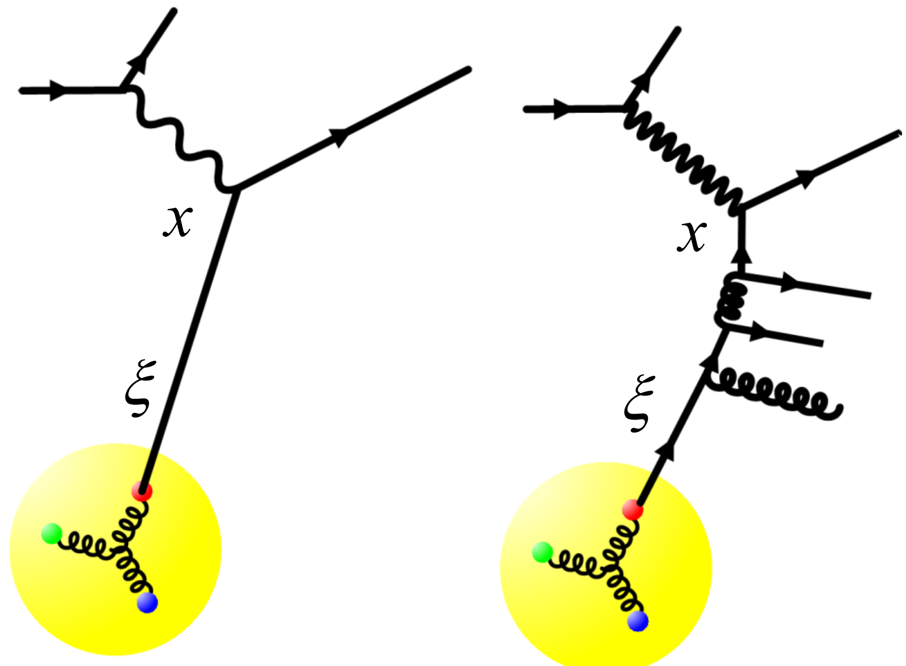
$$x = \frac{Q^2}{2p\cdot q},\quad y = \frac{p\cdot q}{p\cdot k},\quad sxy = Q^2$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[\left(1-y+\frac{y^2}{2}\right)F_2(x,Q^2)\right]$$

電子が「直接」クォークをたたく場合にはQ² には依存しないが，たたく
前に粒子を放出すると$\delta(x-\xi)$が複雑な関数になり，依存するようになる（このあとすぐ）

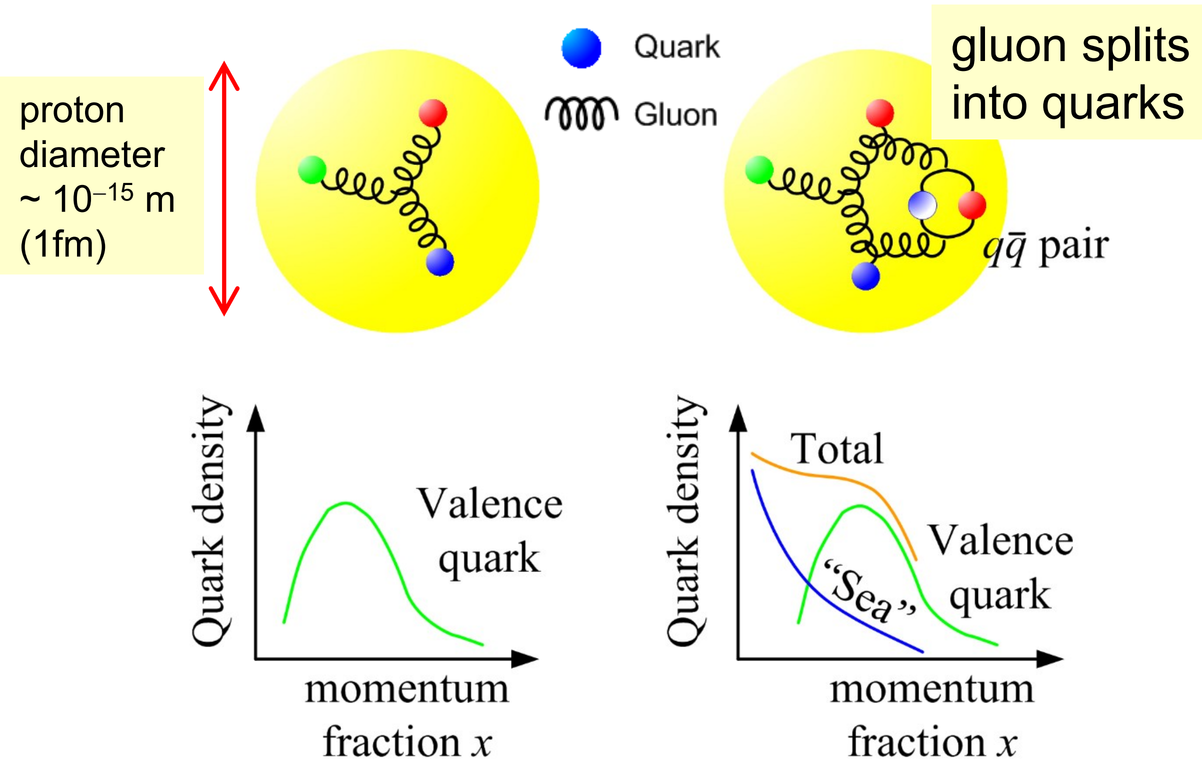
「直接」？

- 実際の意味：クォークが電子に散乱される前に粒子（たいていグルーオン）を放出すると，x と ξ とは等しくなくなる



- もし仮想光子とクォークとの反応が一瞬で起きるとすると，クォークはその間に他の陽子中のクォークと反応したり，粒子を放出する暇なく，自由粒子として振る舞うと仮定できる（上図の左）。このようなモデルをクォーク・パートンモデル (QPM) という。
- すると，構造関数 F_2 = クォークの電荷密度 は Q^2 に依らない（有名な Bjorken スケーリング）が，実際には依る（右図）。

固定標的実験での陽子構造測定



early fixed target exp'ts
Q ~ 1-3 GeV (10^{-1} fm)

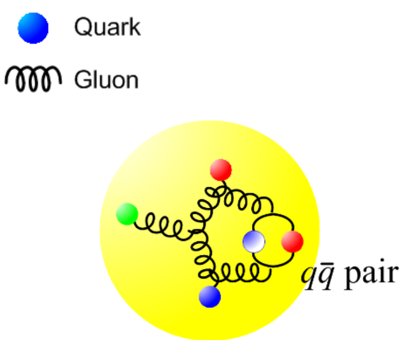
recent fixed target + muon
Q ~ 1-10 GeV (10^{-2} fm)

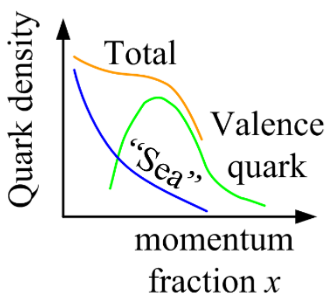
Increasing resolution (large Q^2)

$$Q^2 \approx \frac{1}{\lambda^2}$$

- Q^2 が大きくなると波長が短くなる
  - 細かい内部構造が見えてくる
  - グルーオンがクォーク・半クォーク対に分解してできる「Sea（海）クォーク」

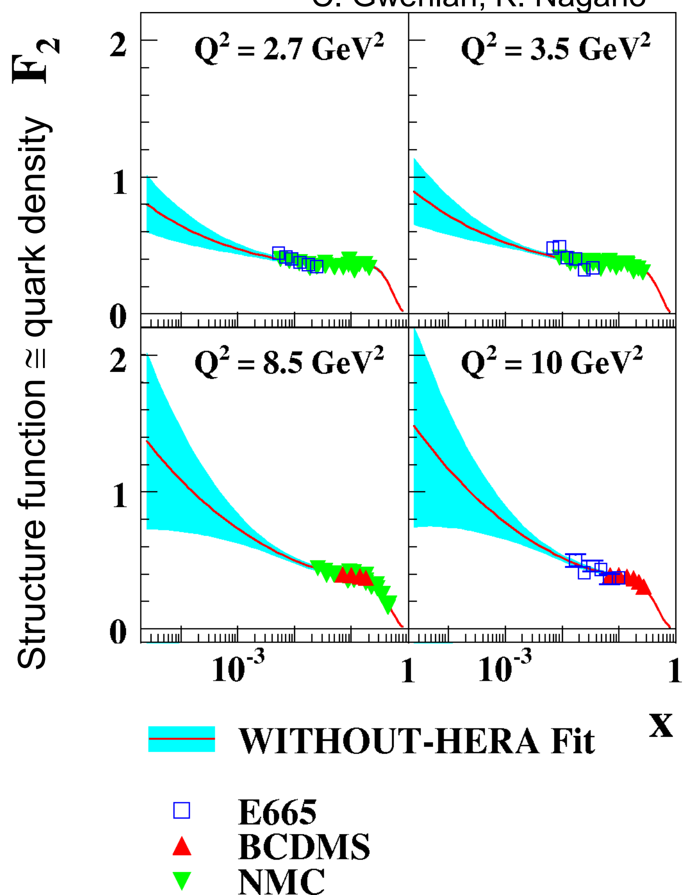
HERA実験までのクォーク分布

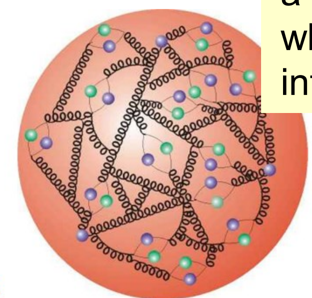




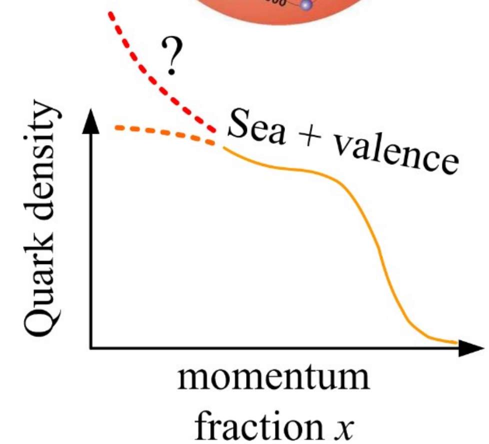
recent fixed target + muon
Q ~ 1-10 GeV (10^{-2} fm)

Courtesy
C. Gwenlan, K. Nagano





Quarks emit a gluon, which splits into quarks ...

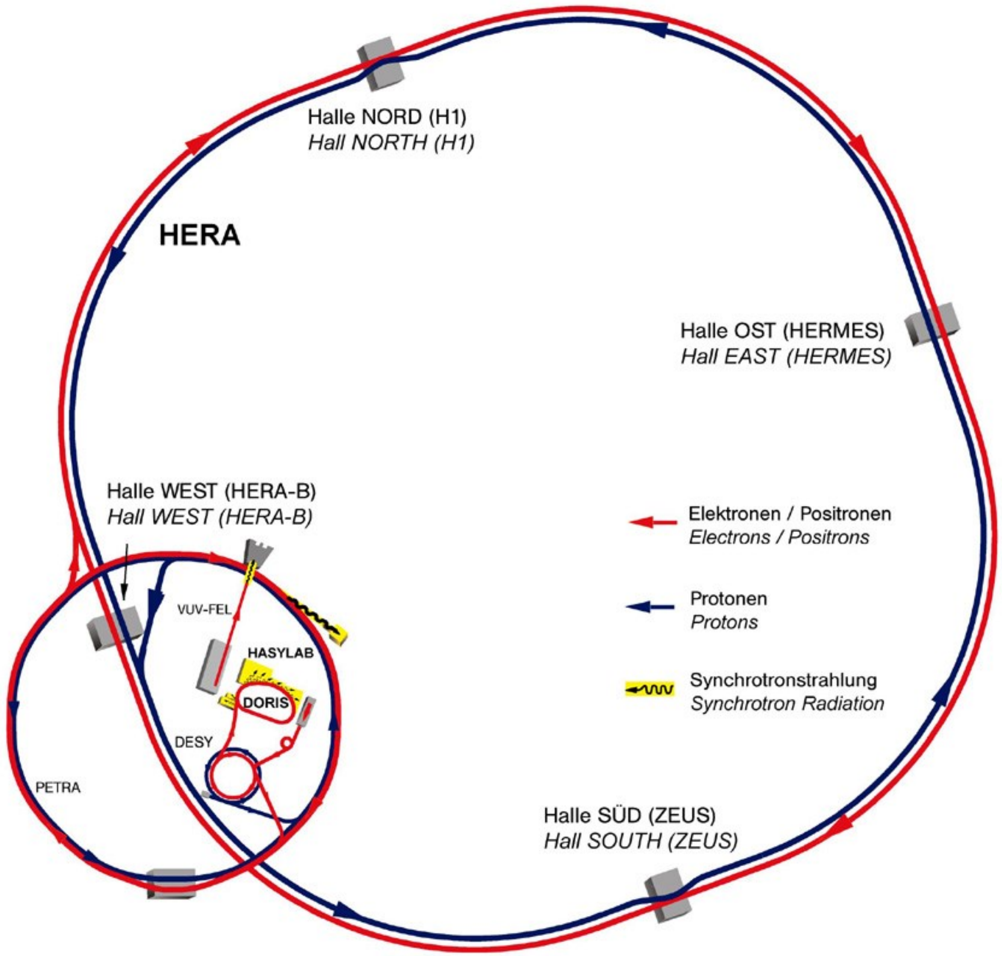


HERA
Q > 1-300 GeV (< 10^{-3} fm)

Increasing resolution (large Q^2)

- 固定標的ではわからなかった，
  低い運動量比（小さい x）での構造は？

衝突型電子・陽子衝突 HERA 実験



- 周長 6.3 km
(陽子・反陽子衝突型加速器 Tevatron とほぼ同じ)
- 陽子ビーム: 920 GeV
- (陽)電子ビーム: 27.5 GeV

→ 重心系エネルギー

$$\sqrt{s} = 318\,\mathrm{GeV}$$

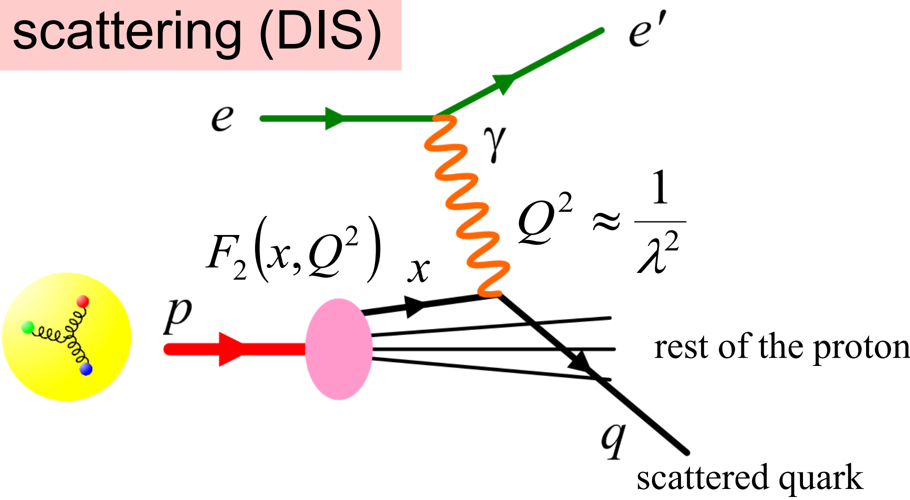
(構造を10^{-18}m=陽子の大きさの1/1000まで見ることができる)

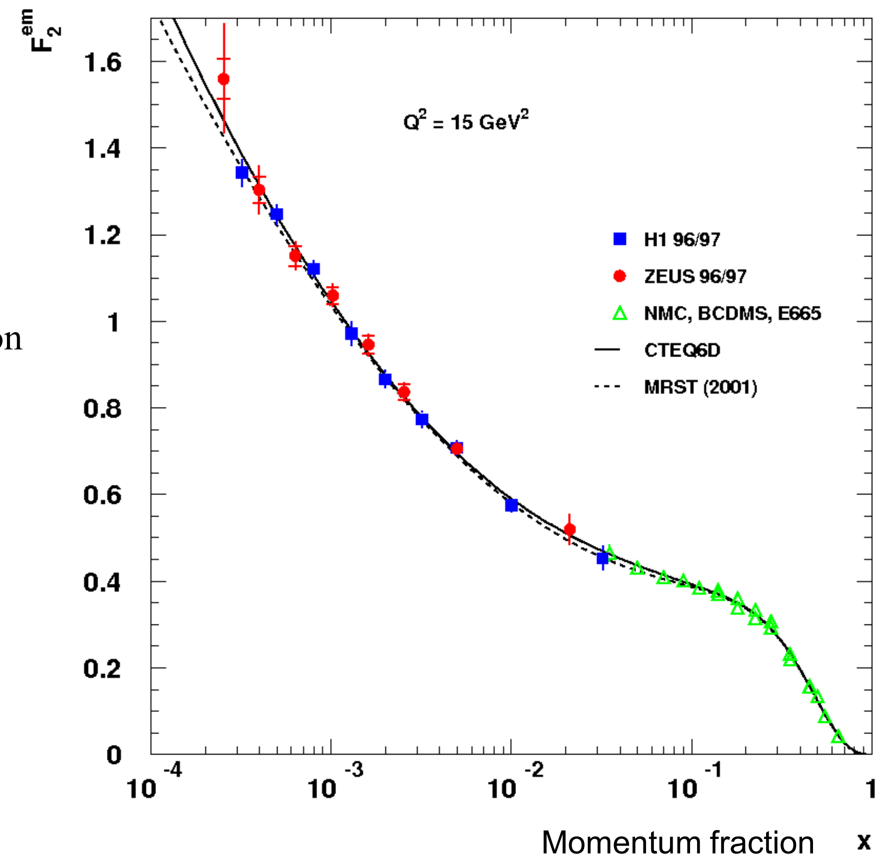
ドイツ・ハンブルク市西のDESY研究所にある

加速器:陽子(上段), 電子の2階建て
陽子を曲げる磁場は超伝導磁石

HERAでの構造関数測定

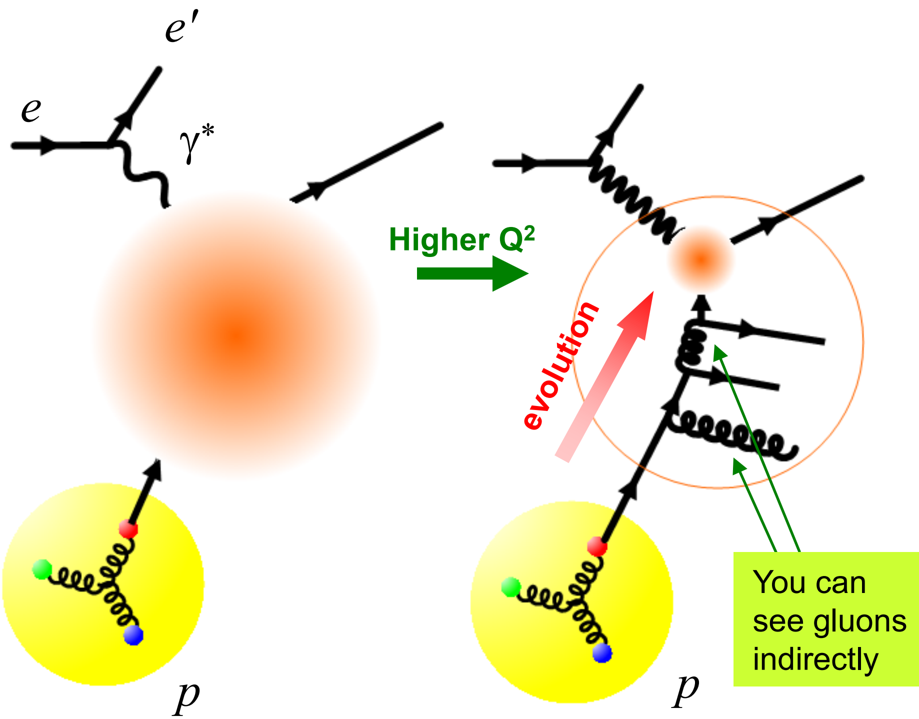
Deep-inelastic scattering (DIS)

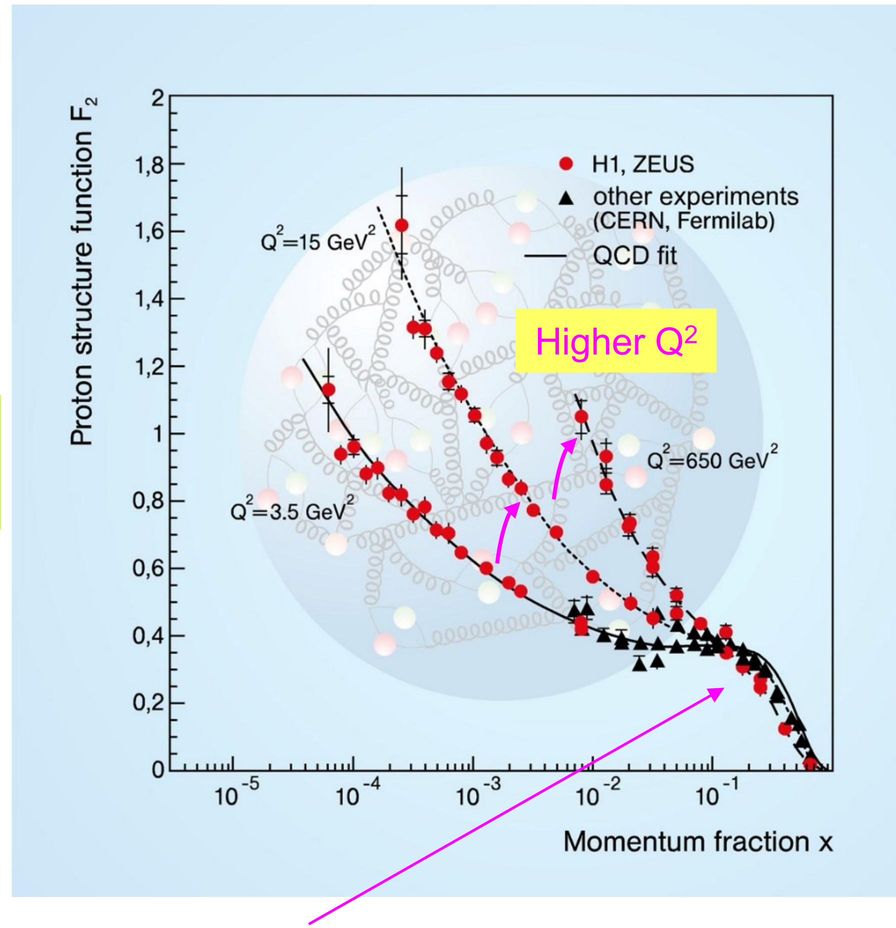




- $F_2(x) = e^2{}_q\, x(\boldsymbol{q(x)+\bar{q}(x)})$
  - F_2 はクォーク密度 $q(x)$ に比例
  - x と Q^2 の関数
- 海クォークが低い x に向けて急速に増えている

解像度を上げるとたくさんのクォークが見えてくる



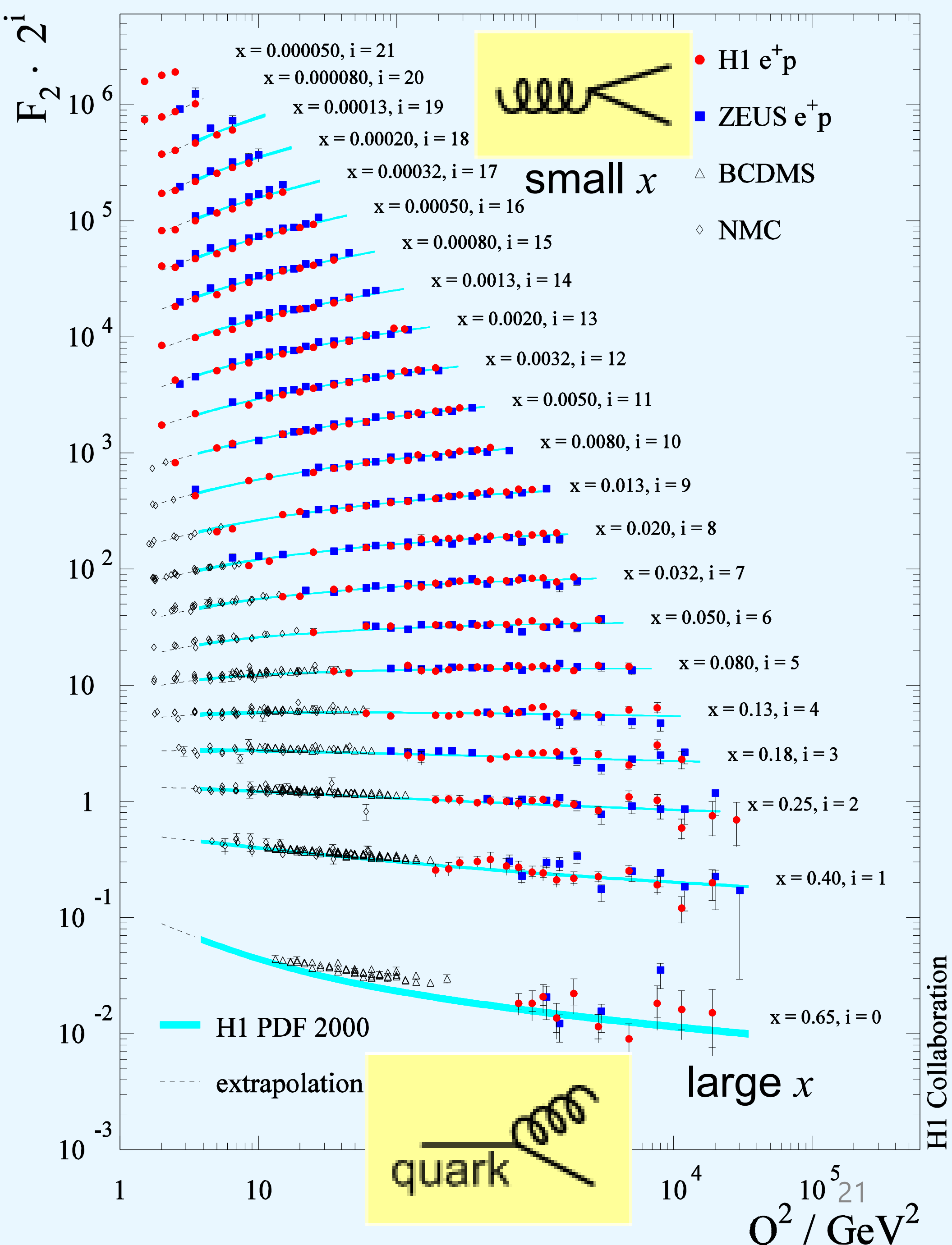


Quark density decreasing at high-x with Q^2

- 海クォークがより高いQ^2で動的に作られている。
- この振る舞いは，有名なDGLAP (Dokschitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) 発展方程式により予言されていた。
  - 摂動論的QCDに基づいている。

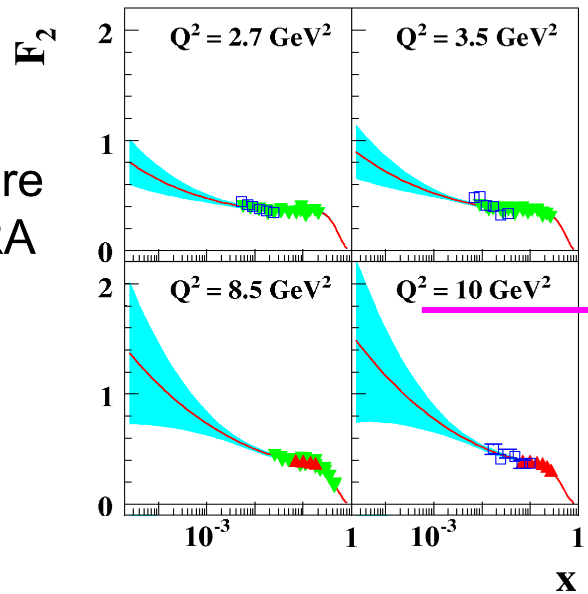
Q²の関数でみたクォーク密度

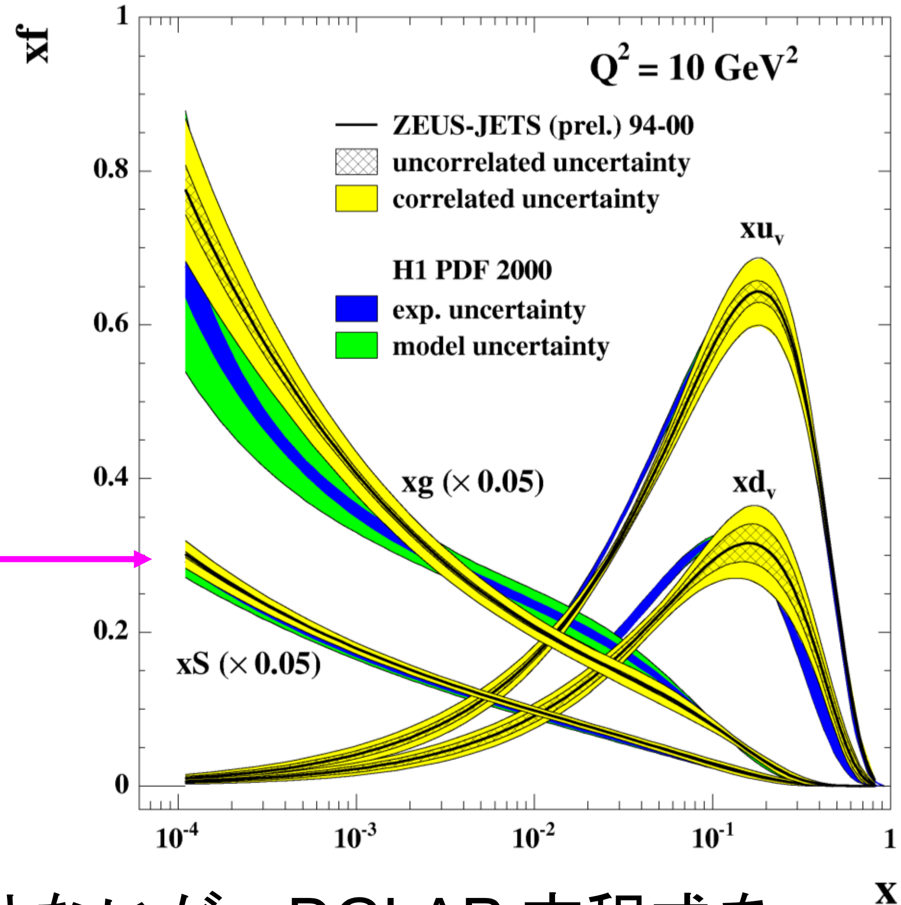
- 構造関数が非常に精度よく求まっている（LHCへの準備ができた！）
- DGLAP方程式で予言された，クォークと**グルーオン**の動的な生成が見て取れる
  - F_2 の傾きからグルーオン分布が求まる。



クォーク，グルーオン密度決定の結果

Before HERA





- グルーオンは直接の測定ではないが，DGLAP 方程式を用いて精度よく決めることができる
- 低い x の領域ではグルーオンの量が圧倒的に多い
- HERAの測定で精度が飛躍的に上がった

DGLAP 方程式によるフィット (1)

- LO DGLAP 方程式

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\log(t/\mu^2)} f_q(x,t) = \int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z}\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z)\, f_q(x/z,t) + \int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z}\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gq}(z)\, f_g(x/z,t)$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\log(t/\mu^2)} f_g(x,t) = \sum_{i=1}^{2n_f}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z}\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg}(z)\, f_q(x/z,t) + \int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z}\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gg}(z)\, f_g(x/z,t)$$

- ということは，グルーオンの量は F_2 の Q^2 slope
  クォークの量は F_2 の大きさそのものできまる
  – ただし電荷の不定性あり (up-type, down-type)

Altarelli-Parisi splitting functions

$\hat{P}_{ba}(z)$: $a \to b(X)$ で b に a の z の割合の運動量が行く確率

$$\hat{P}_{qq}(z) = C_F\left[\frac{1+z^2}{1-z}\right]: q \to q(g)$$

$$\hat{P}_{gq}(z) = C_F\left[\frac{1+(1-z)^2}{z}\right]: q \to g(q)$$

$$\hat{P}_{qg}(z) = T_R[z^2+(1-z)^2]: g \to qq$$

$$\hat{P}_{gg}(z) = 2C_A\left[\frac{z}{1-z}+\frac{1-z}{z}+z(1-z)\right]: g \to gg$$

$$C_F = \frac{4}{3}, C_A = 3, T_R = \frac{1}{2}$$

Gluon が断然放射

$g \to qq$ は発散なし，それ以外は infrared divergence @ z=1 or 0

DGLAP 方程式によるフィット (2)

- アイソスピン (u, d の比): 荷電カレントによる算出
  - 固定標的ではニュートリノ散乱 $\nu N \to \ell N' X$
  - 高エネルギーでは電子散乱 $eq \to \nu_e q'$（終状態がジェットだけ）

$$\frac{d^2\sigma(e^- u \to \nu d)}{dx dQ^2} \propto \frac{G^2 s}{4\pi^2}$$

$$\frac{d^2\sigma(e^- \bar{d} \to \nu \bar{u})}{dx dQ^2} \propto \frac{G^2 s}{16\pi^2}(1+\cos\theta)^2 = \frac{G^2 s}{4\pi^2}(1-y)^2$$

$$\sigma^{CC}(e^- u) = A, \sigma^{CC}(e^- \bar{d}) = A(1-y)^2$$

ここで，$F_2^{W^-} = 2x(u+\bar{d})$，$F_3^{W^-} = 2(u-\bar{d})$ とおくと，

F_2, xF_3 を用いて $\frac{d^2\sigma(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha}{xQ^4}[(1+(1-y)^2)F_2 \mp (1-(1-y)^2)xF_3]$ が定義なので，$e^- p$ なら，

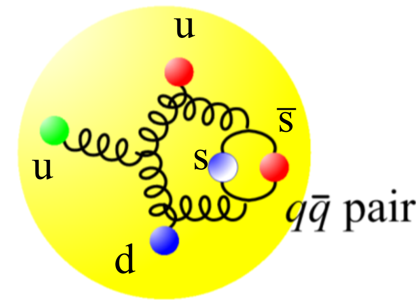
$$\sigma^{CC}(e^- u) \propto [1+(1-y)^2]2x(u+\bar{d}) + [1-(1-y)^2]2x(u-\bar{d}) = 2x \cdot u$$

$$\sigma^{CC}(e^- \bar{d}) \propto [1+(1-y)^2]2x(u+\bar{d}) - [1-(1-y)^2]2x(u-\bar{d}) = 2x(1-y)^2 \cdot \bar{d}$$

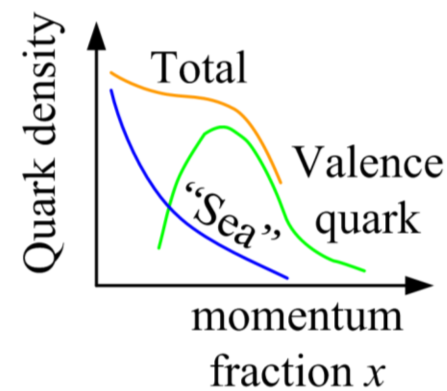
$e^+ p, e^- p$ 両方測れば，cross section の差から $xF_3^{CC} \propto u - \bar{d} - \bar{s} + c \ldots$ が取り出せる。

- 同様に，中性カレントから $\gamma - Z$ 干渉により $q - \bar{q}$ を取り出せる。

Disentangling valence quarks

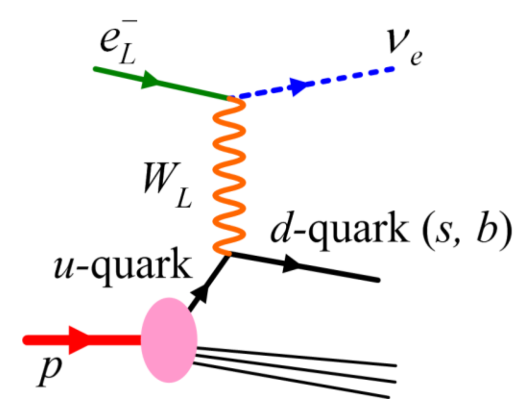


- Valence quarks: carrying the quantum number of the proton
  - Fermion → 3 quarks
  - Charge +1 (Isospin +½) → (uud)
- Sea quarks: $u = \overline{u} = d = \overline{d} = s = \overline{s}$



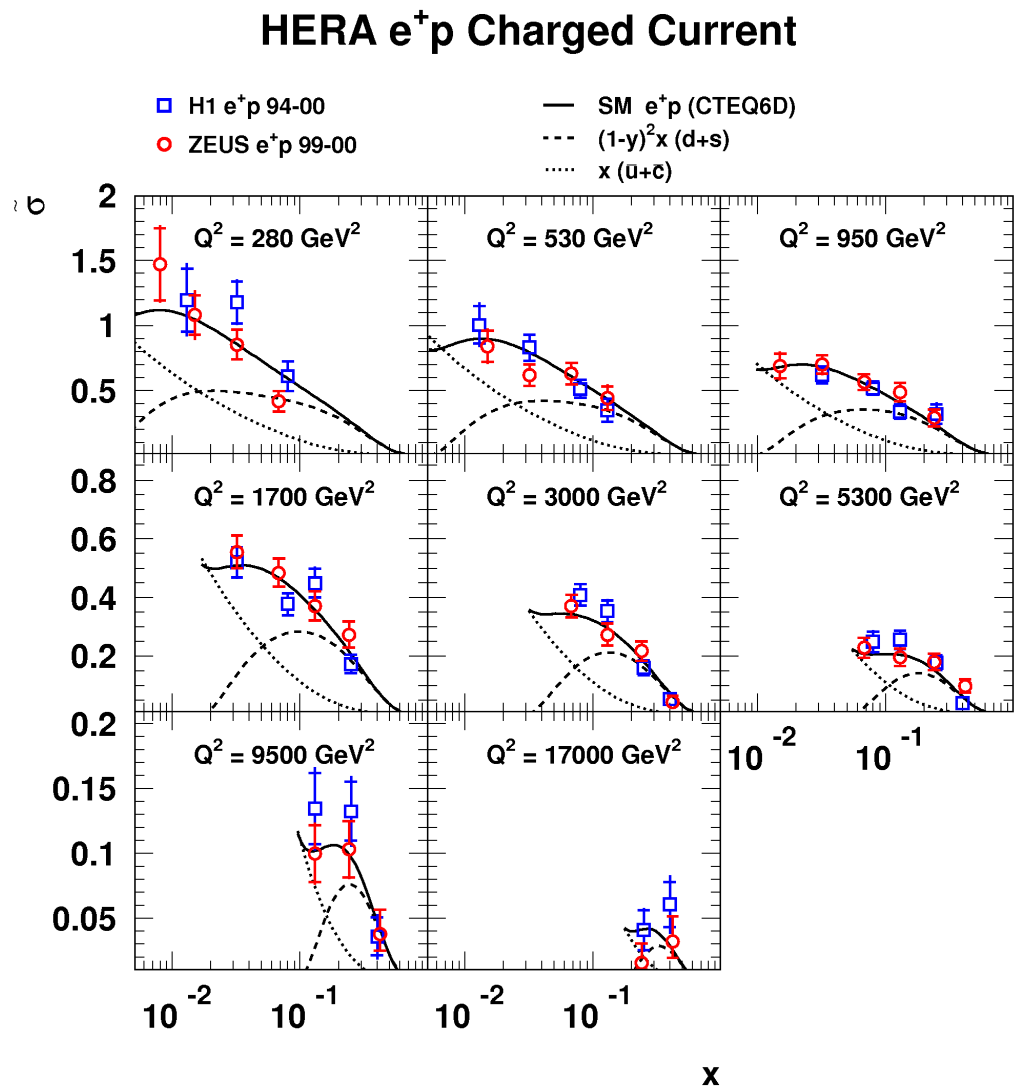
- Flavour decomposition by charged current (CC)
  - up-type quarks with e^-
  - down-type quarks with e^+
  - different scattering angle distribution for q and $\bar{q}$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \begin{matrix} e^- \uparrow \\ \downarrow e^+ \end{matrix}$$



Example of the CC measurement

- Example: e^+p CC
  - $\bar{u}$, $\bar{c}$ produced uniformly in angle
  - d, s : neutrino produced only in small scattering angle
  - Statistical error is large HERA-II analysis ongoing

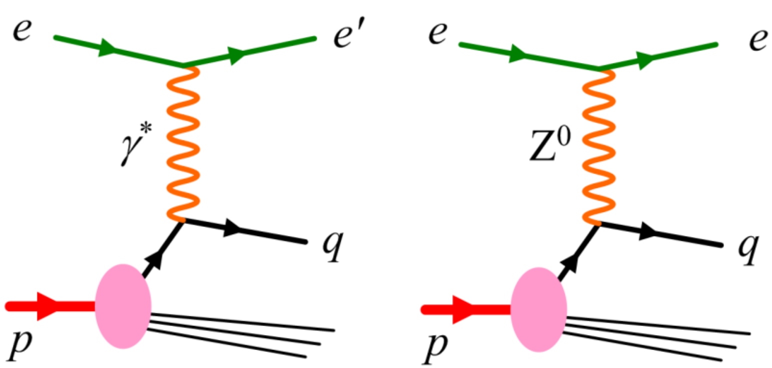


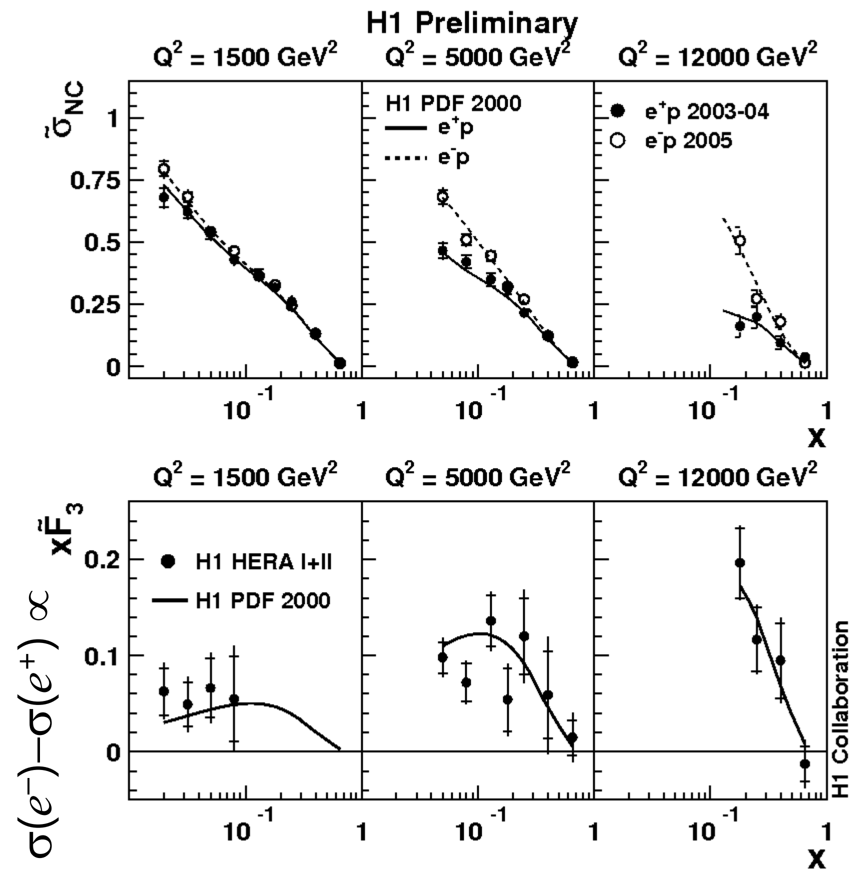
Neutral current (NC) with e⁺ and e⁻ beam: disentangling valence and sea

- Difference of e⁻ and e⁺ scattering gives amount of valence quarks

  $\sigma(e^-)-\sigma(e^+) \propto \; q-\bar{q}$

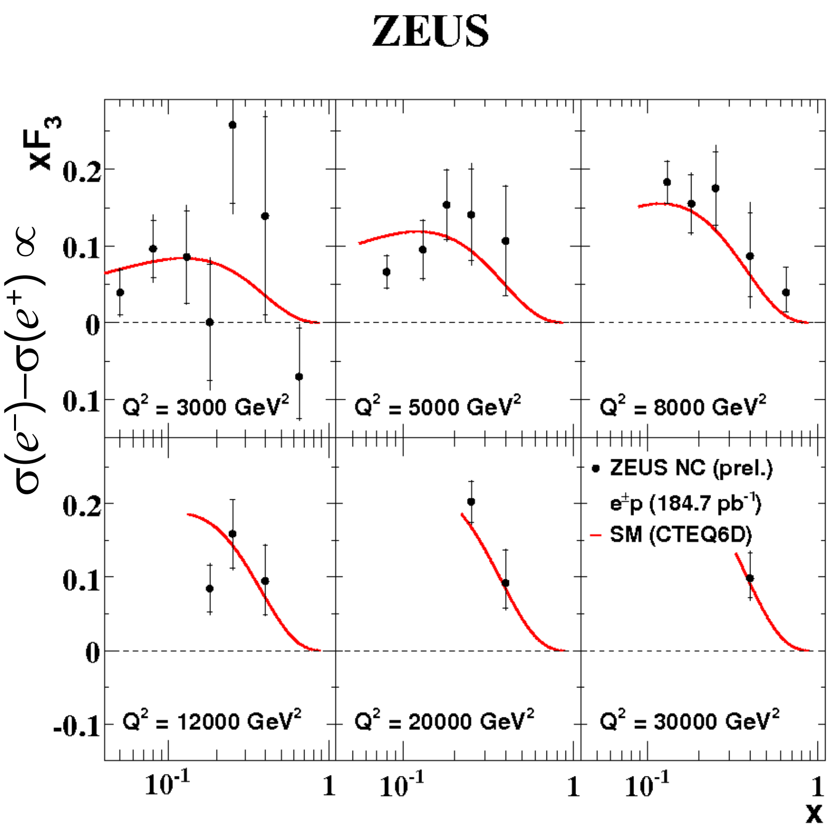
  From Z^0 and Z^0-γ interference

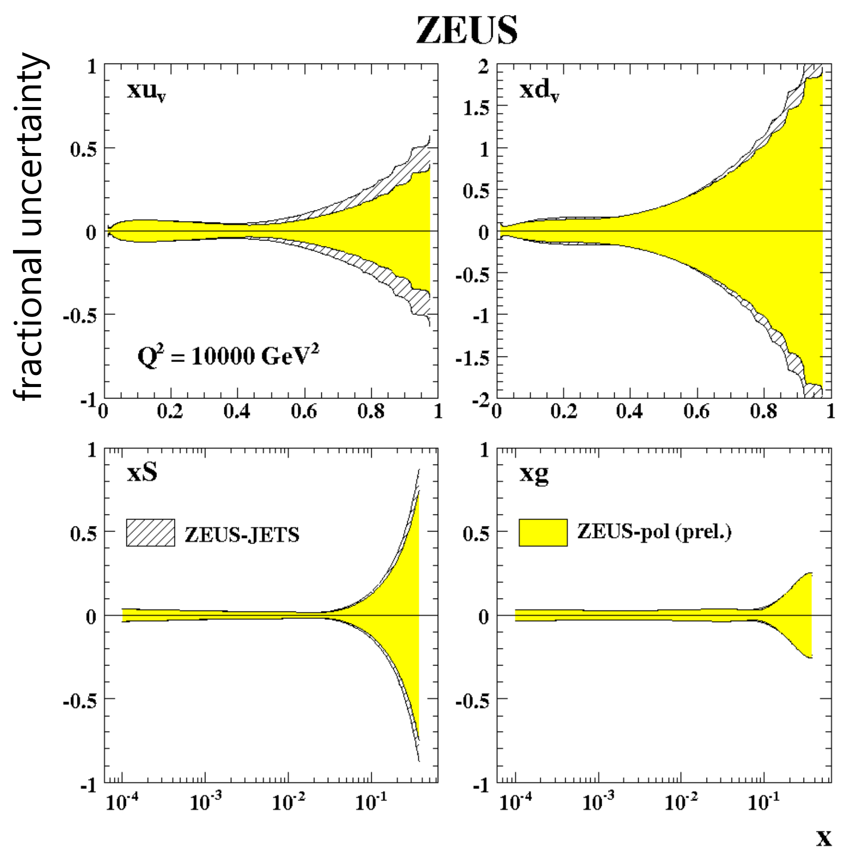




- Precision improved with large HERA-II e⁻ sample (130pb^{-1})
  - 16pb^{-1} for HERA-I

Valence quark from NC (cont'd)





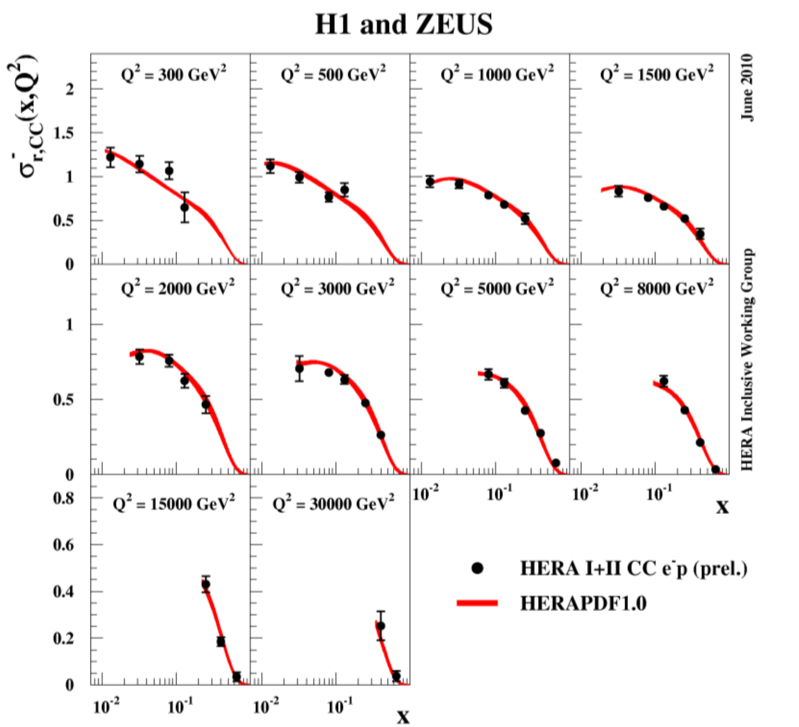
Now ~ 100pb^{-1} for e$^+$e$^-$ each, will be 200pb^{-1} each

Valence quark uncertainty reduced, in particular for u-quark

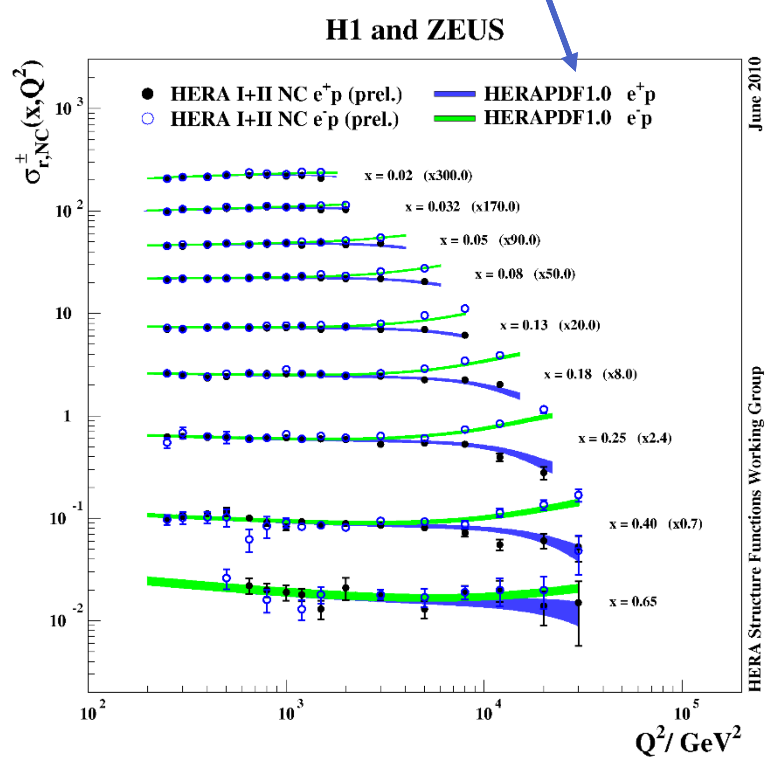
NC/CC data and high-x pdfs

- NC/CC high-Q^2 data analysis finalised
- Combination of H1 and ZEUS data

PDF from HERA (without fixed target) but without these data



Charged current e^-p



Neutral current $e^{\pm}p$

Give constraint also to valence quarks

フィットの入力

- $Q^2 = Q_0^2$ で，クォーク，グルーオンがどれだけあるかわかっていたとする
  $\Sigma(\xi, Q_0^2), v(\xi, Q_0^2), g(\xi, Q_0^2)$
- Parameterisation のよくある形

  $f(x, Q_0^2) = Ax^a(1-x)^b(1+\sum_{i=1}^{n} a_i T_i^{Ch}(y(x)))\ \ y = 1 - 2x^{0.5}$,

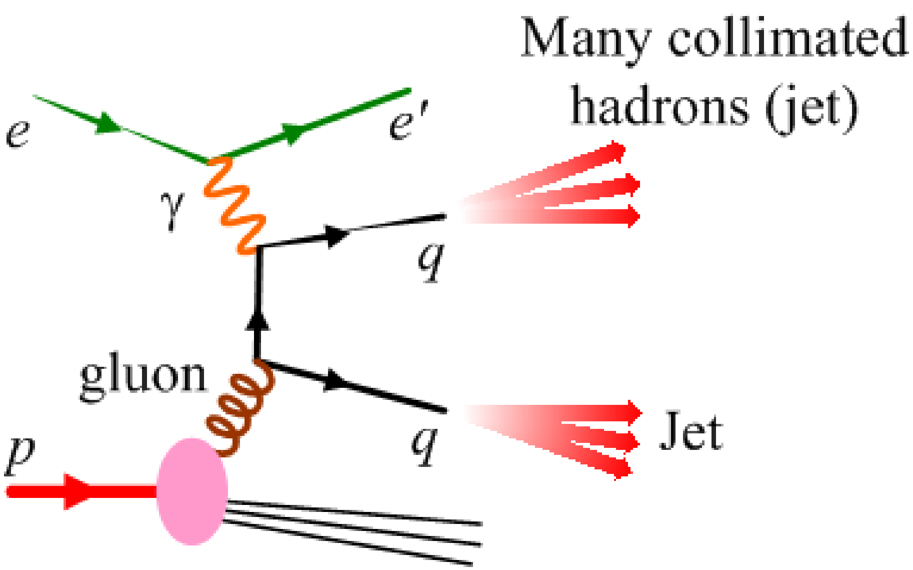
  $T: Chebyshev\ polynomial$ (MMHT)

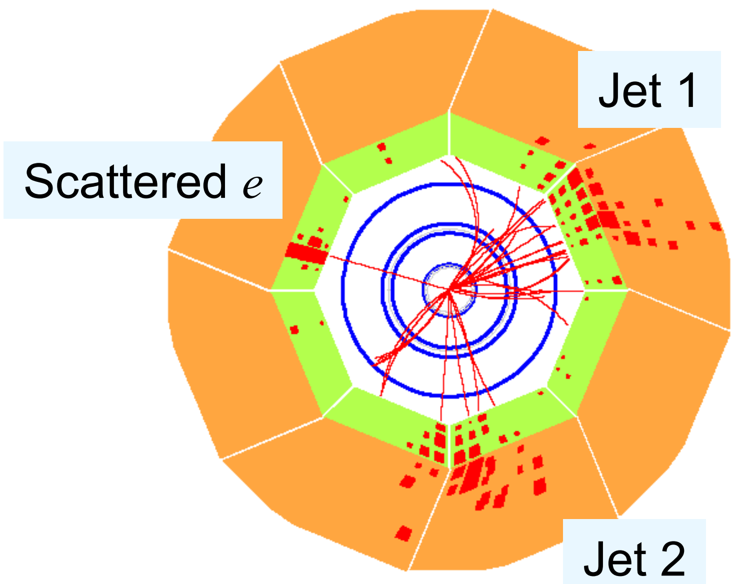
  $f(x, Q_0^2) = Ax^a(1-x)^b e^{c_1 x}(1+e^{c_2}x)^{c_3}$ CTxx

- これを DGLAP 方程式を用いて (x, Q^2) 平面で発展させると，全運動量平面での $F_2(x, Q^2)$ が求まる
  - $g(\xi, Q^2)$ が大きければ，F_2 はどんどん大きくなる
  - $q(\xi, Q^2)$ が大きければ，逆に小さくなる

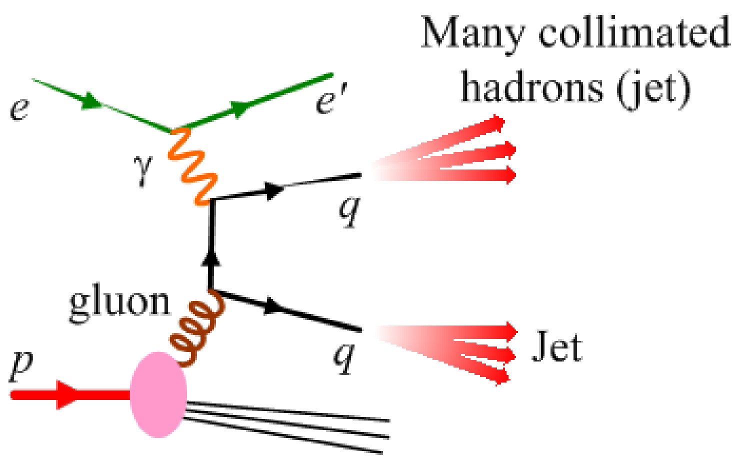
グルーオンを直接測れないか？

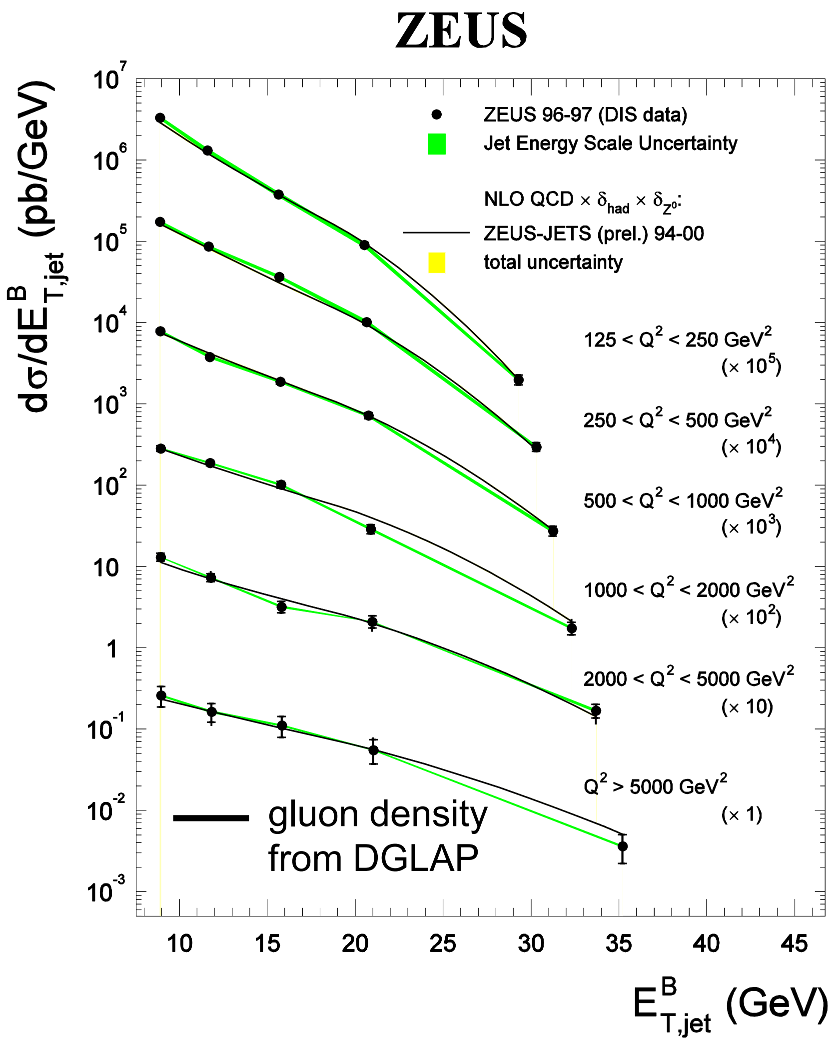
- 先ほどのF_2の傾きを用いる方法は，理論をかなり仮定していた。
- グルーオンを光子でなくクォークを介して「直接」たたく
- グルーオンの運動量：ジェットより逆算





ジェット生成の測定結果

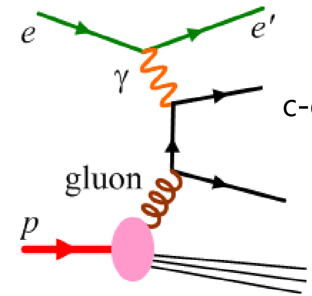




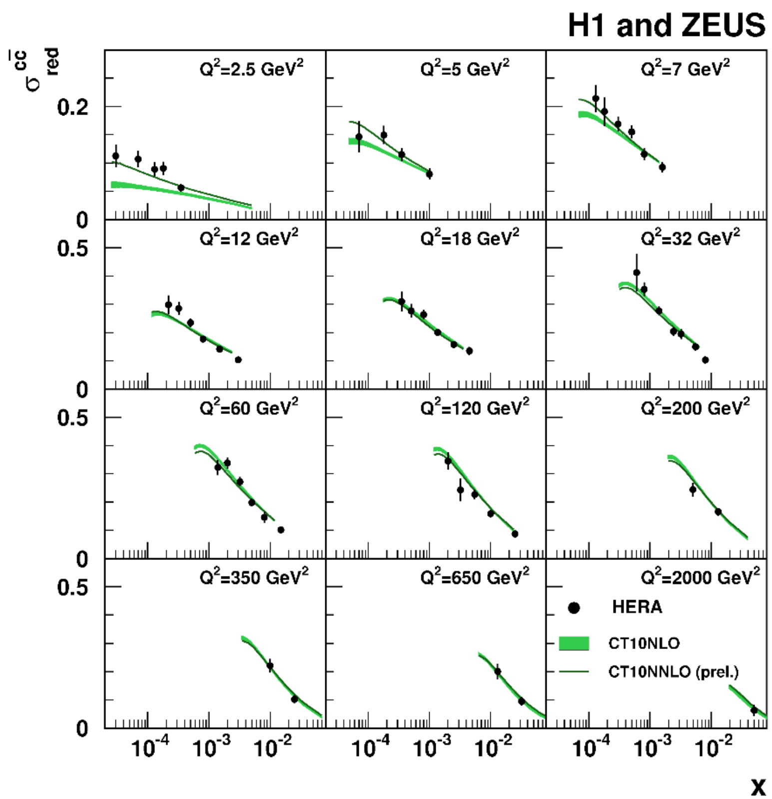
- ジェット生成の散乱断面積は,
  先ほどDGLAPで求めた
  グルーオン密度を用いたものと
  よく一致
- LHCの主な過程はジェット生成：
  これでまた安心（たぶん）
- LHCでもジェットでグルーオン密度を測れる

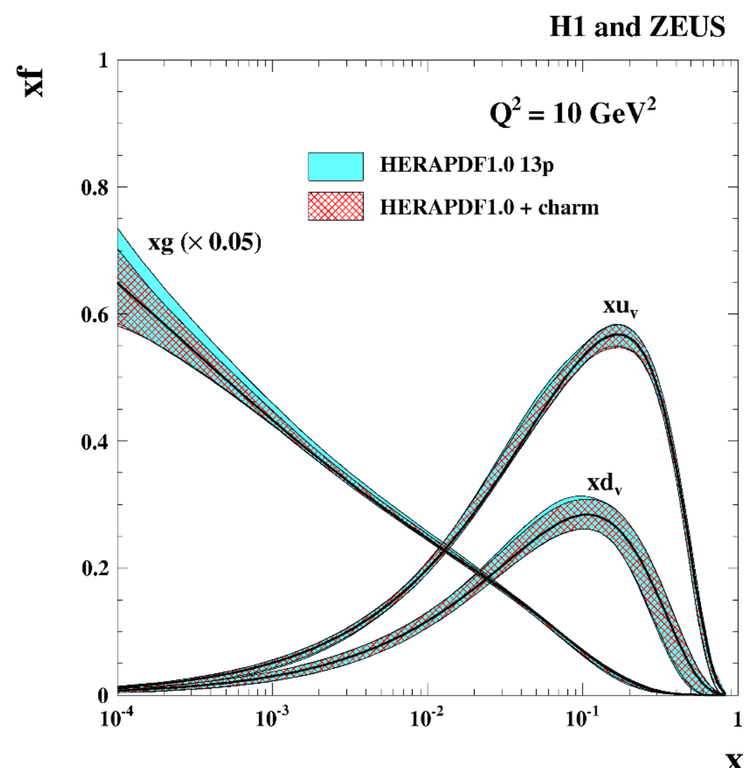
e を p に
γ が g に

Improvement in low-x region



- With charm data $F_2^{cc}(x, Q^2)$
  - Charm quarks are mostly produced from gluons



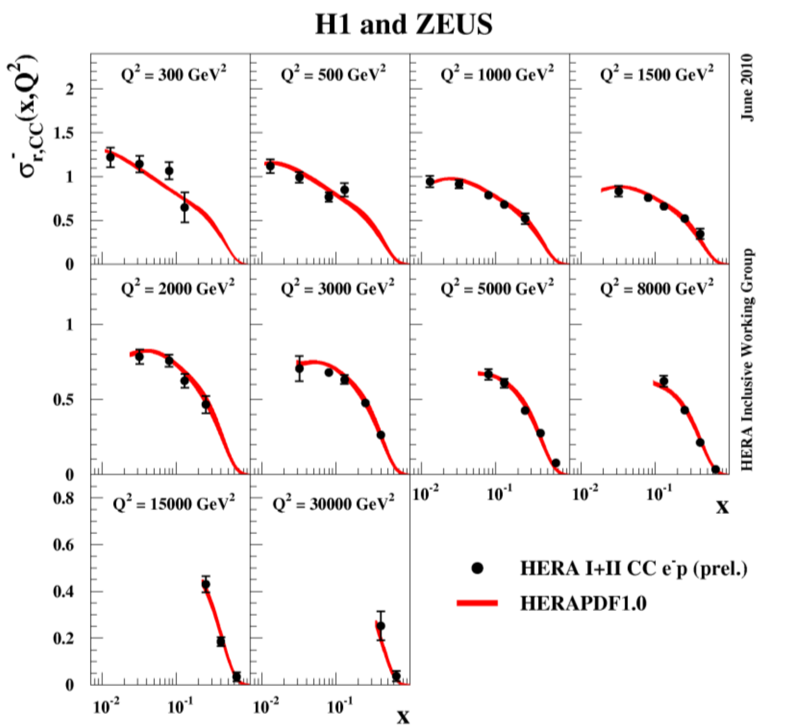


Gluons are better constrained at middle x $(10^{-3} < x < 10^{-1.5})$

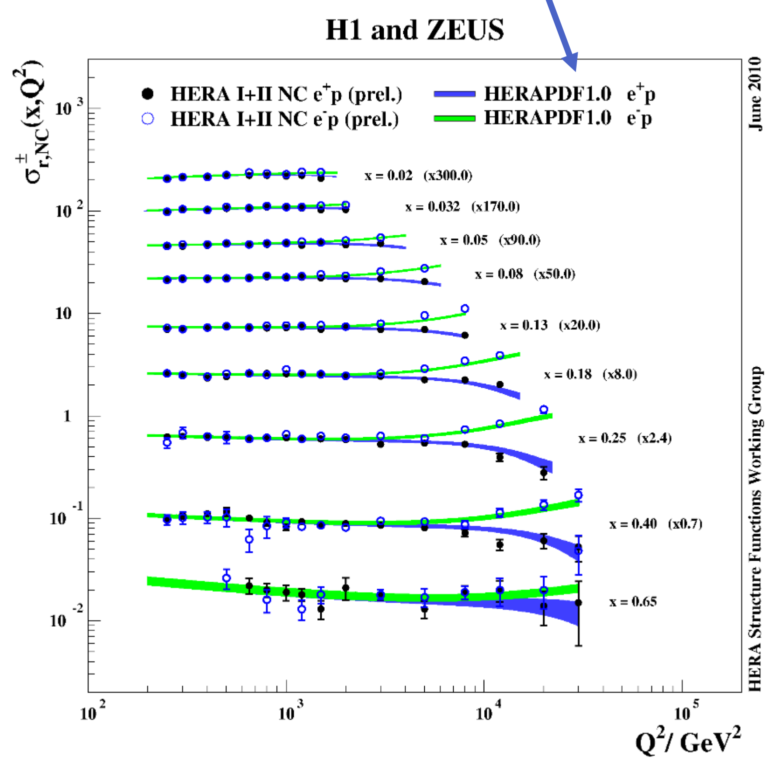
NC/CC data and high-x pdfs

- NC/CC high-Q^2 data analysis finalised
- Combination of H1 and ZEUS data

PDF from HERA
(without fixed target)
but without these data



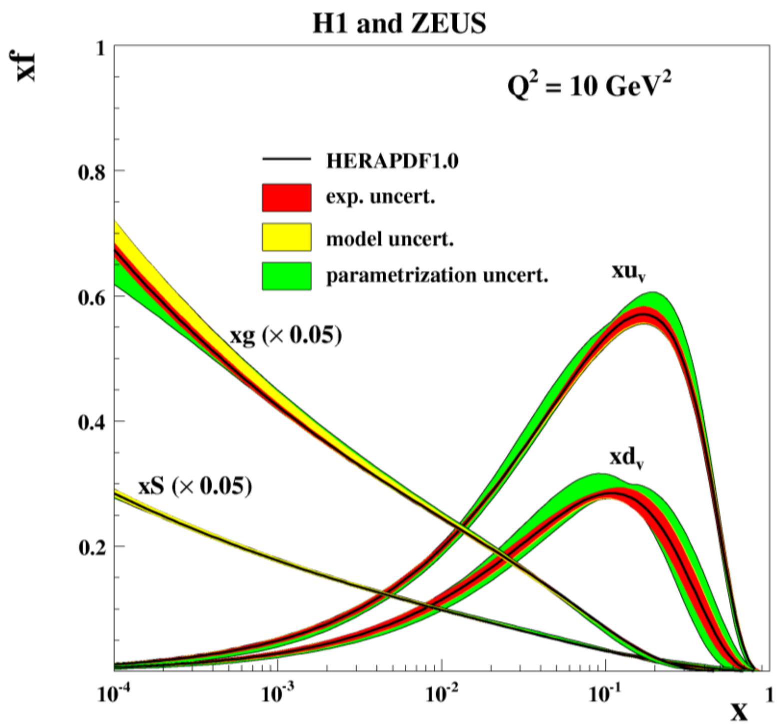
Charged current e^-p

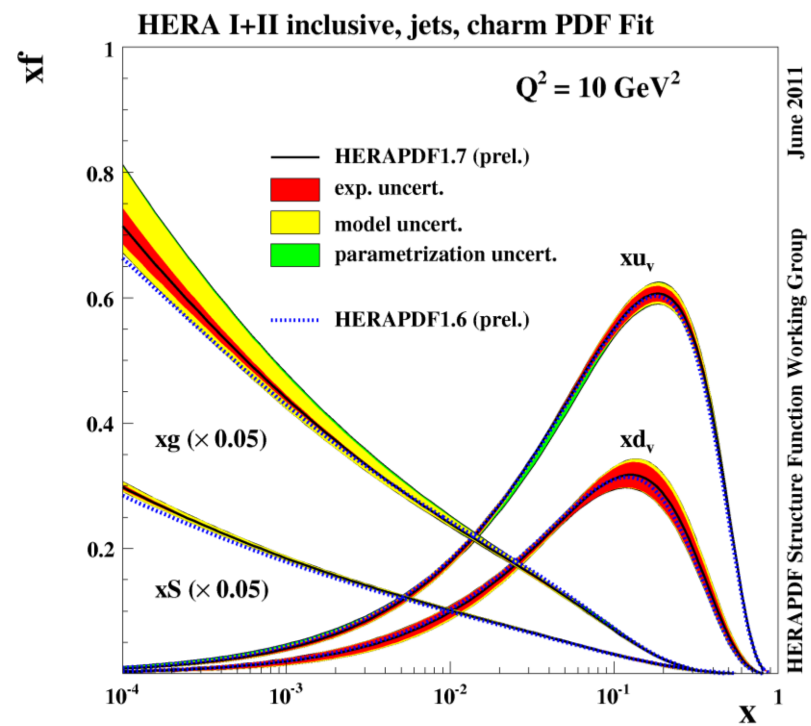


Neutral current $e^\pm p$

Give constraint also to valence quarks

Improvement in high-x regime

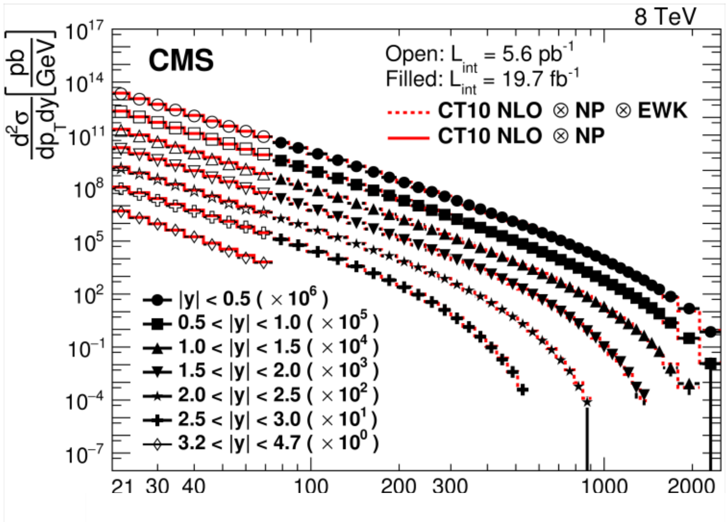


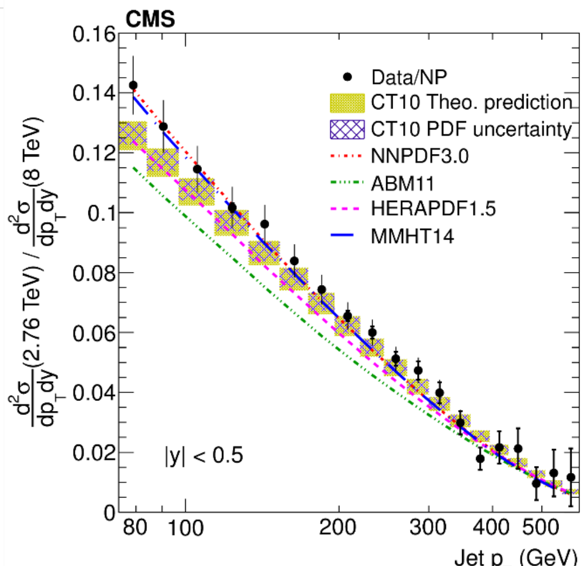


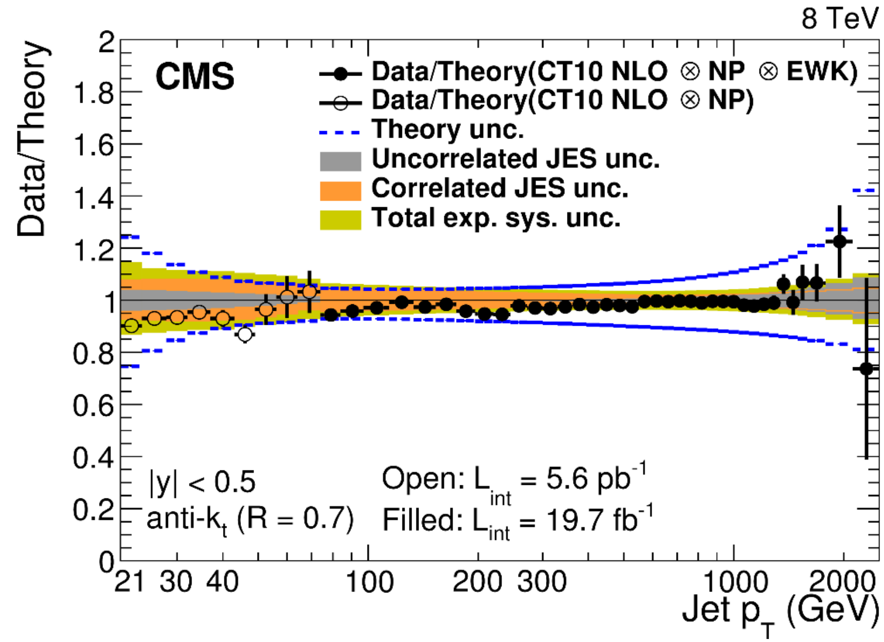
- Valence: better constrained, especially the shape
  - N.B. it does not use fixed target data
- Glue larger uncertainty
  - 10 vs 14 parameter fit

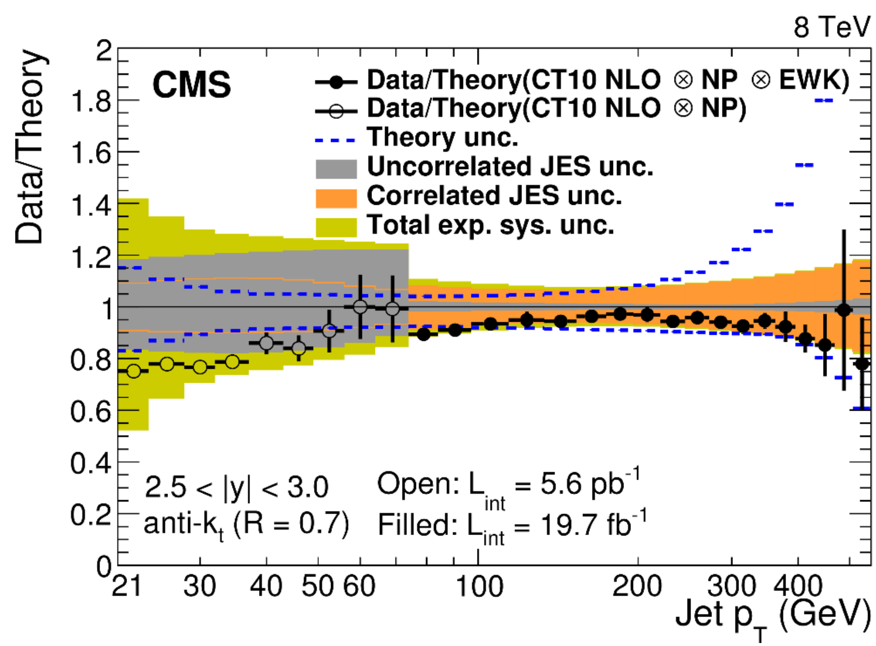
LHC での
パートン密度測定例

- CMS inclusive jet

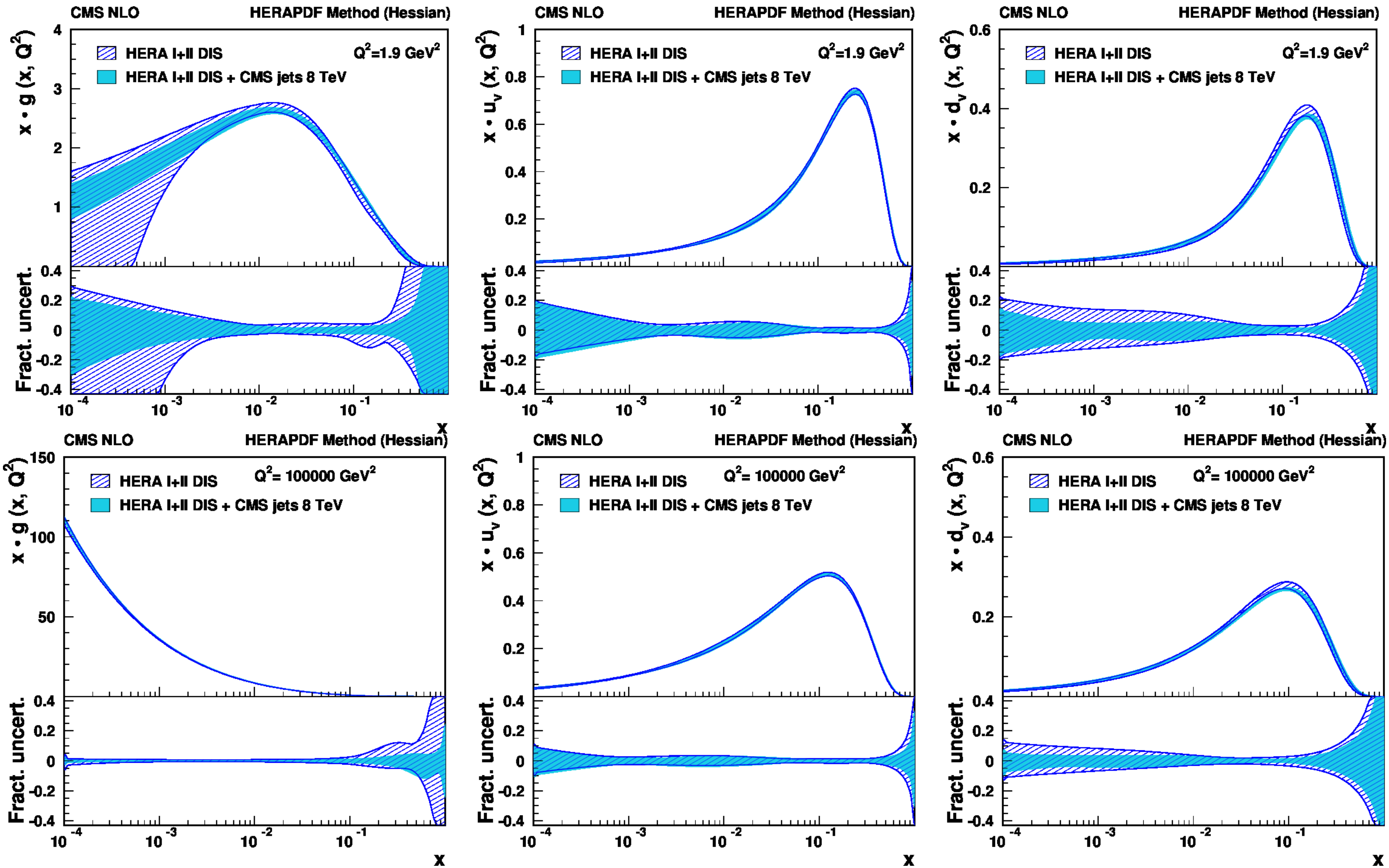






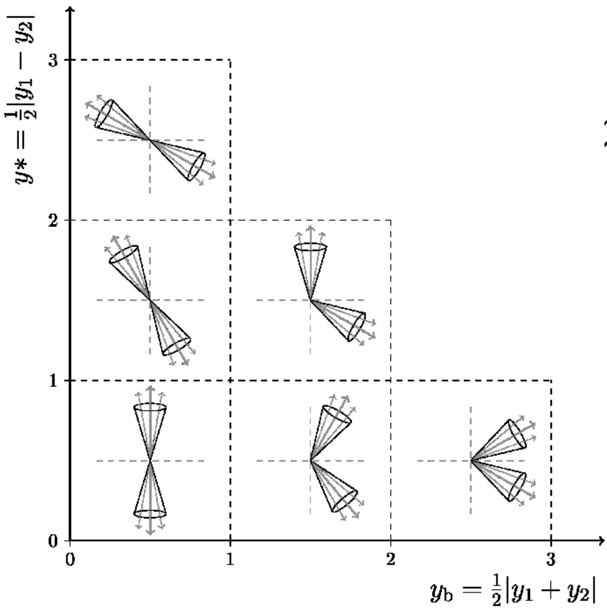


HERA+CMS fit の結果



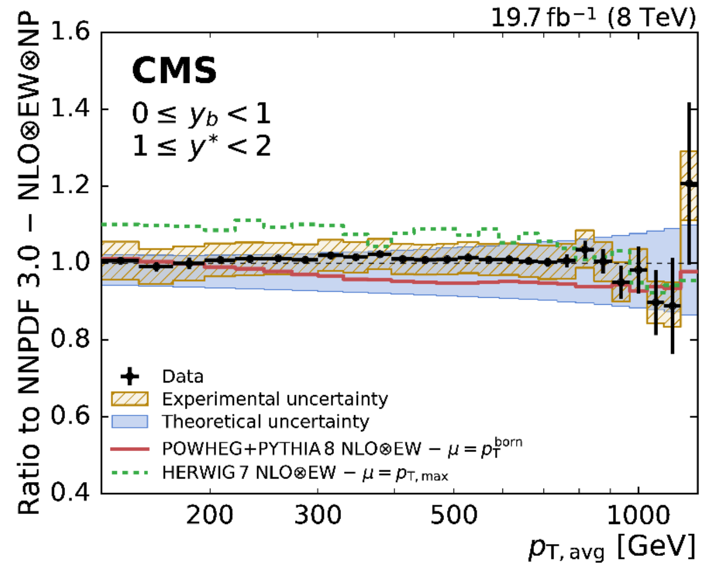
- Jet data により gluon constraint できる

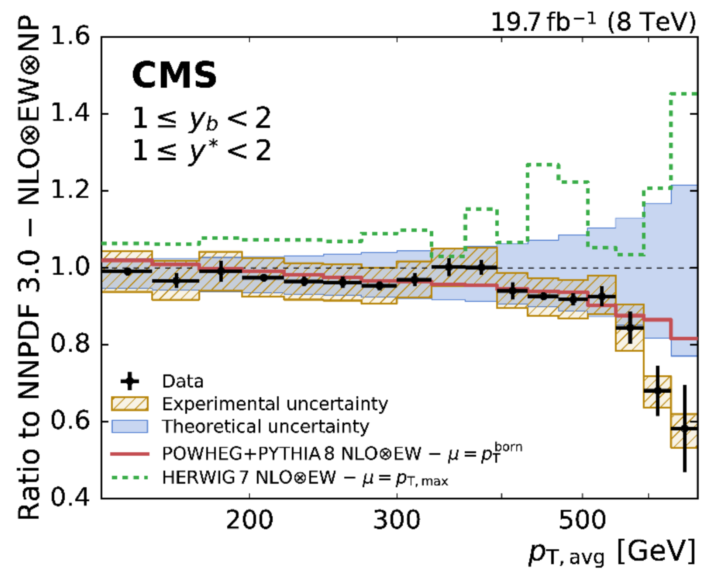
Triple differential cross section

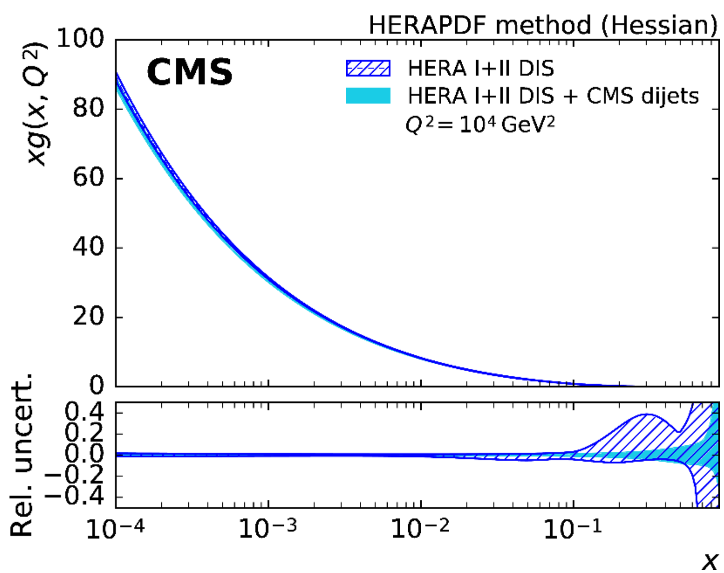


「夢」: $\frac{d^3\sigma}{dp_T dy_{avr} dy^*}$

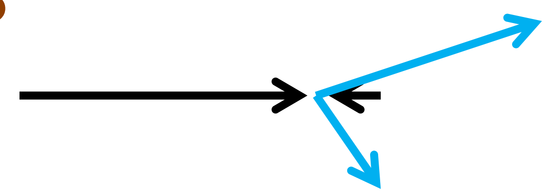
$x_2 - x_1$



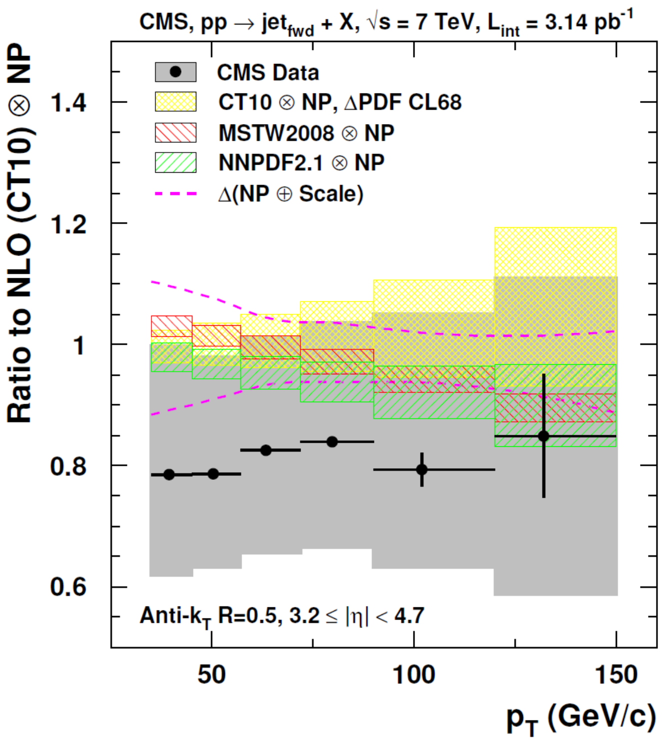




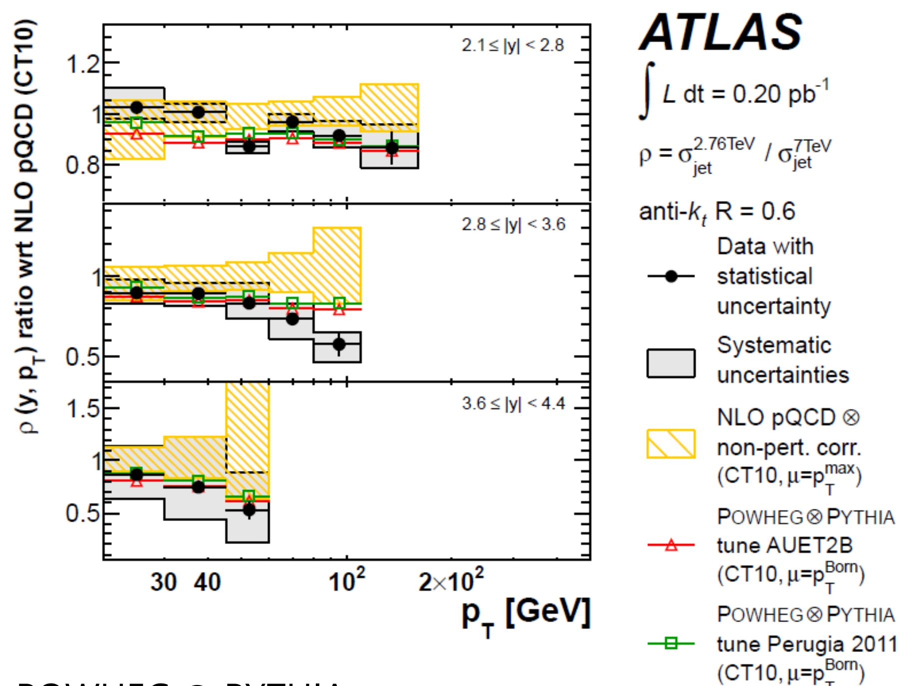
LHC forward jets



- Jet production is sensitive to parton densities
  - Forward jet: low-x gluons



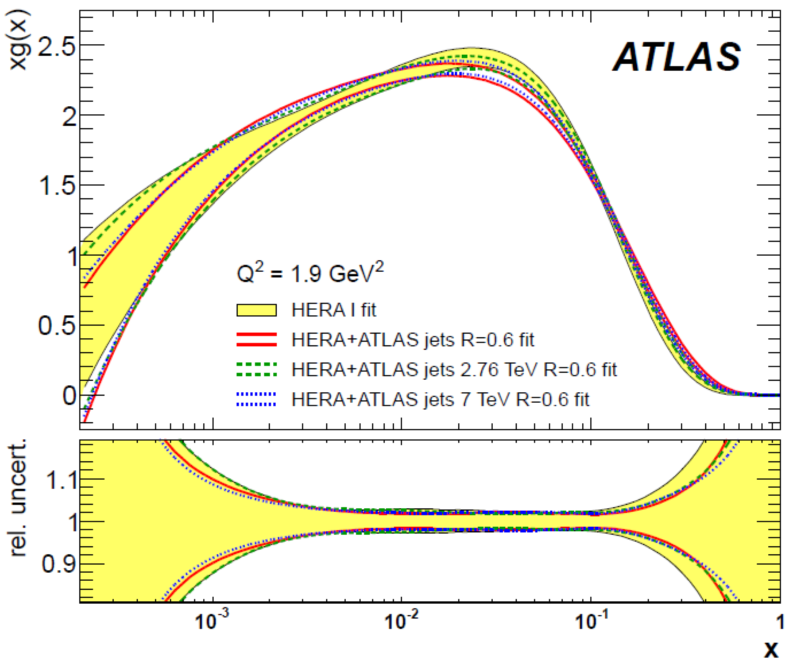
Jets in $3.2 \leq |\eta| < 4.7$, vs NLO



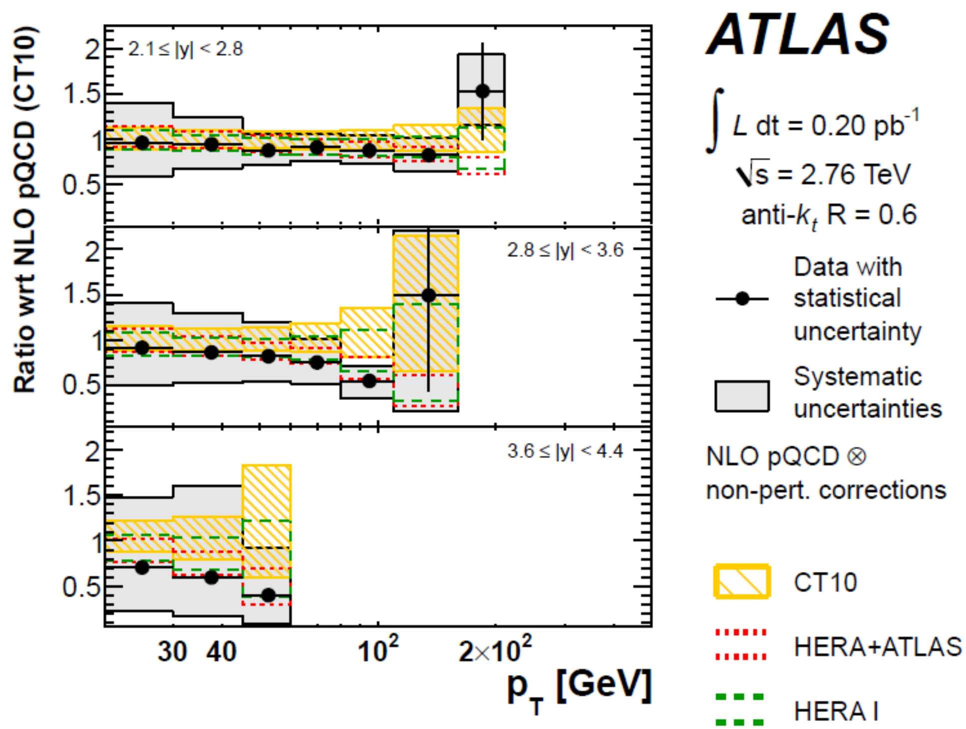
vs POWHEG ⊗ PYTHIA
(NLO interfaced to parton shower)

Forward cross sections are slightly lower than NLO

Combined HERA+LHC fit using 2.76 TeV data



reducing mid – high-x gluons
also reducing low-x gluons

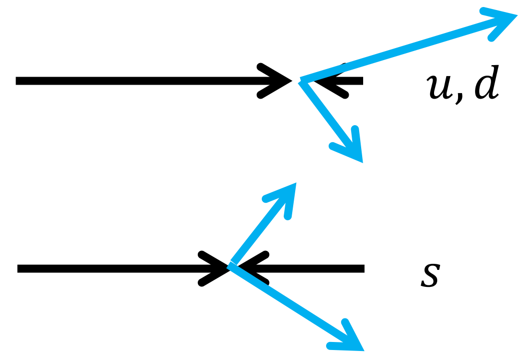


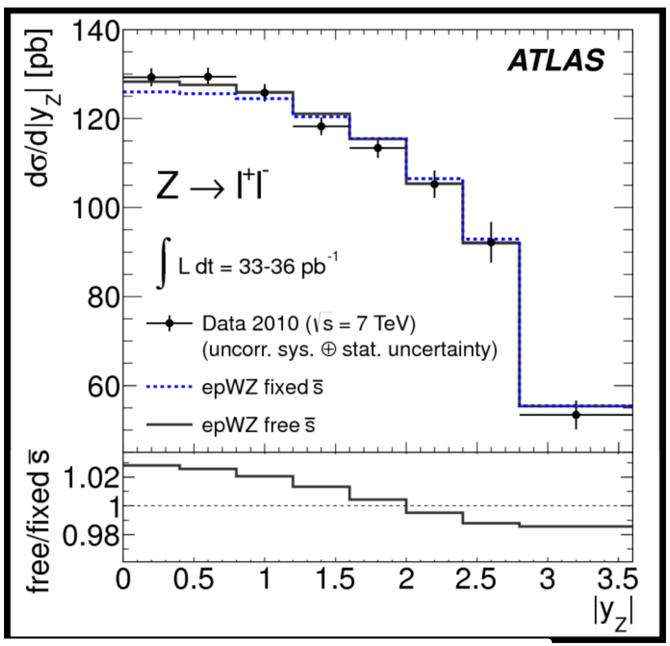
Improved description
on very forward jets

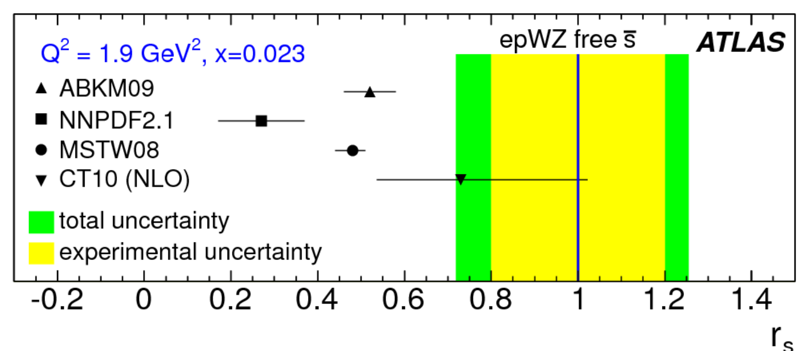
若干形が変わっている

Strange quark from W/Z at the LHC

- No valence contribution for strange quark (perhaps)
  - No largely asymmetric configuration
  - Z production through Drell-Yan (annihilation) occurs more in central rapidity if $s, \bar{s}(x)$ are larger





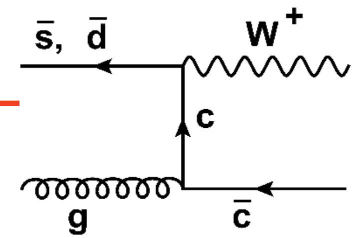


Data shows slight excess in central rapidity

$$r_s \equiv \frac{0.5(s+\bar{s})}{\bar{d}} = 1.00 \pm 0.28\ (total)$$

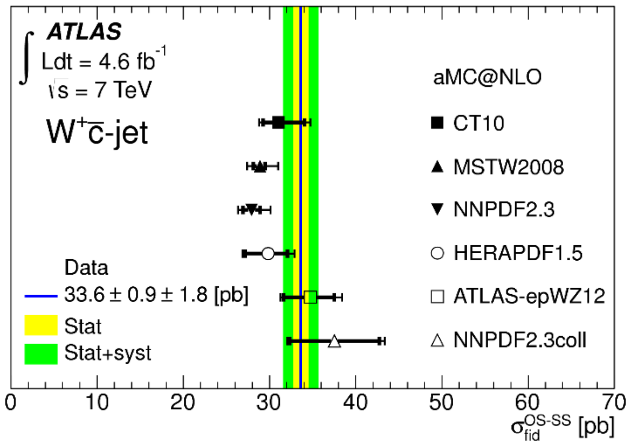
Strange is not suppressed

Strange from W+charm production



- Sensitive to strange quarks
- Slight enhancement on c over $\bar{c}$

$$s \rightarrow W^- + c$$
$$d \rightarrow W^- + c$$
(Cabbibo-suppressed)
$$\bar{s} \rightarrow W^+ + \bar{c}$$

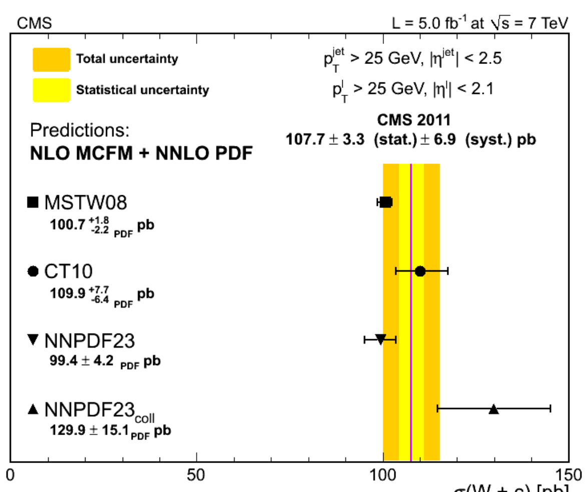


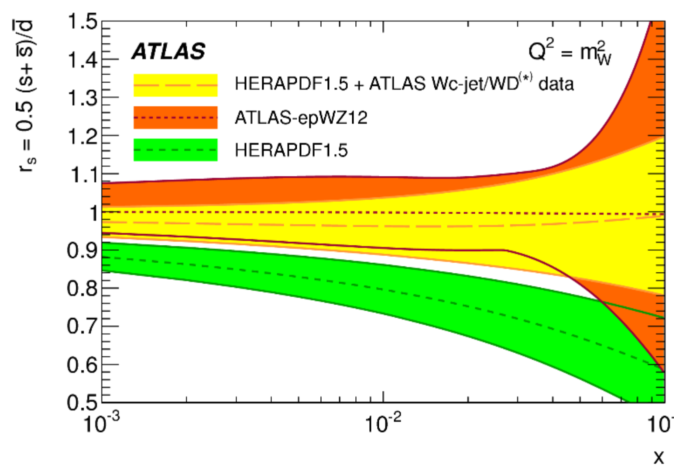
MSTW off (assuming $\bar{s}/\bar{d} \sim 0.5$)

CT10 ~ OK

NNPDF (collider only) overshoots

ATLAS WZ feedback: consistent!



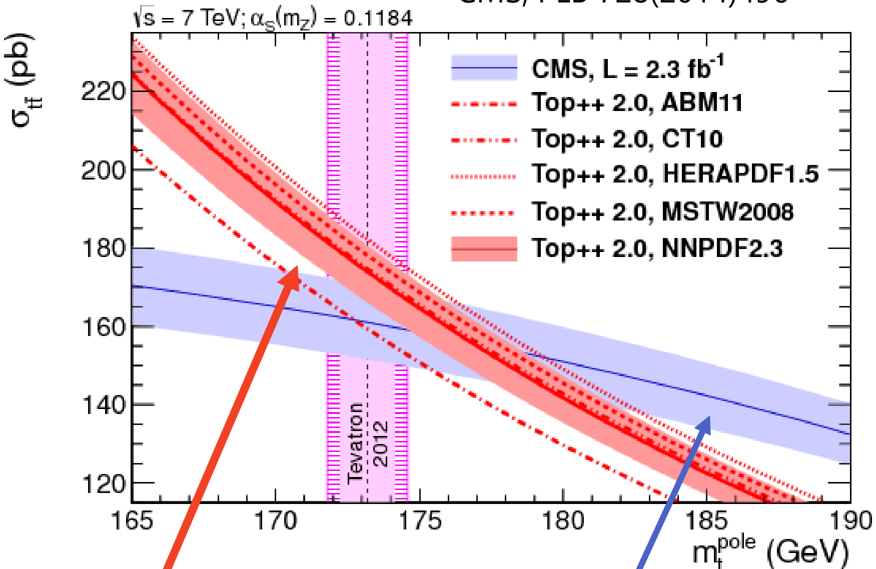


Another evidence: strange not suppressed

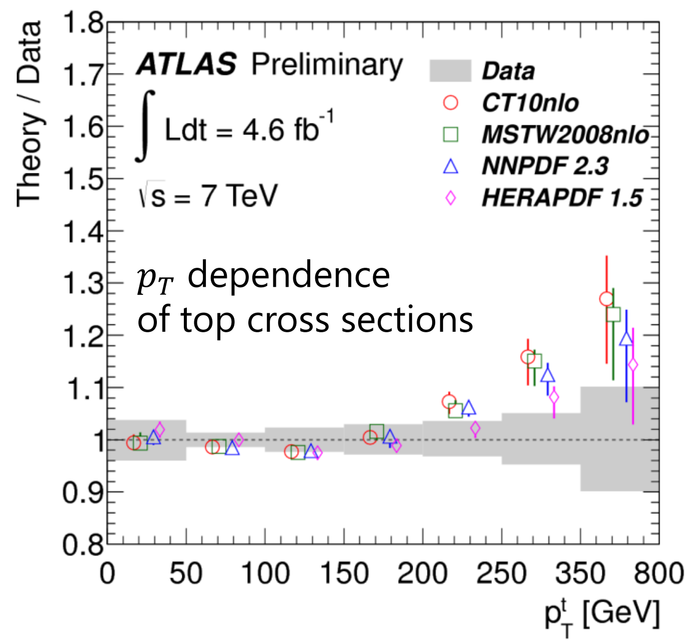
Top quark cross section and pdf

- Top mass is hard to define (pole, $\overline{MS}$ ...) and measure
- An idea is to fix mass (or α_s) by measuring top cross section

CMS, PLB 728(2014)496



ATLAS-CONF-2013-099



NNLO cross section prediction with different PDFs

Cross section depends on m_t because of kinematics change in generators used for experimental correction

Top quark prediction: some uncertainty from PDF