

HERMES実験における偏極深非弾性散乱を用いたクォーク・スピン測定

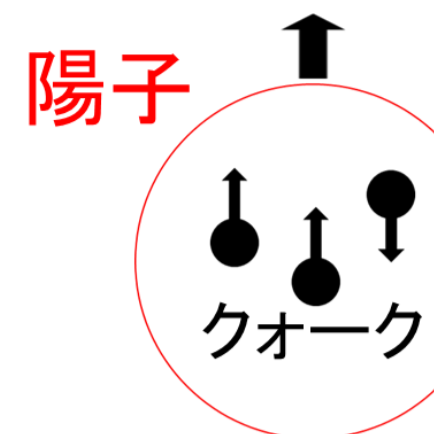
柴田研究室 14M01212 宮崎 拓人

核子のスピン構造

クォーク模型による予想

- 核子は基本的に3つのクォークから成る
- 核子もクォークもスピンの1/2

→ 陽子のスピン $\left\{ \begin{array}{l} 2つのクォーク・スピンが核子と平行 \\ 1つのクォーク・スピンが核子と反平行 \end{array} \right.$



しかし、EMC実験の結果

陽子のスピンに対するクォーク・スピンの寄与はたいへん小さい

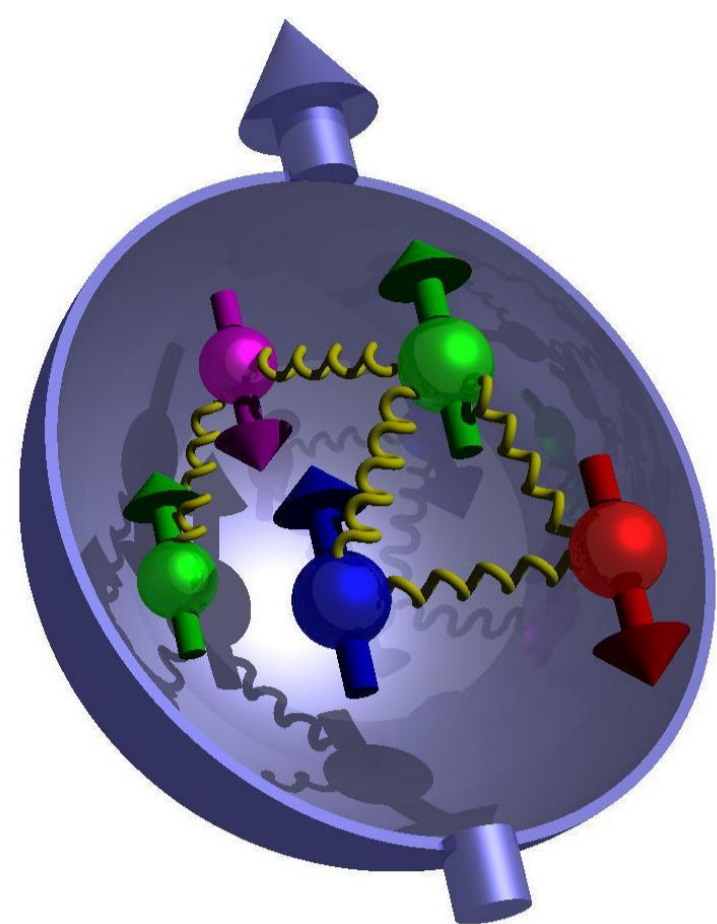
つまり、陽子のスピン1/2は

$$S_z = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^G$$

クォーク・スピン $\Delta\Sigma \equiv \Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} + \Delta s + \Delta\bar{s}$

グルーオン・スピン ΔG

クォークとグルーオンの軌道角運動量 $L_z^q + L_z^G$



偏極深非弾性散乱 (DIS) 過程

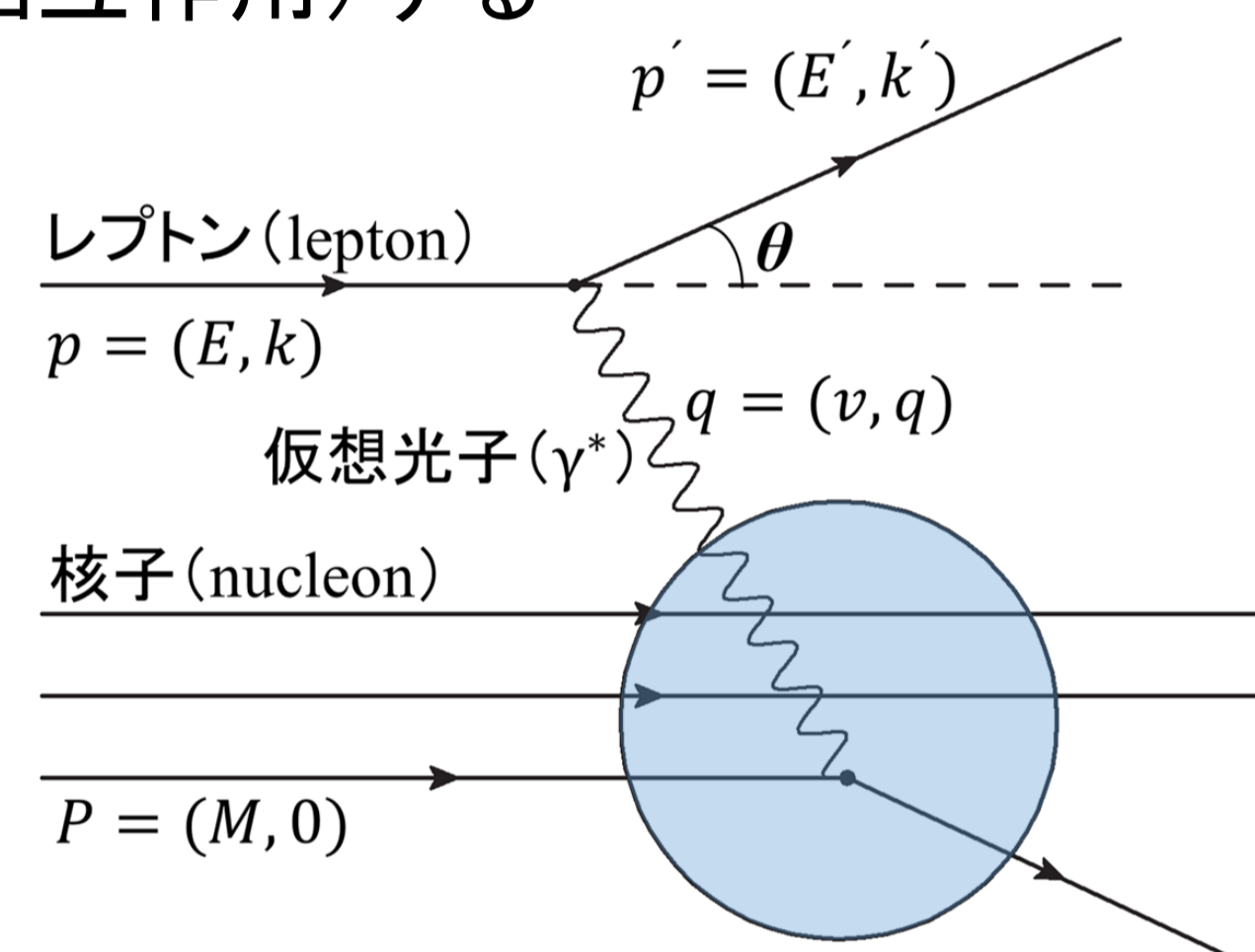
- レプトンと核子の散乱
- レプトンと核子が仮想光子を交換 (電磁相互作用) する
- 核子の内部構造を探る有効な手段

$$l(k) + N(P) \rightarrow l'(k') + X(P_X)$$

$l(k)$: レプトン $N(P)$: 固定標的

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2Mv} \quad (Q^2 \equiv -q^2)$$

Bjorken スケーリング 変数



微分散乱断面積

$$\text{非偏極} \quad \frac{d^2\sigma_{UU}(x, Q^2)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[F_1(x, Q^2) \cdot y^2 - \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2}{4} \gamma^2 \right) \right]$$

$$\text{縦偏極} \quad \frac{d^2\sigma_{LL}(x, Q^2)}{dx dQ^2} = \frac{8\pi\alpha^2 y}{Q^4} \left[\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2}{4} \gamma^2 \right) g_1(x, Q^2) - \frac{y}{2} \gamma^2 g_2(x, Q^2) \right]$$

$$\sigma_{UU} = \frac{1}{2} (\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow})$$

$$\sigma_{LL} = \frac{1}{2} (\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow})$$

ビームスピンと標的核子のスピンの反平行($\uparrow\downarrow$)と平行($\uparrow\uparrow$)の場合を表す

$F_1, F_2 \dots$ 非偏極構造関数 $g_1, g_2 \dots$ 縦偏極構造関数

構造関数の Q^2 依存性は対数的であるため弱い

$$F_1(x, Q^2), g_1(x, Q^2) \Rightarrow F_1(x), g_1(x)$$

Callan-Gross の関係式 $2xF_2(x) = F_1(x)$

スピン非対称度 $A_{||} = \frac{\sigma_{LL}}{\sigma_{UU}} = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \Rightarrow \frac{g_1(x)}{F_1(x)}$ が得られる

クォーク・パートン模型

クォーク模型 + パートン模型 = クォーク・パートン模型

- ハドロンの中にはパートンと呼ぶ点状の粒子がある
- 高エネルギーでは、レプトンとパートンとの独立な反応の足し合わせ

構造関数とパートン分布関数

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x) \quad g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x)$$

$$q(x) = q^\uparrow(x) + q^\downarrow(x) \quad \Delta q(x) = q^\uparrow(x) - q^\downarrow(x)$$

$q^\uparrow(x), q^\downarrow(x) \dots$ 陽子スピンに平行(\uparrow)と反平行(\downarrow)なクォークと反クォークの和

1次モーメント $\int_0^1 dx g_1^{p,n}(x) = \frac{1}{36} (a_8 \pm 3a_3 + 4a_0)$ 陽子(p)の場合 + 中性子(n)の場合 -

$$a_0 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) + (\Delta s + \Delta\bar{s}) \equiv \Delta\Sigma$$

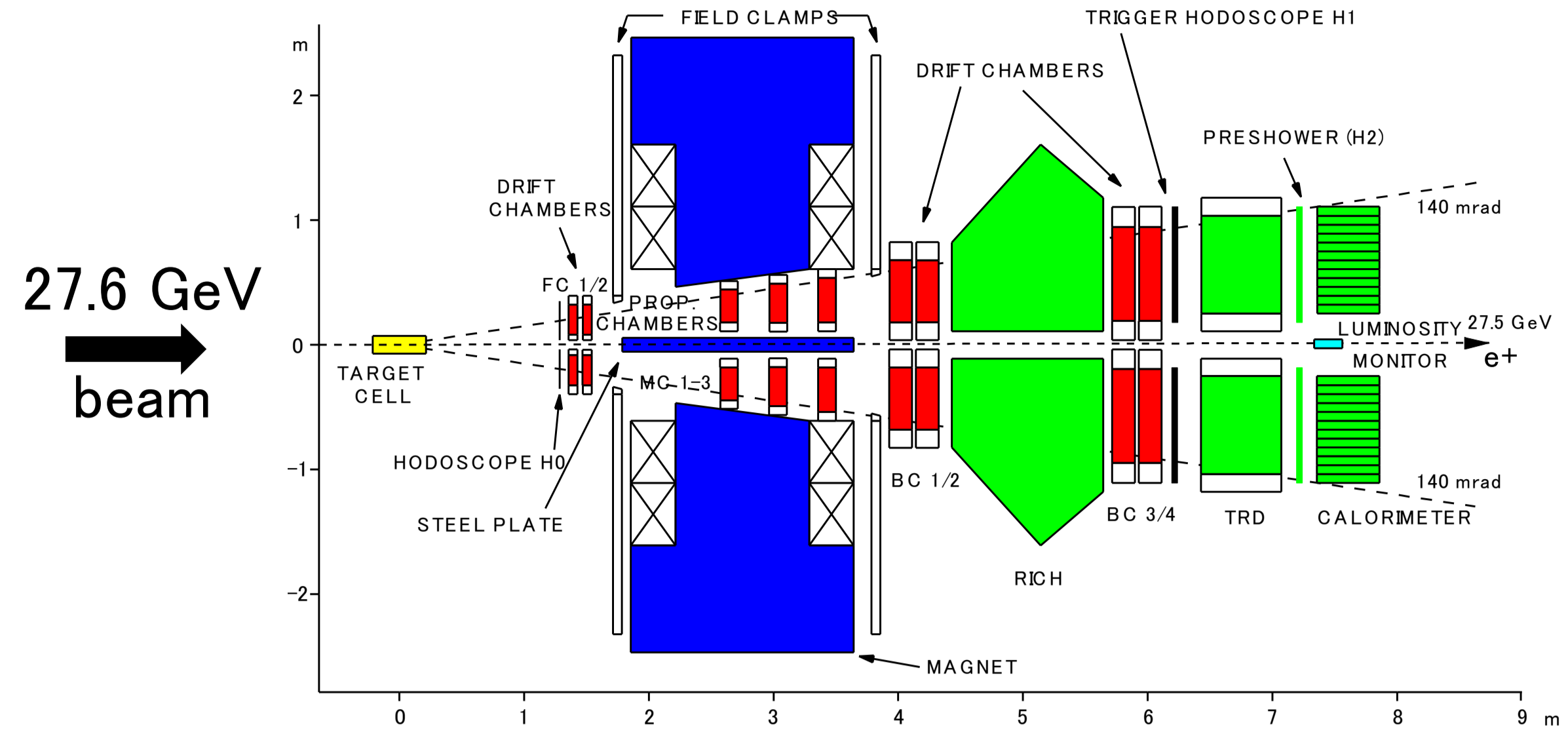
$$a_3 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) - (\Delta d + \Delta\bar{d})$$

$$a_8 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta\bar{s})$$

重陽子の構造関数の1次モーメントについても a_0, a_3, a_8 の組み合わせで表せる

クォーク・スピンの寄与

HERMESスペクトロメータ



縦偏極した27.6 GeVの陽電子(電子)ビームを縦偏極した気体標的(水素、重水素)で散乱

- ドリフトチェンバーにより粒子の飛跡を測定
- マグネットにより曲率から粒子の運動量を測定
- 4種類の検出器 (TRD, preshower, カロリメータ, RICH) により粒子を識別

深非弾性散乱 (DIS) 過程の散乱断面積を測定し、構造関数 g_1 を導く

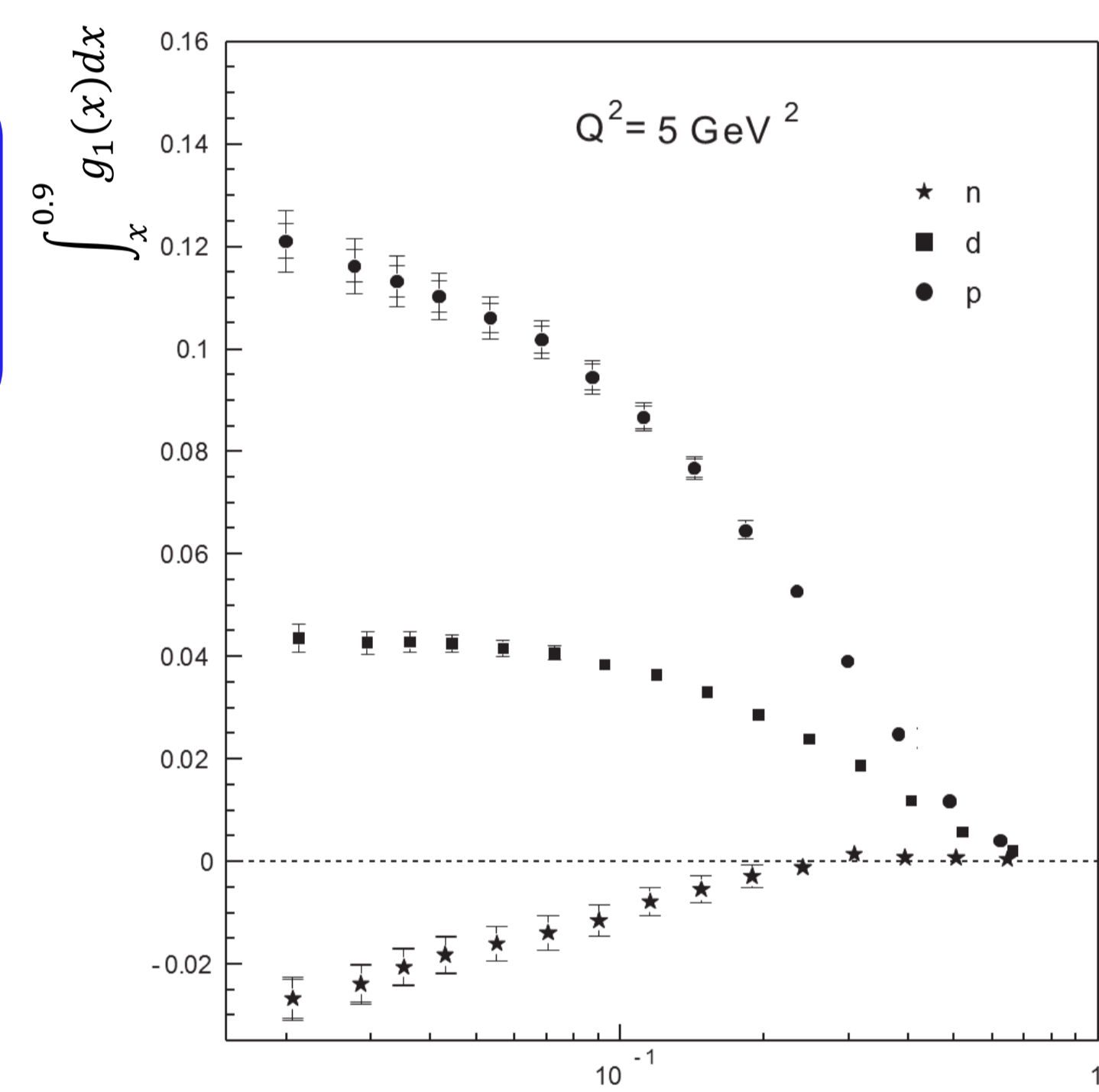
核子のスピン構造を研究

HERMES実験

$0.0041 \leq x \leq 0.9$ および $0.18 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$ で測定

1次モーメントの導出

- 重陽子の統計精度が高い
- $x \leq 0.05$ 以下で変化が小さい
- $0.9 < x \leq 1$ の領域の積分も考慮



重陽子の構造関数の1次モーメント

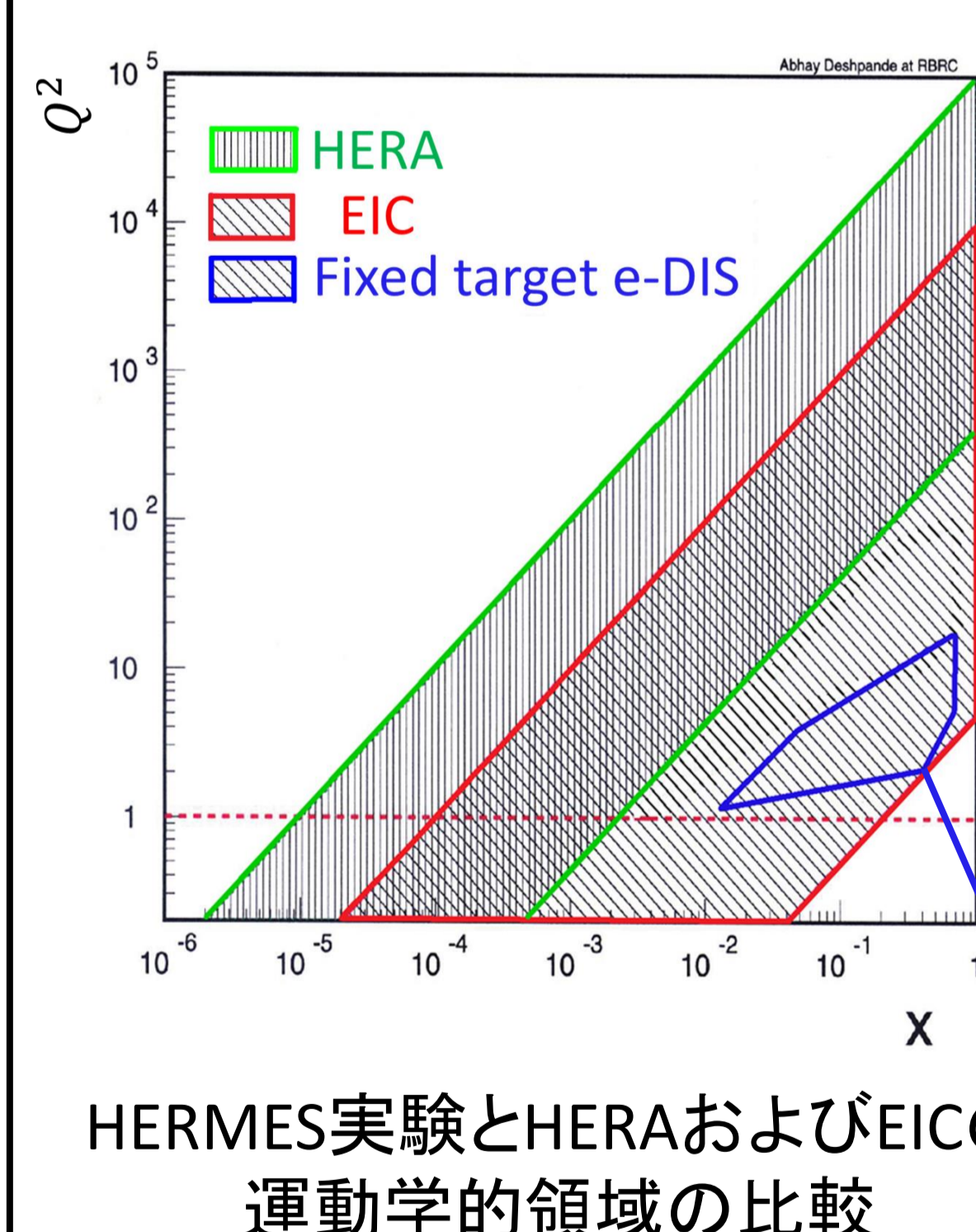
+ フレーバーSU(3)対称性

$$\Delta\Sigma = 0.330 \pm 0.039$$

陽子のスピンに対するクォーク・スピンの寄与 33%

重陽子の構造関数 $g_1(x)$ の x から 0.9 までの積分値

将来計画



EIC (Electron-Ion Collider)

- 初めての衝突型の偏極深非弾性散乱実験
- ブルックヘブン国立研究所 (BNL) とジェファーソン研究所 (JLab) で検討中
- 電子と核子の偏極深非弾性散乱 (DIS) 実験および電子-重イオン散乱実験

→ 更に小さな x の領域の研究が可能

HERMES実験において測定可能な運動学的領域

まとめ

- 核子のスピンは1/2であり、EMC実験において陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与はたいへん小さいことが示された。
- 深非弾性散乱 (DIS) は、仮想光子を交換する電磁相互作用により散乱する過程である。
- 偏極深非弾性散乱を利用し、核子のスピンに対するクォーク・スピンの寄与を求める。
- HERMESは偏極深非弾性散乱実験である。
- HERMES実験では、 $0.0041 \leq x \leq 0.9$ および $0.18 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$ の領域で測定され、陽子のスピンに対するクォーク・スピンの寄与は33%であることが示された。
- 将来計画としてEIC (Electron-Ion Collider) が検討されている。