

# СПРАЛЬНА СТРУКТУРА ТА ЛОГАРИФМІЧНА ЕВОЛЮЦІЯ ФОРМ-ФАКТОРІВ ДЕЙТРОНА: СВІДЧЕННЯ ПЕРЕХІДНОГО РЕЖИМУ В КХД

**І. Ю. Мирошникова<sup>1</sup>, Я. Д. Кривенко-Еметов<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Національний технічний університет України «КПІ ім. Ігоря Сікорського», Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Пружне електрон-дейтронне розсіяння є одним із найбільш інформативних процесів для дослідження переходу від адронного опису дейтрона до кварк-глюонної картини. При великих  $Q^2$  очікується перехід від нуклонного опису дейтрона до пертурбативної КХД із домінуванням кваркових ступенів вільності та логарифмічної еволюції амплітуд [1-3].

У даній роботі досліджено структурні функції дейтрона  $A(Q^2)$  і  $B(Q^2)$ , диференціальні перерізи та тензорні поляризаційні спостережувані з урахуванням ієрархії гелікальних амплітуд, аномальних розмірностей шестикваркових операторів та ефектів двофотонного обміну. Основна мета роботи полягає у встановленні, чи досягають сучасні експериментальні дані асимптотичної області КХД, чи вони відповідають перехідному режиму між нуклон-мезонним та кварк-глюонним описами.

У пружному ед-розсіянні струм дейтрона описується трьома незалежними гелікальними амплітудами  $G_{00}$ ,  $G_{+0}$  та  $G_{+-}$ . У пертурбативній КХД переходи зі зміною гелікальності пригнічуються додатковими степенями  $1/Q$ , тому

$$G_{00} \gg G_{+0} \gg G_{+-}.$$

Провідна амплітуда параметризується як:

$$G_{\lambda\lambda}(Q^2) = N_{\lambda\lambda} G_D^2(Q^2) Q^{-n_{\lambda\lambda}} L^{-\Gamma_{\lambda\lambda}}, \quad L = \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}.$$

Тут  $G_D(Q^2)$  - дипольний нуклонний форм-фактор, а  $\Gamma_{\lambda\lambda}$  - ефективні логарифмічні показники,  $n_{\lambda\lambda}$  - фактор пригнічення спіральності. Після факторизації нуклонної структури природно виникає мала залишкова степінь логарифма, оскільки редукований форм-фактор поводить як  $\alpha_s(Q^2)L^{4\gamma}$ . Для гелікальних каналів розглянуто ієрархію

$$\Gamma_{00} \approx 1 - \varepsilon, \quad \Gamma_{+0} \approx 1.18 - \varepsilon, \quad \Gamma_{+-} \approx 1.36 - \varepsilon.$$

Структурні функції визначаються через електромагнітні форм-фактори дейтрона:

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{2}{3}\eta G_M^2(Q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q^2), \quad B(Q^2) = \frac{4}{3}\eta(1 + \eta)G_M^2(Q^2),$$

де  $\eta = Q^2/(4M_d^2)$ . Звідси випливає, що  $A(Q^2)$  переважно контролюється домінуючою амплітудою  $G_{00}$ , тоді як  $B(Q^2)$  є значно чутливішою до підпорядкованих гелікальних каналів і тому краще виявляє відхилення від простої асимптотичної КХД.

Окремо враховано двофотонний обмін (two-photon exchange, TPE). Його внесок не зводиться до простої нормувальної поправки, а ефективно деформує гелікальну структуру амплітуд [4, 5]. У феноменологічному описі це враховано на рівні структурних функцій [6]:

$$A(Q^2) = A_{1\gamma}(Q^2) \left[ 1 + \delta_A^{(2\gamma)}(Q^2) \right], \quad B(Q^2) = B_{1\gamma}(Q^2) \left[ 1 + \delta_B^{(2\gamma)}(Q^2) \right].$$

Для опису даних розглянуто три класи параметризацій. Розглянуто три класи параметризацій: передасимптотичну, ефективно-твістову та модифіковану логарифмічну:

$$f_1: G_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^4} (1 + cQ^2) L^{-\Gamma_{00}}, G_{+0} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^5} (1 + cQ^2) L^{-\Gamma_{10}}, G_{+-} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^6} (1 + cQ^2) L^{-\Gamma_{11}}. \quad (1)$$

$$f_2: G_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{00}^2} L^{-\Gamma_{00}}, G_{+0} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{10}^2} \frac{L^{-\Gamma_{10}}}{Q}, G_{+-} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{11}^2} \frac{L^{-\Gamma_{11}}}{Q^2}. \quad (2)$$

$$f_3: G_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} L^{-(\Gamma_{00} + k)}, G_{+0} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} \frac{L^{-(\Gamma_{10} + k)}}{Q}, G_{+-} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} \frac{L^{-(\Gamma_{11} + k)}}{Q^2}. \quad (3)$$

Параметри визначались шляхом мінімізації сумарної функції  $\chi^2$ , що одночасно враховує дані для  $A(Q^2)$ ,  $B(Q^2)$ , диференціальних перерізів та тензорних поляризаційних спостережувані. Використано комбіновану процедуру глобальної мінімізації differential evolution та локальної оптимізації Powell.

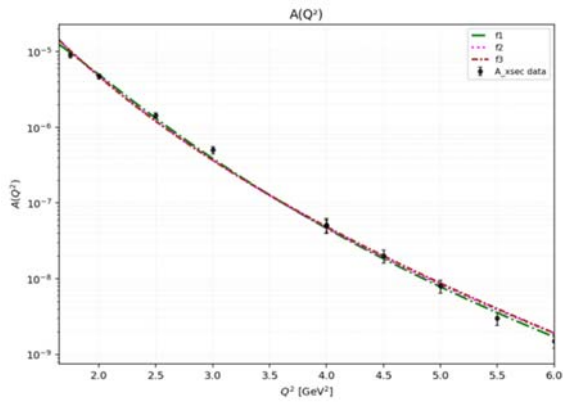


Рис. 1. Структурна функція  $A(Q^2)$ .

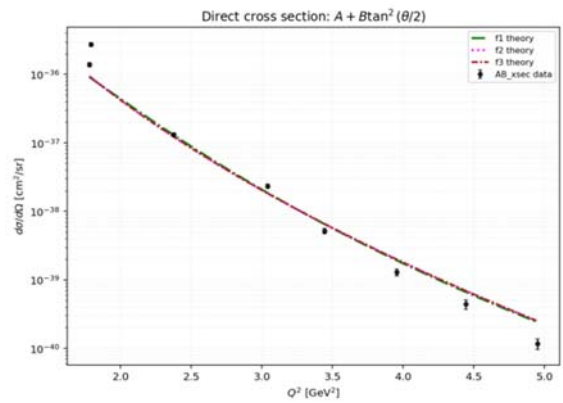


Рис. 2. Редукований переріз  $A + B \tan^2(\theta/2)$

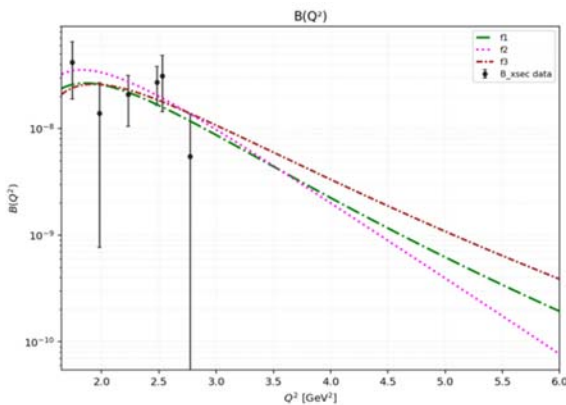


Рис. 3. Структурна функція  $B(Q^2)$

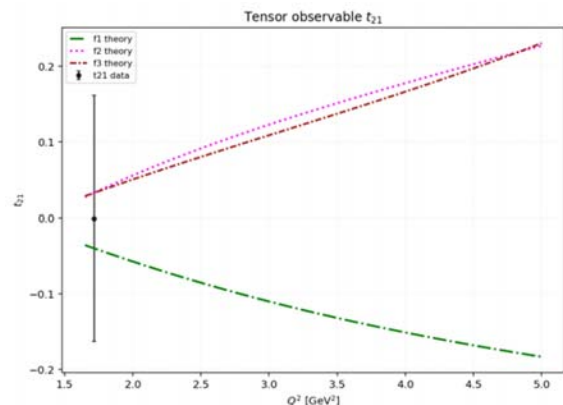


Рис. 4. Тензорна спостережувана  $t_{21}(Q^2)$

Найкращий опис сукупності експериментальних даних отримано для моделі  $f_1$ :  $\chi^2/\text{dof} \sim 1,15$ , тоді як для моделей  $f_2$  та  $f_3$  одержано більші значення, приблизно 1,52 та 1,39 відповідно. Це свідчить, що наявні дані краще описуються не чистою асимптотичною КХД, а передасимптотичною параметризацією з ефективними багатокварковими кореляціями. Структурна функція  $A(Q^2)$  та комбінований диференціальний переріз описуються всіма моделями подібно (рис. 1, 2), тоді як  $B(Q^2)$  і, особливо, тензорна спостережувана величина  $t_{21}(Q^2)$  демонструють суттєві відмінності між параметризаціями (рис. 3, 4).

Отримані результати показують, що досліджувана область  $Q^2$  відповідає перехідному режиму між адронною та кварк-глюонною динамікою. У цьому режимі домінує амплітуда без зміни гелікальності, проте підпорядковані канали та ТРЕ-поправки істотно впливають на  $B(Q^2)$  і поляризаційні спостережувані. Це узгоджується з уявленням про короткодистанційні шестикваркові конфігурації та можливий внесок прихованого кольору в структурі дейтрона.

Отримані результати свідчать про передасимптотичний характер досліджуваної області та важливу роль гелікальних каналів і ТРЕ-поправок. Особливо перспективними є подальші високоточні вимірювання  $t_{21}(Q^2)$  при великих  $Q^2$ , оскільки саме ця величина найбільш чутлива до вибору динамічної моделі та характеру переходу до асимптотичного режиму КХД.

1. S.J. Brodsky, G.R. Farrar. Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1153.
2. S.J. Brodsky, G.P. Lepage. Phys. Rev. D 22 (1980) 2157.
3. A.P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov. Nucl. Phys. At. Energy 3(11) (2003) 49.
4. A.P. Kobushkin, Y.D. Krivenko-Emetov, S. Dubnička. Phys. Rev. C 81 (2010) 054001.
5. A.P. Kobushkin et al. Phys. Rev. C 84 (2011) 054007.
6. Ya.D. Krivenko-Emetov, O.S. Shevchuk. Nucl. Phys. At. Energy 25(4) (2024) 309.