

УДК 539.12.01  
PACS 13.40.Gp, 13.75.Cs, 21.45.Bc

## Структурні функції дейтрона

В.І. Жаба<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ужгородський національний університет  
вул. Волошина, 54, 88000 Ужгород, Україна  
e-mail: viktorzh@meta.ua

По раніше отриманим аналітичним формам хвильової функції дейтрона в координатному представленні для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93, Argonne v18 розраховано функції електричної та магнітної структури  $A$  і  $B$ . Теоретичні розрахунки порівнюються з експериментальними даними світових колаборацій. Позиція нуля структурної функції  $B$  порівняна з розрахунками для інших потенціальних моделей. Отримано нові апроксимаційні форми експериментальних даних відношення  $B/A$  для імпульсів  $<7.5 \text{ fm}^{-1}$ .

**Ключові слова:** дейтрон, структурна функція, формфактор, апроксимація.

## 1 Вступ

Дейтрон є найпростішим ядром. Він складається з двох сильно взаємодіючих елементарних частинок - протона і нейтрона. Простота і наочність будови дейтрона робить його зручною лабораторією для вивчення і моделювання нуклон-нуклонних сил. На даний час дейтрон добре вивчений експериментально і теоретично.

Експериментально визначені значення статичних характеристик дейтрона добре узгоджуються з експериментальними даними. Однак незважаючи на це, існують певні теоретичні неузгодженості і проблеми. Наприклад, в деяких роботах одна (для Боннського потенціалу) або обидві (для Московського потенціалу) компоненти радіальної хвильової функції в координатному представленні мають вузли поблизу початку координат. Існування вузлів у хвильових функціях основного і єдиного стану дейтрона свідчить про неузгодженості і неточності в реалізації чисельних алгоритмів в розв'язанні подібних задач. Або це пов'язано з особливостями потенціальних моделей для опису дейтрона [1].

Також слід відмітити, що такі потенціали нуклон-нуклонної взаємодії, як Боннський, Московський, потенціали Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93 [2]), Argonne v18 [3], Парижський, NLO, NNLO and N3LO, Idaho N3LO чи Oxford мають досить просту структуру і громіздкий запис. Наприклад, оригінальний потенціал Reid68 був параметризований на основі фазового аналізу Неймегенською групою і

отримав назву оновлена регуляризована версія - Reid93. Параметризація була проведена для 50 параметрів потенціалу, причому значення  $\chi^2/N_{data}=1.03$  [4].

Крім того, хвильова функція дейтрона (ХФД) в координатному представленні може бути представлена таблично: через відповідні масиви значень радіальних хвильових функцій. Іноді при чисельних розрахунках оперувати такими масивами чисел доволі складно і незручно. І текст програм для чисельних розрахунків є громіздкий, перевантажений і нечитабельним. Тому є доцільним отримання більш простих аналітичних форм представлення ХФД. В подальшому по них можна розрахувати формфактори і тензорну поляризацію, що характеризують структуру дейтрона.

ХФД у зручній формі необхідні для використання у розрахунках поляризаційних характеристик дейтрона, а також для оцінки теоретичних значень спінових спостережуваних в  $dp$ - розсіяння.

## 2 Аналітичні форми ХФД

В 2000-х рр. були запропоновані нові аналітичні ХФД в координатному представленні. Серед них слід відмітити параметризації Дубовиченко [5], Бережного [6], а також параметризацію у такому простому виді [1, 7, 8]

$$\begin{cases} u(r) = r^{3/2} \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^3), \\ w(r) = r \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^3). \end{cases} \quad (1)$$

Незважаючи на громіздкі і довготривалі розрахунки і мінімізації  $\chi^2$  (до величини менших за  $10^{-4}$ ), доводилося апроксимувати за допомогою (1) чисельні значення ХФД для потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) і потенціалу Argonne v18, масиви чисел яких становили відповідно по 839x2 і 1500x2 значень в інтервалі  $r=0-25$  fm. Число доданків суми було вибрано  $N=11$ . Коефіцієнти  $A_i$ ,  $a_i$ ,  $B_i$ ,  $b_i$  аналітичних форм (1) для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93 і Argonne v18 приведені в роботах [1, 7, 8]. Розраховані ХФД не містять надлишкових вузлів поблизу початку координат. Розраховані по ХФД поляризаційні характеристики (компонента тензора чутливості до поляризації дейтронів  $T_{20}$ , поляризаційна передача  $K_0$ , тензорна аналізуюча здатність  $A_{yy}$  і тензор-тензорна передача поляризації  $K_{yy}$ , тензорні поляризації  $t_{2i}$ ) узгоджуються з літературними теоретичними й експериментальними даними.

В [9] проведено детальний огляд аналітичних форм для хвильової функції дейтрона в координатному представленні. Приведено як аналітичні форми, так і параметризації хвильової функції дейтрона, необхідні для подальших розрахунків характеристик процесів з участю дейтрона.

## 3 Формфактори і структурні функції дейтрона

Для кількісного розуміння структури дейтрона,  $S$ - і  $D$ - станів та поляризаційних характеристик розглядаються різні моделі NN потенціалу. Розподіл заряду дейтро-

на добре не відомий з експерименту, оскільки він здійснюється тільки через використання як вимірювань поляризації, так і неполяризованих пружних розсіяних диференціальних перерізів. Однак його можна визначити [10]. Диференціальний переріз пружного розсіяння неполяризованих електронів неполяризованими дейтронами без вимірювання поляризації відбитих електронів і дейтронів задається формулою в рамках припущень першого Борівського наближення і умов релятивістської інваріантності [11–13]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \frac{1}{f} \left[ \frac{\alpha \cos\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{2E \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)} \right]^2 \left[ A(p^2) + B(p^2)tg^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \right], \quad (2)$$

де  $\alpha = \frac{1}{137}$  - стала тонкої структури;  $f = 1 + \frac{2E}{m_d} \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)$  - фактор віддачі;  $\theta_e$  - кут розсіяння електронів у лабораторній системі;  $p$  - переданий імпульс дейтрона в одиницях  $\text{fm}^{-1}$ ;  $E$  - енергія початкового електрона;  $A(p)$  і  $B(p)$  - функції електричної та магнітної структури (або структурні функції, які визначаються електромагнітною структурою дейтрона)

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

де  $\eta = \frac{p^2}{4m_d^2}$ ;  $m_d = 1875.63$  MeV - дейтронна маса. Тут зарядовий  $G_C(p)$ , квадрупольний  $G_Q(p)$  і магнітний  $G_M(p)$  формфактори містять інформацію про електромагнітні властивості дейтрона [14, 15]:

$$G_C = G_{EN}D_C; \quad G_Q = G_{EN}D_Q; \quad G_M = \frac{m_d}{2m_p} (G_{MN}D_M + G_{EN}D_E).$$

Формфактори  $D_i$  визначаються по формулам

$$D_C = \int_0^\infty [u^2 + w^2] j_0 dr; \quad D_Q = \frac{3}{\sqrt{2}\eta} \int_0^\infty \left[ uw - \frac{w^2}{\sqrt{8}} \right] j_2 dr;$$

$$D_M = 2 \int_0^\infty \left[ \left( u^2 - \frac{w^2}{2} \right) j_0 + \left( \frac{uw}{\sqrt{2}} + \frac{w^2}{2} \right) j_2 \right] dr; \quad D_E = \frac{3}{2} \int_0^\infty w^2 [j_0 + j_2] dr;$$

де  $G_{EN} = G_{Ep} + G_{En}$ ;  $G_{MN} = G_{Mp} + G_{Mn}$  - ізоскалярний електричний і магнітний формфактори;  $u$  і  $w$  - радіальні ХФД в координатному представленні;  $j_0$ ,  $j_2$  - сферичні функції Бесселя нульового і другого порядку від аргументу  $pr/2$ ;  $G_{Ep}$  і  $G_{En}$  - протонний і нейтронний ізоскалярний електричний формфактори;  $G_{Mp}$  і  $G_{Mn}$  - протонний і нейтронний ізоскалярний магнітний формфактори. Для подальших теоретичних розрахунків вибрано оригінальне дипольне наближення (DFF) [16]:  $G_{Ep} = F_N$ ;  $G_{En} = 0$ ;  $G_{Mp} = \mu_p G_{Ep}$ ;  $G_{Mn} = \mu_n G_{Ep}$ ; де нуклонний формфактор записаний у формі диполя:  $F_N(p^2) = (1 + p^2/18.235 \text{fm}^{-2})^{-2}$ , а  $\mu_p = 2.7928$  і  $\mu_n = -1.9130$  - магнітний протонний і нейтронний моменти в ядерних магнетонах.

Проаналізувавши формули (2) і (3), то буде очевидним [17], що кутова залежність диференціального перерізу дозволяє незалежно експериментально виміряти

структурні функції  $A$  і  $B$ . Однак експерименти для неполяризованих частинок не дають повну інформацію про всі величини, що описують  $ed$ - розсіяння і не дозволяють розділити вклади зарядового і квадрупольного формфакторів в  $A$ . Тому для повного опису необхідні додаткові експерименти з поляризованими частинками: 1) розсіяння на поляризованій дейтронній мішені; 2) вимірювання тензорної поляризації дейтронів віддачі.

В квантовій хромодинаміці [18] при великих імпульсах асимптотичні значення та їх відношення для структурних функцій і формфакторів дейтрона записуються у виді:

$$\sqrt{A} \sim \sqrt{B} \sim G_C \sim \frac{1}{p^{10}}; \quad G_Q \sim G_M \sim \frac{1}{p^{12}}; \quad B : A : G_C^2 = 4 : 1 : \frac{1}{3}; \quad (4)$$

$$G_C : G_M : G_Q = \left(1 - \frac{2}{3}\eta\right) : 2 : -1. \quad (5)$$

На Рис. 1 і 2 приведено структурні функції  $A$  і  $B$ , розраховані по ХФД (1) для потенціалів Неймегенської групи потенціалів (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) та потенціалу Argonne v18. На рисунках використано позначення потенціалів відповідно - N1, N2, N93, R93 і Av18. Порівнюються теоретичні розрахунки з експериментальними даними: для  $A$  - Stanford [19], Orsay [20, 21], CEA [11], DESY [12], SLAC [22], Mainz [23], Bonn [24], Saclay [25], Bates [26], JLab [27, 28], JLab2007 [29] та огляду Garcon [26]; для  $B$  - Stanford [19], Orsay [30], Mainz [23], Bonn [24], Saclay [25, 31], SLAC [32, 33], Bates [26], JLab [27, 34], JLab2007 [29] та огляду Garcon [26].

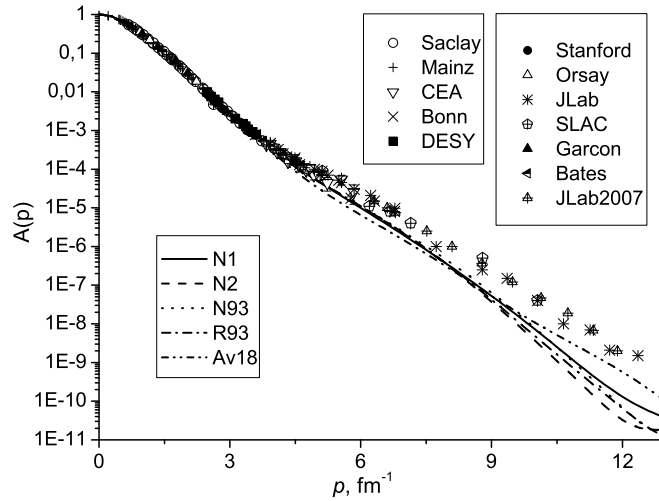
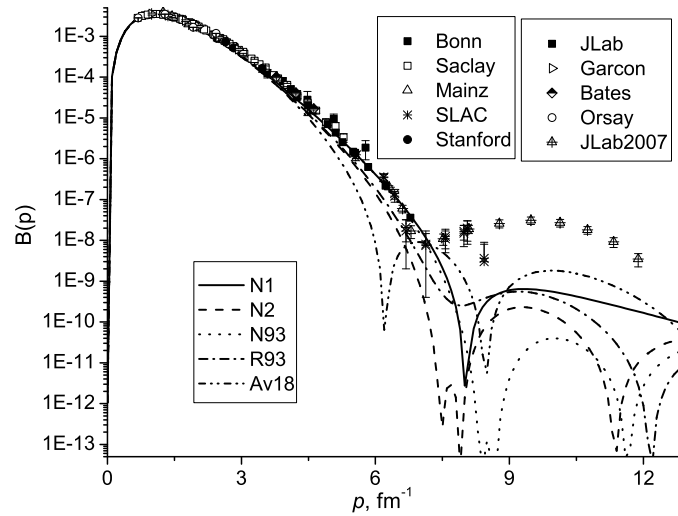


Рис. 1: Структурна функція  $A$ .

Розрахунки [35] в імпульсному наближенні дають положення позиції нуля (Таблиця 1) структурної функції  $B$ , а для великих імпульсів теоретичні розрахунки

Рис. 2: Структурна функція  $B$ .

знаходяться вище або нижче експериментальних даних. Аналогічно наявний нуль  $B$  для інших моделей. Тут TP [36] – теоретичні розрахунки для дисперсійної теорії, узагальненого розподілу партонів і “хмарної” моделі з релятивістським кварком; CIA, RIA [35] – комплексна та релятивістська імпульсна апроксимація; PИH – релятивістське імпульсне наближення; NIA – нерелятивістська імпульсна апроксимація; 9RIA – імпульсна апроксимація [37] для Reid soft core (RSC), двох Lomon-Feshbach, трьох Holinde-Machleidt та трьох 4-компонентних релятивістських моделей; 8TM [14] – 8 теоретичних моделей (VOG, PWM, FSR, ARW, СК, LPS, АКР, DB); TCM [38] – двокомпонентна модель для електромагнітної структури дейтрона.

Визначення структурної функції  $\bullet mph A$  важливе для дослідження формфактору дейтрона  $F_d(p^2) = \sqrt{A(p^2)}$  та зменшеного формфактору дейтрона [47]  $f_d(p^2) = F_d(p^2)/F_N^2\left(\frac{p^2}{4}\right)$ . В передбаченнях квантової хромодинаміки [48] зменшений формфактор для  $p^2 > 2$  (GeV/c)<sup>2</sup> має наступну асимптотику  $f_d(p^2) \approx \frac{\alpha_s(p^2)}{p^2} \left[ \ln\left(\frac{p^2}{\Lambda^2}\right) \right]^{\frac{8}{145}}$ . Асимптотика формфактору дейтрона визначаються виразом [49]  $F_d(p^2) \sim 1/(p^2)^m$ , де  $m=7/2$  і  $13/4$  – для нерелятивістського та релятивістського імпульсного наближення відповідно.

Крім цього, в [50] вказано, що магнітний формфактор дає основний вклад в структурну функцію  $A$  і відповідно в формфактор дейтрона  $F_d$  (в нерелятивістському імпульсному наближенні):  $A^{(NR)}(p^2) \sim \frac{1}{(p^2)^6}$ ;  $F_d^{(NR)}(p^2) \sim \frac{1}{(p^2)^3}$ . В релятивістському імпульсному наближенні асимптотики  $A$  і  $F_d$  визначаються наступним чином:  $A^{(R)} \sim \frac{m_d}{p} A^{(NR)}$ ;  $F_d^{(R)} \sim \frac{F_d^{(NR)}}{\sqrt{p}}$ .

Експериментальні дані для формфакторів дейтрона апроксимовано за допомо-

гою таких простих виразів як

$$f_1 = Cp^a \text{ або } f_2 = De^{-bp}. \quad (6)$$

Таблиця 1. Позиція нуля структурної функції  $B$

Потенціал	$p_0, \text{fm}^{-1}$
NijmI	7.9
NijmII	7.5; 7.9; 11.4
Nijm93	8.4; 8.7; 11.7
Reid93	12.2
Av18	6.2; 8.6
NIA [15]; CIA та RIA [35], Moscow, NijmI, NijmII [39]	6.6; 5.7-7.0; 5.3; 6.5; 5.7
CD-Bonn, Paris [39], TP [36], NijmI, NijmII [17]	6.7; 5.8; 6-7.5; 7.6; 6.7
CD-Bonn, Paris, PIH [17]; Graz II [16]; Graz II [40]	7.4; 6.6; 6.0; 12.9; 4.5
9RIA [37]	5.5-6.5; 10.8
8TM [14]; RSC [41], FULLF, Bonn [42], TCM [38]	5.3-7.5; 4.35; 7.2; 6.7; 6.9
QCB82, QCB86 [43]; MMQCM [44], QCM [45]	7.1; 7.2; 6.5-7.3; 6.1-6.3
RIA [46]	5.6-6.8; 11-11.1

## 4 Відношення $B/A$

На Рис. 3 приведено співвідношення між структурними функціями  $B/A$ . При великих імпульсах теоретичні розрахунки для розглядуваної групи нуклон-нуклонних потенціалів і експериментальні дані (SLAC [22,32], Mainz [23], Bonn [24], Saclay [25], Bates [26], JLab [27], JLab2007 [29] та Garçon [26]) вже не задовольняють асимптотичні форми [18]

$$\frac{B}{A} \approx \frac{16}{3}\eta; \quad (7)$$

$$\frac{B}{A} \approx \frac{4\eta(\eta+1)}{\eta^2 + \eta + \frac{3}{4}}. \quad (8)$$

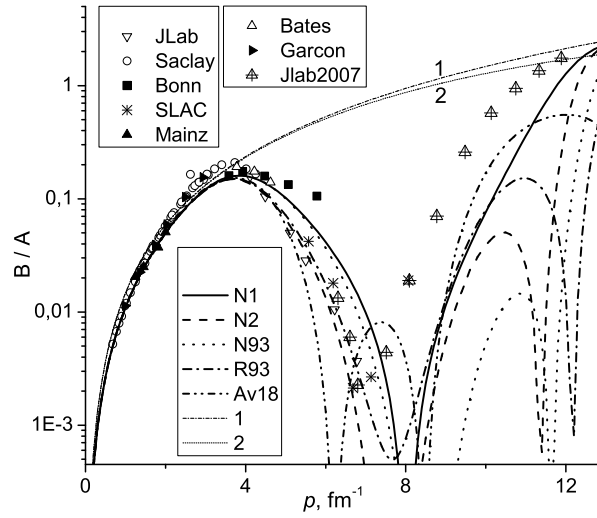
Остання з них була отримана, якщо в  $B/A$  врахувати асимптотичні відношення між формфакторами (5). На Рис. 3 приведено використано такі позначення: 1 і 2 - розрахунок  $B/A$  по формулам (7) і (8) відповідно.

Оскільки позиція першого нуля структурної функції  $B$  знаходиться в інтервалі імпульсів  $6-9 \text{ fm}^{-1}$ , то апроксимацію експериментальних даних проведено для імпульсів  $p < 7.5 \text{ fm}^{-1}$ . Наприклад, можна використати просту паде-апроксиманту:

$$\left(\frac{B}{A}\right)_{\text{approx}} = \frac{C_1 p^2 + C_2 p^3}{C_3 + C_4 p^3}, \quad (9)$$

де коефіцієнти розкладу  $C_1=125.048$ ;  $C_2=-18.693$ ;  $C_3=4157.3587$ ;  $C_4=19.130$ .

Враховуючи запис структурних функцій та розділивши чисельник і знаменник правої частини на  $G_M^2$ , відношення  $B/A$  можна записати у вигляді

Рис. 3: Відношення  $B/A$ .

$$\frac{B}{A} = \frac{\frac{4}{3}\eta(1+\eta)}{\left(\frac{G_C}{G_M}\right)^2 + \frac{8}{9}\eta^2\left(\frac{G_Q}{G_M}\right)^2 + \frac{2}{3}\eta}.$$

Враховуючи вираз (6) і замінюючи співвідношення між формфакторами  $\frac{G_C}{G_M} \rightarrow C_1 p^\alpha$ ;  $\frac{G_Q}{G_M} \rightarrow C_2 p^{\beta_i}$ , апроксимуючу функцію можна представити як наступну залежність від чотирьох параметрів

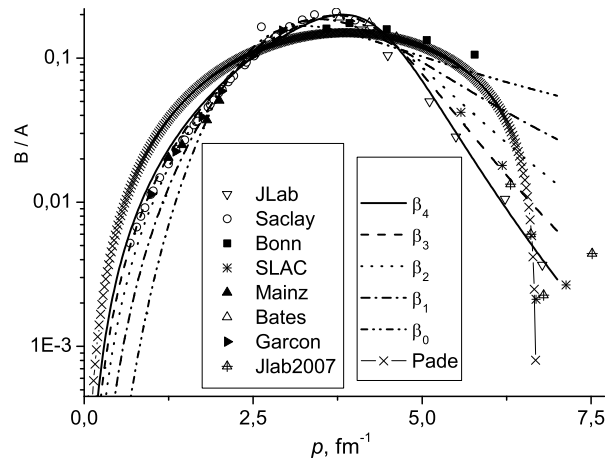
$$\frac{B}{A}(\alpha; \beta_i; C_1, C_2) = \frac{\frac{4}{3}\eta(1+\eta)}{(C_1 p^\alpha)^2 + \frac{8}{9}\eta^2(C_2 p^{\beta_i})^2 + \frac{2}{3}\eta}. \quad (10)$$

Одночасне визначення всіх чотирьох параметрів чисельно неможливе, тому, задаючи значення  $\beta_i$ , можна визначити три інші. На Рис. 4 вказані результати моделювання при різних цілих значення  $\beta_i$  (Таблиця 2).

Очевидно, що найкраща з них буде при  $\beta_i=4$ , коли апроксимуюча функція добре співпадає з експериментальними даними для імпульсів  $<7.5 \text{ fm}^{-1}$ . На Рис. 4 позначення Rade відповідає розрахункам по формулі (9).

Таблиця 2. Значення коефіцієнтів для формули (10)

$\beta_i$	$\alpha$	$C_1$	$C_2$
0	-1.32324	0.0061549	2760.30
1	-0.64863	0.0039345	561.803
2	-0.34813	0.0031350	115.246
3	-0.18731	0.0027599	23.9809
4	-0.09054	-0.002632	-5.05238

Рис. 4: Апроксимація відношення  $B/A$ .

## Висновки

Використовуючи раніше отримані аналітичні форми ХФД в координатному представленні для потенціалів Неймегенської групи потенціалів (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) та потенціалу Argonne v18, розраховано структурні функції  $A$  і  $B$ . Теоретичні розрахунки порівнюються з експериментальними даними провідних колаборцій (Stanford, Orsay, CEA, Saclay, SLAC, JLab, Mainz, Bates, Bonn та ін.). Позиція нуля структурної функції  $B$  порівняна з розрахунками для інших потенціальних моделей.

Отримано нові апроксимаційні форми експериментальних даних відношення  $B/A$  для імпульсів  $p < 7.5 \text{ fm}^{-1}$ . Апроксимація відношення  $B/A$  здійснена за допомогою паде-апроксиманти, а також наближень при врахуванні відношень для зарядового  $G_C$  (квадрупольного  $G_Q$ ) і магнітного  $G_M$  формфакторів дейтрона.

Отримані результати дозволять в подальшому більш детально досліджувати електромагнітну структуру дейтрона і тензорну поляризацію, а також для оцінки теоретичних значень спінових спостережуваних в  $dp$ - розсіянні.

## Список використаної літератури

1. V.I. Zhaba, Nucl. Phys. Atom. Energy **17**, 22 (2016).
2. V.G.J. Stoks et al., Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
3. R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
4. J.J. de Swart et al., Few-Body Syst. Suppl. **8**, 438 (1995).
5. S.B. Dubovichenko, Phys. Atom. Nucl. **63**, 734 (2000).
6. Yu.A. Bereznoy et al., Intern. Jour. Mod. Phys. E **14**, 1073 (2005).



7. V.I. Zhaba, Cherkasy Univ. Bull., Phys. and Mathem. Scienc. **349**, 50 (2015).
8. V.I. Zhaba, Mod. Phys. Lett. A **31**, 1650139 (2016).
9. V.I. Zhaba, arXiv:nucl-th/1931532
10. D. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5053 (2000).
11. J.E. Elias et al., Phys. Rev. **177**, 2075 (1969).
12. S. Galster et al., Nucl. Phys. B **32**, 221 (1971).
13. M. Garcon, J.W. van Orden, Adv. Nucl. Phys. **26**, 293 (2001).
14. R. Gilman, F. Gross, J. Phys. G. **28**, R37 (2002).
15. C. Adamušćin et al., Phys. Rev. C **78**, 025202 (2008).
16. A.V. Bekzhanov, S.G. Bondarenko, V.V. Burov, JETP Lett. **99**, 613 (2014).
17. А.Ф. Крутов, Теор. физика, **3**, 5 (2002).
18. S.J. Brodsky, J.R. Hiller, Phys. Rev. D **46**, 2141 (1992).
19. C.D. Buchanan, M.R. Yearian, Phys. Rev. Lett. **15**, 303 (1965).
20. D. Benaksas et al., Phys. Rev. **148**, 1327 (1966).
21. B. Grossetete et al., Phys. Rev. **141**, 1425 (1966).
22. R. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 776 (1975).
23. G.G. Simon et al., Nucl. Phys. A **364**, 285 (1981).
24. R. Cramer, M. Renkhoff, J. Drees et al., Z. Phys. C **29**, 513 (1985).
25. S. Platchkov et al., Nucl. Phys. A **510**, 740 (1990).
26. M. Garcon et al., Phys. Rev. C **49**, 2516 (1994).
27. D. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1379 (1999).
28. L.C. Alexa et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1374 (1999).
29. R. Alarcon et al., Jefferson Lab PAC33 Proposal December 2007 PR-08-019
30. D. Ganichot et al., Nucl. Phys. A **178**, 545 (1972).
31. S. Auffret et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 649 (1985).
32. R.G. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. **58** 1723 (1987).
33. P.E. Bosted et al., Phys. Rev. C **42**, 38 (1990).
34. G.G. Petratos et al., Nucl. Phys. A **663**, 357 (2000);
35. J.W. Van Orden, N. Devine, F. Gross, Few-Body Syst. Suppl. **9**, 415 (1995).
36. M. Kohl, Nucl. Phys. A **805**, 361 (2008).
37. D.G. Arnold, C.E. Carlson, F. Gross, Phys. Rev. C **21**, 1426 (1980).
38. E. Tomasi-Gustafsson, G.I. Gakh, C. Adamuscin, Phys. Rev. C **73**, 045204 (2006).
39. N.A. Khokhlov, A.A. Vakulyuk, Phys. Atom. Nucl., **78**, 92 (2015).
40. S.G. Bondarenko, V.V. Burov, S.M. Dorkin, Phys. Atom. Nucl., **63**, 774 (2000).
41. J. Hockert, A.D. Jackson, Phys. Lett. B **58**, 387 (1975).
42. J. Haidenbauer, K. Holinde, M.B. Johnson, Phys. Rev. C **45**, 206 (1992).
43. H. Dijk, B.L.G. Bakker, Nucl. Phys. A **494**, 438 (1989).
44. H. Ito, A. Faessler, Nucl. Phys. A **470**, 626 (1987).
45. A. Faessler, A. Buchmann, Y. Yamauchi, Intern. Jour. Mod. Phys. E **2**, 39 (1993).
46. М.А. Браун, М.В. Токарев, ФЭЧАЯ **22**, 1237 (1991).
47. S.J. Brodsky and B.T. Chertok, Phys. Rev. D **14**, 3003 (1976).
48. S.J. Brodsky, C.-R. Ji, G.P. Lepage, Phys. Rev. Lett. **51**, 83 (1983).
49. А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий, Н.А. Цирова, Теор. физика, **5**, 17 (2004).
50. А.Ф. Крутов, В.Е. Троицкий, Н.А. Цирова, Теор. физика, **6**, 71 (2005).

Стаття надійшла до редакції 30.08.2017  
прийнята до друку 13.12.2017

## The deuteron structure function

V.I. Zhaba<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Uzhgorod National University  
Voloshyna St., 54, 88000 Uzhgorod, Ukraine  
e-mail: viktorzh@meta.ua*

The functions of electric and magnetic structure  $A(p)$  and  $B(p)$  has been calculated used earlier received analytical forms of deuteron wave function in coordinate representation for the phenomenological nucleon-nucleon potentials of Nijmegen group (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) and Argonne v18 potential. The original dipole approximation for the form factors of the neutron and proton is used to calculate the charge, quadrupole and magnetic form factors of the deuteron. Theoretical calculations of structure functions are compared with experimental data of world collaborations: for function of electric structure  $A$  - Stanford, Orsay, CEA, DESY, SLAC, Mainz, Bonn, Saclay, Bates, JLab, JLab2007; for function of magnetic structure  $B$  - Stanford, Orsay, Mainz, Bonn, Saclay, SLAC, Bates, JLab, JLab2007; data from Garcon's review is also included. Positions of the zero for function of magnetic structure  $B$  is compared to calculations for other potential models. The number of zeros for structure function  $B$  is from one to three. New approximating forms of experimental data's for ratio  $B/A$  for momentas  $p < 7.5 \text{ fm}^{-1}$  are received. The approximation for ratio of structure functions  $B/A$  is carried out using the Pade approximant, as well as approximations when taking into account the relations for the charge  $G_C$  (quadrupole  $G_Q$ ) and the magnetic  $G_M$  form factor of the deuteron. In paper presents the results of six model calculations and the corresponding coefficients for these approximation formulas. The obtained results for the structure function and their ratio of  $B/A$  will allow to further study the electromagnetic characteristics of the deuteron in more detail and can also be used to evaluate the theoretical values of the spin observables, which depend on the functions of electric and magnetic structure.

**Key words:** deuteron, structure function, form factor, approximation.

## Структурные функции дейтрона

В.И. Жаба<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ужгородский национальный университет  
ул. Волошина, 54, 88000 Ужгород, Украина  
e-mail: viktorzh@meta.ua

По ранее полученным аналитическим формам волновой функции дейтрона в координатном представлении для потенциалов NijmI, NijmII Nijm93, Reid93, Argonne v18 рассчитаны функции электрической и магнитной структуры  $A$  и  $B$ . Теоретические расчеты сравниваются с экспериментальными данными мировых коллабораций. Позиция нуля структурной функции  $B$  сравнена с расчетами для других потенциальных моделей. Получены новые аппроксимационные формы экспериментальных данных отношения  $B/A$  для импульсов  $<7.5 \text{ fm}^{-1}$ .

**Ключевые слова:** дейтрон, структурная функция, форм-фактор, аппроксимация.