

## АНАЛІТИЧНІ ФОРМИ ХВИЛЬОВОЇ ФУНКЦІЇ Й АСИМЕТРІЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕЙТРОНА

В. І. Жаба

*Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики,  
вул. Волошина, 54, Ужгород, 88000, Україна*

(Отримано 05 липня 2017 р.; в остаточному вигляді — 29 грудня 2017 р.)

Проведено огляд та аналіз асимптотичної поведінки основних аналітичних форм хвильової функції дейтрона (ХФД) в координатному зображенні. Для розрахунку поляризаційних характеристик дейтрона застосовано нові аналітичні форми ХФД у вигляді добутку степеневих функцій  $r^n$  на суму експоненціальних членів  $A_i \exp(-a_i r^3)$ . Для чисельних розрахунків використано реалістичний феноменологічний потенціал Reid93. У статті подано результати кутової асиметрії для векторних  $t_{10}$ ,  $t_{11}$  і тензорних  $t_{20}$ ,  $t_{21}$ ,  $t_{22}$  дейтронних поляризацій. Окрім кутової асиметрії, наявна й імпульсна асиметрія для векторних  $t_{1i}$  дейтронних поляризацій. Досліджено вплив чотирьох апроксимацій ХФД на результати чисельних розрахунків тензорної поляризації  $t_{20}$ . У межах методу інваріантної амплітуди обчислено тензорну аналізуючу здатність  $T_{20}$  і поляризаційну передачу  $\kappa_0$ , що є спіновими спостережуваними в пружному  $dp$ -розсіянні назад. Порівнюються значення  $t_{20}$ ,  $\kappa_0$  та кореляції  $\kappa_0 - T_{20}$  з експериментальними даними провідних колаборацій та оглядів. Стосовно кута  $90^\circ$  спостерігається симетрія аналізуючих здатностей  $T_{20}$  і  $T_{22}$ , які характеризують фотонародження негативного  $\pi$ -мезона в реакції  $\gamma(d, \pi^-)pp$ . Відношення  $R$  для векторної  $P_x$  і тензорної  $P_{xz}$  поляризацій характеризується кутовою асиметрією. Поряд з “ $A_y$  загадкою” залишаються актуальні теоретичні та експериментальні дослідження групи поляризаційних характеристик для процесів за участю дейтрона, для яких наявна як кутова, так й імпульсна асиметрія. Отримані результати для векторної й тензорної дейтронних поляризацій  $t_{ij}(p)$  дають певну інформацію про електромагнітну структуру дейтрона й диференціальний переріз подвійного розсіяння.

**Ключові слова:** дейтрон, хвильова функція, аналітична форма, поляризація, асиметрія.

PACS number(s): 13.40.Gp, 13.88.+e, 21.45.Bc, 03.65.Nk

### ВСТУП

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

Експериментально визначені значення статичних характеристик дейтрона добре узгоджуються з експериментальними даними. Однак, незважаючи на це, існують певні теоретичні неузгодженості та проблеми. Так, у деяких роботах одна (наприклад, для OBER [1], Bonn [2] потенціалів) або обидві (для Soft core Reid68 [3], Moscow [4], ренормалізованих кіральних OPE та TPE [5] потенціалів) компоненти радіальної хвильової функції дейтрона (ХФД) в координатному зображенні мають вузли поблизу початку координат. Існування вузлів у хвильових функціях основного та єдиного стану дейтрона свідчить про неузгодженості й неточності в реалізації чисельних алгоритмів у розв’язанні подібних задач. Це також пов’язано з особливостями потенціальних моделей для опису дейтрона. Вплив вибору чисельних алгоритмів на розв’язки задач наведено у працях [6–8]. Крім того, слід зазначити що хвильову функцію дейтрона в імпульсному зображенні в науковій літературі подано неоднозначно. Зокрема, в  $S$ -компоненти [9–11] (або в  $S$ - і

$D$ -компонент [12, 13]) наявний надлишковий вузол у середині інтервалу значень для імпульсу.

Крім надлишкових вузлів хвильової функції дейтрона, до нерозв’язаних проблем нуклон–нуклонних взаємодій також відносять так звану “ $A_y$  puzzle (загадка)” [14, 15] — це енергетична поведінка поляризаційного параметра асиметрії  $A_y$ . У роботі [15] систематично досліджено, які саме покращення в описі величини  $A_y$  можна отримати змінами NN-потенціалу.

Також зазначимо, що такі потенціали нуклон–нуклонної взаємодії, як Боннський, Московський, потенціали Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93 [16, 17]), Argonne v18 [18], Паризький, NLO, NNLO та N<sup>3</sup>LO, Idaho N<sup>3</sup>LO чи Oxford мають досить просту структуру і громіздкий запис. Параметри потенціальних моделей оптимізовані так, що мінімізовано значення  $\chi^2$  у прямій підгонці до даних. Для потенціалу Nijm92pp величина  $\chi^2/N$  становила 1.4. Наступне удосконалення потенціалу Nijm78 для  $np$  даних дало модель Nijm93:  $\chi^2/N_{pp}=1.8$  для 1787  $pp$  і  $\chi^2/N_{np}=1.9$  для 2514  $np$  даних, тобто  $\chi^2/N_{\text{data}}=1.87$ . Для потенціалів Nijm I і NijmII величина  $\chi^2/N_{\text{data}}=1.03$ . Оригінальний потенціал Рейда Reid68 [3] був параметризований Неймегенською групою на основі фазового аналізу й отримав назву як оновлена регуляризована версія — Reid93. Параметризацію було проведено для 50 параметрів потенціалу, причому значення  $\chi^2/N_{\text{data}}=1.03$  [16, 17]. Потенціал Argonne v18 [18] з 40 регульованими пара-

метрами дає величину  $\chi^2/N_{\text{data}}=1.09$  для 4301 *pp* і *np*-даних в області енергій 0–350 MeV. Для потенціалу CD-Bonn [2] величина  $\chi^2/N_{\text{data}}$  становить 1.01 для 2932 *pp*-даних і 1.02 для 3058 *np*-даних.

До сучасних феноменологічних нуклон–нуклонних потенціалів взаємодії належать такі: залежний від заряду потенціал CD-Bonn [2], потенціал Moscow [19], кіральний потенціал Айдахо [20], релятивістська оптична модель [21] на базі Московського потенціалу, бразильський релятивістський потенціал двоіонного обміну  $O(q^4)$  [22], локальний нуклон–нуклонний потенціал, розширений з погляду ортогональних проєкторів [23], потенціали Неймегенської групи [16, 17] та ін.

Крім цього, ХФД в координатному зображенні може бути представлена таблично: через відповідні масиви значень радіальних хвильових функцій. Іноді в чисельних розрахунках оперувати такими масивами чисел доволі складно й незручно. І текст програмного коду для чисельних розрахунків громіздкий, переважаний і нечитабельний. Тому доцільно отримати простіші аналітичні форми представлення ХФД. Далі за ними можна розрахувати формфактори й тензорну поляризацію, що характеризують структуру дейтрона. ХФД у зручній формі необхідні для використання в розрахунках поляризаційних характеристик дейтрона, а також для оцінки теоретичних значень спінових спостережуваних в *dp*-розсіянні [24].

Основними завданнями дослідження цієї праці є огляд основних аналітичних форм ХФД в координатному зображенні та розрахунок поляризаційних характеристик й аналіз їхньої асиметрії в процесах за участю дейтрона.

## І. АНАЛІТИЧНІ ФОРМИ ХФД

Хвильова функція описує квантову-механічну систему і є основною характеристикою мікрооб'єктів. Знання ХФД дозволяє одержувати максимальну інформацію про зв'язану систему нейтрон–протон і те-

оретично обчислювати та передбачати характеристики, що своєю чергою досліджуються на експерименті. ХФД записуємо у вигляді суми хвильових функцій  ${}^3S_1$ - і  ${}^3D_1$ -станів [25]

$$\Psi_d = \psi_S + \psi_D = \frac{u(r)}{r} Y_{101}^1 + \frac{w(r)}{r} Y_{121}^1,$$

де  $u(r)$  і  $w(r)$  — радіальні ХФД для  $S$ - і  $D$ -станів для орбітальних моментів  $l=0$  і  $l=2$ ;  $Y_{JLS}^M(\theta, \phi)$  — сферичні гармоніки, які визначаються орбітальним моментом  $L$ , спіном  $S$ , повним моментом кількості руху  $J = L + S$  та його проєкцією  $M$ . Для дейтрона повний спін  $S = 1$ , а сумарний момент  $J = M = S = 1$ . Радіальні ХФД  $u(r)$  і  $w(r)$  отримують як розв'язки системи зв'язаних рівнянь Шредингера [6]

$$\begin{cases} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + (-k^2 - U_1(r)) u(r) = \sqrt{8} U_3(r) w(r), \\ \frac{d^2 w(r)}{dr^2} + (-k^2 - \frac{6}{r^2} - U_2(r)) w(r) = \sqrt{8} U_3(r) u(r), \end{cases}$$

де  $U_i(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} V_i(r)$  — віднормовані потенціали;  $U_1, U_2$  — потенціали каналів  $l=0; 2$ ;  $U_3$  — тензорна компонента нуклон–нуклонної взаємодії;  $k^2 = -\frac{2mE}{\hbar^2}$  — хвильовий вектор;  $\mu$  — зведена маса. Зв'язувальним потенціалом такої системи є тензорна частина NN-потенціалу взаємодії.

Описуючи ХФД в координатному зображенні, використовують такі терміни, як “аналітична форма”, її “апроксимація” або “параметризація”. Передусім термін “аналітична форма” використовують як означення отриманого розв'язку системи зв'язаних рівнянь Шредингера. Пізніше в роботах цю назву використовують для позначення записів, отриманих у результаті наближення ХФД. У детальному огляді [26] аналітичні форми ХФД подані відповідно до позначень у цитованій літературі. Слід звернути увагу на те, що найбільш уживаними й використовуваними аналітичними формами є такі.

1. Аналітична форма Гюлтен–Сугавара-типу була запропонована у вигляді [27]

$$\begin{cases} u_g(r) = \cos \varepsilon_g [1 - e^{-\beta(x-x_C)}] e^{-x}; \\ w_g(r) = \sin \varepsilon_g [1 - e^{-\gamma(x-x_C)}]^2 e^{-x} \left[ 1 + \frac{3(1-e^{-\gamma x})}{x} + \frac{3(1-e^{-\gamma x})^2}{x^2} \right]; \end{cases} \quad (1)$$

де  $N^2=7.6579 \times 10^{-12} \text{cm}^{-1}$ ;  $x = \alpha r$ ;  $x_C = \alpha r_C$ ;  $\alpha=0.2316 \text{ fm}^{-1}$ ;  $r_C$  — радіус твердої серцевини. Два набори значень вибирають для ймовірності  $D$ - стану

$\beta = 7.961$ ;  $\gamma = 3.798$ ;  $\sin \varepsilon_g = 0.02666$  для 4%  $D$ -стану;  $\beta = 7.451$ ;  $\gamma = 4.799$ ;  $\sin \varepsilon_g = 0.02486$  для 6%  $D$ -стану.

2. У роботі [28] передбачено, що дійсна хвильова функція — це сума “зовнішньої” частини, знайденої для відомого ОРЕ-потенціалу і “внутрішньої” части-

ни. “Зовнішня” частина повільніше, ніж “внутрішня”, зникає по експоненті між однією і двома масами піона. Сам набір ХФД задається парами доданків:

$$\begin{cases} u(r) = u_{\text{outer}} + u_{\text{inner}}, \\ w(r) = w_{\text{outer}} + w_{\text{inner}}, \end{cases} \quad (2)$$

де “зовнішня” та “внутрішня” частини (“outer” та “inner” відповідно) рівні

$$\begin{aligned} u_{\text{outer}} &= Ae^{-\kappa r} \left[ 1 + \int \frac{\rho^+(\alpha)e^{-\alpha r} dr}{\alpha(\alpha+2\kappa)} + H \int \frac{\rho^-(\alpha)e^{-\alpha r} dr}{\alpha(\alpha+2\kappa)} \right], \\ w_{\text{outer}} &= Ae^{-\kappa r} \left[ H + \int \frac{\sigma^+(\alpha)e^{-\alpha r} dr}{\alpha(\alpha+2\kappa)} + H \int \frac{\sigma^-(\alpha)e^{-\alpha r} dr}{\alpha(\alpha+2\kappa)} \right], \\ \begin{cases} u_{\text{inner}} &= Ae^{-\kappa r} [\gamma_1 e^{-\xi_1 r} + \gamma_2 e^{-\xi_2 r}], \\ w_{\text{inner}} &= Ae^{-\kappa r} [\gamma_3 e^{-\xi_1 r} + \gamma_4 e^{-\xi_2 r}]. \end{cases} \end{aligned}$$

3. Сепарабельний тензорний потенціал Yamaguchi генерує ХФД в імпульсному зображенні. Перетворення Фур’є трансформує таку хвильову функцію в координатне представлення [29]:

$$\begin{cases} u(r) = e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}, \\ w(r) = \eta \left[ \left( 1 + \frac{3}{\alpha r} + \frac{3}{\alpha^2 r^2} \right) e^{-\alpha r} + \left( \frac{(\alpha^2 - \gamma^2)(\gamma r + 1)}{2\alpha^2} - \frac{\gamma^2}{\alpha^2} - \frac{3\gamma}{\alpha^2 r} - \frac{3}{\alpha^2 r^2} \right) e^{-\gamma r} \right], \end{cases} \quad (3)$$

де асимптотику відношення  $D$ - та  $S$ -хвиль задано співвідношенням

$$\eta = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[ \frac{w(r)}{u(r)} \right] = \frac{\alpha^2(\beta^2 - \alpha^2)t}{(\gamma^2 - \alpha^2)^2}.$$

Функція  $w(r)$  поблизу початку координат пропорційна  $r^2$ :

$$\lim_{r \rightarrow 0} w(r) = \frac{\eta(\gamma^2 - \alpha^2)^2}{8\alpha^2} r^2.$$

Параметри аналітичних форм (1)–(3) безпосередньо визначене під час вибору потенціалу взаємодії.

4. Розроблена Паризькою групою [30] аналітична форма для власного потенціалу залишається на цей момент є найбільш уживаною:

$$\begin{cases} u(r) = \sum_{j=1}^N C_j \exp(-m_j r), \\ w(r) = \sum_{j=1}^N D_j \exp(-m_j r) \left[ 1 + \frac{3}{m_j r} + \frac{3}{(m_j r)^2} \right], \end{cases} \quad (4)$$

де  $m_j = \beta + (j-1)m_0$ ,  $\beta = \sqrt{ME_d}$ ,  $m_0 = 0.9 \text{ fm}^{-1}$ .  $M$  – нуклонна маса,  $E_d$  – енергія зв’язку дейтрона. Пошук коефіцієнтів аналітичної форми (4) був здійснений для Паризького [30] і Боннського [2] потенціалів, причому  $N = 13$  і 11 відповідно. Асимптотики за  $r \rightarrow 0$  вибирали як

$$u(r) \rightarrow r, \quad w(r) \rightarrow r^3.$$

5. Аналітична форма Дубовіченка [31]

$$\begin{cases} u(r) = \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^2), \\ w(r) = r^2 \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^2) \end{cases} \quad (5)$$

була застосована для апроксимації ХФД, отриманих для потенціалів Неймегенської групи. Причому значення  $N = 13$ .

6. Для пояснення  $D$ -стану дейтрона і правильної асимптотичної поведінки у [32] запропонована нерелятивістська ХФД

$$\begin{cases} u(r) = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \sum_{k=1}^{n_u} C_k e^{-\alpha_k r}, \\ u(r) = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \rho \sum_{k=1}^{n_w} D_k e^{-\beta_k r} \left( 1 + \frac{3}{\beta_k r} + \frac{3}{(\beta_k r)^2} \right), \end{cases} \quad (6)$$

$$N = \sqrt{\sum_{k,j=1}^{n_u} \frac{C_k C_j}{\alpha_k + \alpha_j} + \rho^2 \sum_{k,j=1}^{n_w} \frac{D_k D_j}{\beta_k + \beta_j}},$$

де  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $C_i$ ,  $D_i$ ,  $N$ ,  $\rho$  – дійсні параметри моделі;  $n_u = n_w = 3$ . Асимптотики за  $r \rightarrow 0$  вибирали як  $u(r) \rightarrow r^2$ ;  $w(r) \rightarrow r^3$ , а набір параметрів повинен задовольнити умови

$$\sum_k C_k = 0; \sum_k C_k \alpha_k = 0; \sum_k D_k = 0; \sum_k \frac{D_k}{\beta_k^2} = 0.$$

7. У працях [33–35] запропоновано нові аналітичні форми ХФД у вигляді добутку степеневі функції  $r^n$  на суму експоненціальних членів:

## II. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕЙТРОНА

$$\begin{cases} u(r) = r^{3/2} \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^3), \\ w(r) = r \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^3). \end{cases} \quad (7)$$

За  $N = 11$  здійснювали пошук показника степеневі функції  $r^n$ . Оптимальними значеннями виявилися  $n=1.47$  і  $n=1.01$  для  $u(r)$  і  $w(r)$  відповідно. Тобто множники перед сумами в (7) можна вибрати як  $r^{3/2}$  і  $r^1$ . Точність параметризації (7) характеризується величинами [2]

$$I_S = \left( \int_0^\infty [u(r) - u_{\text{table}}(r)]^2 dr \right)^{1/2} \quad (8)$$

і

$$I_D = \left( \int_0^\infty [w(r) - w_{\text{table}}(r)]^2 dr \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Але для оцінки точності параметризації, замість (8) і (9), зручніше використовувати величину

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - f(x_i; a_1, a_2, \dots, a_p))^2}{n - p}, \quad (10)$$

де  $n$  — кількість точок масиву  $y_i$  чисельних значень хвильових функцій дейтрона в координатному зображенні;  $f$  — апроксимуюча функція  $u$  (або  $w$ ) згідно з формулою (7);  $a_1, a_2, \dots, a_p$  — параметри;  $p$  — кількість параметрів (коефіцієнтів у сумах формул (7)). Отже,  $\chi^2$  визначається не тільки формою апроксимуючої функції  $f$ , але й кількістю вибраних параметрів.

Незважаючи на громіздкі та довготривалі розрахунки й мінімізації  $\chi^2$  (до величин менших за  $10^{-4}$ ), доводилося апроксимувати чисельні значення ХФД для потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93 [16]) і потенціалу Argonne v18 [18], масиви чисел яких становили по  $839 \times 4$  значень в інтервалі  $r = 0 - 25$  fm і  $1500 \times 4$  значень в інтервалі  $r = 0 - 15$  fm відповідно. Значення коефіцієнтів розкладу  $A_i, a_i, B_i, b_i$  для (7) наведено в [34, 35]. Розраховані радіальні ХФД  $u(r)$  і  $w(r)$  за аналітичними формами (7) у конфігураційному зображенні не містять надлишкових вузлів.

Вибір аналітичних форм залежить від задовільності розрахованих за цими формами параметрів дейтрона (радіус дейтрона  $r_d$ , електричний квадрупольний момент  $Q_d$ , магнітний момент, внесок  $D$ -стану, асимптотика  $D/S$ -стану та ін.).

Автори праці [36] вивчали незв'язане фотонародження піона на дейтроні в першій ділянці резонансу. неполяризований переріз, асиметрію пучка та векторну й тензорну асиметрії мішені розраховували в структурі діаграмного підходу. Взято до уваги полюсні та однопетлеві діаграми з NN-розсіянням у кінцевому стані. Незважаючи на задовільний опис багатьох доступних експериментальних даних для неполяризованих повних і диференціальних перерізів та фотонної (для фотонного пучка) асиметрії, у деяких випадках наявна суттєва розбіжність між теорією та експериментом. Для реакцій виду  $d(\gamma, \pi^0)np$ ,  $d(\gamma, \pi^-)pp$  виявлено енергетичну залежність диференціального перерізу  $d\sigma/d\Omega$ , фотонної асиметрії  $\Sigma$  та тензорної асиметрії мішені  $T_{JM}$ . Фотонна асиметрія

$$\Sigma = \frac{\left( \frac{d\sigma}{d\Omega\pi} \right)^\parallel - \left( \frac{d\sigma}{d\Omega\pi} \right)^\perp}{\left( \frac{d\sigma}{d\Omega\pi} \right)^\parallel + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega\pi} \right)^\perp}, \quad (11)$$

де  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega\pi} \right)^\parallel$ ,  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega\pi} \right)^\perp$  — інклюзивний переріз для фотонів стосовно поляризованої паралелі (перпендикуляра) до площини.

У кіральній теорії збурень [37] застосовано потенціали NLO і NNLO до систем із двома, трьома й чотирма нуклонами. Розглянуті дві версії кірального потенціалу NNLO, що відрізняються доданком для двоіонного обміну, добре описують параметри двонуклонної системи. Розраховані характеристики (диференціальний переріз  $d\sigma/d\Omega$ , аналізуюча здатність  $A_y$  і тензорні аналізуючі здатності  $T_{11}, T_{20}, T_{22}$ ) для пружного  $nd$ -розсіяння свідчать про їхню енергетичну залежність за енергій 3; 10; 65 MeV.

У праці [38] зроблено докладний огляд експериментальних даних та теоретичних розрахунків для функцій електромагнітної структури дейтрона  $A, B$  та тензорної поляризації  $t_{20}$ , отриманих із пружного  $ed$ -розсіяння за високих енергій взаємодії, а також для перерізу та набору поляризаційних асиметрій, що витягуються з високоенергетичної фотосинтеграції дейтрона в реакції  $\gamma(d, n)p$ . Для останнього процесу диференціальний переріз, векторна поляризаційна асиметрія мішені  $T$ , індукована поляризація  $p_y$  та асиметрія  $\Sigma$  проявляють енергетичну залежність за 300 та 450 MeV. Аналогічна поведінка наявна для аналізуючих здатностей  $iT_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}$  для пружного  $dp$ -розсіяння за енергій 70; 100; 135; 200; 250 MeV/N [39].

Вимірювання поляризаційних характеристик реакції фрагментації дейтрона  $A(d, p)X$  за проміжкових та високих енергій є одним із основних інструментів для дослідження внутрішньої структури дейтрона. У межах моделі одонуклонного обміну імпульсна залежність компонента тензора чутливості до поляризації дейтронів  $T_{20}$  повністю визначається ХФД в

імпульсному зображенні [40]:

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{2}u(p)w(p) - w(p)^2}{u(p)^2 + w(p)^2}. \quad (12)$$

Тут імпульсні компоненти ХФД записано згідно з перетворенням Ханкеля:

$$u(p) = \int_0^\infty u(r)j_0(pr)dr; \quad w(p) = \int_0^\infty w(r)j_2(pr)dr, \quad (13)$$

де  $j_0(pr)$  і  $j_2(pr)$  — функції Бесселя нульового і другого порядку. Експериментально компоненту  $T_{20}$  визначаємо через перерізи, що відповідають проекціям спіну (+, 0, -) початкового дейтрона на вісь [40]:

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_- - 2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_- + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0}. \quad (14)$$

Крім компоненти  $T_{20}$ , за ХФД в імпульсному зображенні визначаємо так звану поляризаційну передачу  $K_0$ :

$$K_0 = \frac{u(p)^2 - w(p)^2 - u(p)w(p)/\sqrt{2}}{u(p)^2 + w(p)^2}. \quad (15)$$

Тензорну аналізуючу здатність  $A_{yy}$  і тензорно тензорну передачу поляризації  $K_{yy}$  в імпульсному наближенні теоретично розраховуємо за такими формулами [41]:

$$A_{yy} = \frac{T_{00}^2 - T_{11}^2 + 4P^2T_{10}^2}{T_{00}^2 + 2T_{11}^2 + 4P^2T_{10}^2}, \quad (16)$$

$$K_{yy} = \frac{5T_{11}^2 + T_{00}^2 - 8P^2T_{10}^2}{T_{00}^2 + 2T_{11}^2 + 4P^2T_{10}^2}, \quad (17)$$

де  $P = 0.4p$  — уведений параметр;  $T_{ij}(p/2)$  — амплітуди, які визначаються сферичним і квадрупольним формфакторами дейтрона [41]. Експериментально величину тензорної аналізуючої здатності  $A_{yy}$  отримують із чисел протонів  $n^+$ ,  $n^-$  і  $n^0$ , зареєстрованих для

різних мод поляризації пучка після поправки на мертвий час установки [42]:

$$A_{yy} = 2 \frac{p_z^-(n^+/n^0 - 1) - p_z^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}.$$

У [33, 43] за ХФД (5) і (7) відповідно для потенціалу Reid93 розрахована величина  $T_{20}$  добре корелює з результатами роботи [44], а отримані значення для  $A_{yy}$  сумірні з результатами [45] для Боннського потенціалу. Слід зазначити, що величини поляризаційних характеристик  $T_{20}$  і  $A_{yy}$  для потенціалу Reid93 в [33, 43] майже збігаються зі значеннями цих характеристик для цього потенціалу при їх визначенні в роботі [7], де ХФД в координатному та імпульсному зображеннях також не містять надлишкових вузлів. Відхилення наявні тільки для проміжку великих значень імпульсу, оскільки в цій ділянці впливає саме вибір аналітичної форми для апроксимації ХФД в координатному зображенні.

У загальному сукупність спінових спостережуваних для пружного  $dp$ -розсіяння назад можна записати у вигляді [24, 46]

$$C_{\alpha,\lambda,\beta,\gamma} = \frac{\text{Tr}(F\sigma_\alpha S_\lambda F^+ \sigma_\beta S_\gamma)}{\text{Tr}(FF^+)}, \quad (18)$$

де  $F$  — матриця розсіяння,  $S$  — спіновий оператор;  $\sigma$  —  $(2 \times 2)$  матриця Паулі. Експериментальні значення наведені в [46], а теоретичні розрахунки запропоновано і обґрунтовано в [24] в межах алгоритму модельно-незалежного аналізу пружного  $dp$ -розсіяння в колінеарній геометрії. Показано, що вимірювання 10 спостережуваних спінових поляризацій першого та другого порядку реалізують повну експериментальну базу для однозначного визначення амплітуд зворотного пружного  $dp$ -розсіяння.

Для реакцій типу  $\vec{1} + A \rightarrow \frac{1}{2} + B$  (наприклад, для  $(d, n)$  або  $(d, p)$ ) у [47] запропоновано узагальнений запис поляризаційних характеристик, з використанням таких співвідношень між ними:

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left( 1 + \frac{3}{2} \sum_j p_j A_j(\theta) + \frac{1}{3} \sum_{j,k} p_{jk} A_{jk}(\theta) \right), \quad (19)$$

$$p_{\nu} I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left( P_{\nu}(\theta) + \frac{3}{2} \sum_j p_j K_j^{\nu}(\theta) + \frac{1}{3} \sum_{j,k} p_{jk} K_{jk}^{\nu}(\theta) \right), \quad (20)$$

де  $p_{\nu}$  — компоненти вихідної поляризації;  $A_j(\theta)$ ,  $A_{jk}(\theta)$  — аналізуючі здатності;  $P_{\nu}(\theta)$  — вихідна поляризація (для неполяризованого падаючого потоку);

$K_j^{\nu}(\theta)$ ,  $K_{jk}^{\nu}(\theta)$  — коефіцієнти передачі (переносу) поляризації.

### III. АСИМЕТРІЯ ТЕНЗОРНОЇ Й ВЕКТОРНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЙ

Для кількісного розуміння структури дейтрона, його  $S$ - і  $D$ -станів та поляризаційних характеристик розглядають різні моделі NN-потенціалу. Розподіл заряду дейтрона 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 [48]. Диференціальний переріз пружного розсіяння неполяризованих електронів неполяризованими дейтронами без вимірювання поляризації відбитих електронів і дейтронів задається формулою [38, 49–51, 53]

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_e} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{E'}{E} \left[ A(p^2) + B(p^2) \text{tg}^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \right], \quad (21)$$

де  $\theta_e$  — кут розсіяння в лабораторній системі;  $p$  — імпульс дейтрона в одиницях  $\text{fm}^{-1}$ ;  $p^2 = 4EE' \sin^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right)$  — квадрат 4-імпульсу передачі;  $E$  і  $E'$  — початкова й кінцева енергії;  $A(p)$  і  $B(p)$  — функції електричної та магнітної структур

$$A(p^2) = F_C^2 + \frac{8}{9}\eta^2 F_Q^2 + \frac{2}{3}\eta F_M^2; \quad (22)$$

$$B(p^2) = \frac{4}{3}\eta(1 + \eta) F_M^2, \quad (23)$$

де  $\eta = \frac{p^2}{4M_D^2}$ ;  $M_D = 1875.63 \text{ MeV}$  — дейтронна маса. Тут зарядовий  $F_C(p)$ , квадрупольний  $F_Q(p)$  і магнітний  $F_M(p)$  формфактори містять інформацію про електромагнітні властивості дейтрона:

$$F_C = [G_{Ep} + G_{En}] \int_0^\infty [u^2 + w^2] j_0 dr, \quad (24)$$

$$F_Q = \frac{2}{\eta} \sqrt{\frac{9}{8}} [G_{Ep} + G_{En}] \int_0^\infty \left[ uw - \frac{w^2}{\sqrt{8}} \right] j_2 dr, \quad (25)$$

$$F_M = 2 [G_{Mp} + G_{Mn}] \int_0^\infty \left[ \left( u^2 - \frac{w^2}{2} \right) j_0 + \left( \frac{uw}{\sqrt{2}} + \frac{w^2}{2} \right) j_2 \right] dr + \frac{3}{2} [G_{Ep} + G_{En}] \int_0^\infty w^2 [j_0 + j_2] dr, \quad (26)$$

де  $u$  і  $w$  — радіальні ХФД в координатному представленні;  $j_0, j_2$  — сферичні функції Бесселя від аргументу  $pr/2$ ;  $G_{Ep}$  і  $G_{En}$  — протонний і нейтронний електричний формфактори;  $G_{Mp}$  і  $G_{Mn}$  — протонний і нейтронний магнітний формфактори. Ці формфактори рівні

$$G_{Ep} = \left( 1 + \frac{p^2}{18.235} \right)^{-2}; \quad G_{En} = 0;$$

$$G_{Mp} = \mu_p G_{Ep}; \quad G_{Mn} = \mu_n G_{Ep},$$

де  $\mu_p$  і  $\mu_n$  — протонний і нейтронний магнітний моменти в ядерних магнетонах.

Диференціальний переріз для пружного розсіяння поляризованого електронного пучка від поляризованої дейтронної мішені задається виразом в лабораторній системі [49]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} (h; p_z, p_{zz}) = \Sigma(\theta, \varphi) + h\Delta(\theta, \varphi), \quad (27)$$

де  $h$  — спіральність падаючого електронного пучка;  $p_z$  і  $p_{zz}$  визначаємо степінь векторної та тензорної поляризації дейтронної мішені. Напрямок поляризації

дейтрона визначається кутами  $\theta$  та  $\phi$  у системі, де вісь  $z$  перебуває вздовж напрямку віртуального фотона, а вісь  $y$  визначаємо векторами напрямків руху вхідного та вихідного електронів (рис. 1).

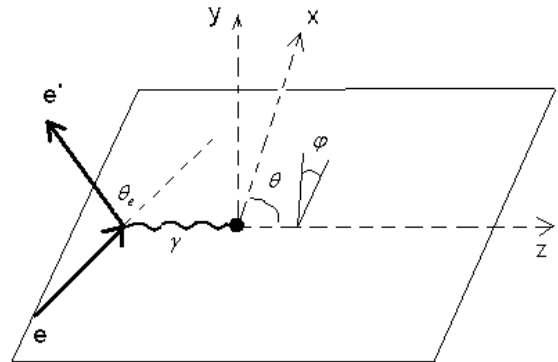


Рис. 1. Кінематика та системи координат для розсіяння поляризованих електронів від поляризованої дейтронної мішені.

Перший доданок правої частини формули (27) задає переріз для неполяризованого електрона

$$\Sigma(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega_e} [1 + \Gamma(\theta, \varphi)], \quad (28)$$

де  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega_e}$  — неполяризований диференціальний переріз. Величина  $\Gamma$  описує поляризовану дейтронну мішень і містить тензорні дейтронні аналізуючі здатності  $T_{2j}$ :

$$\begin{aligned} \Gamma(\theta, \varphi) = p_{zz} & \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} P_2^0(\cos \theta) T_{20}(p^2, \theta_e) \right. \\ & - \frac{1}{\sqrt{3}} P_2^1(\cos \theta) \cos \varphi T_{21}(p^2, \theta_e) \\ & \left. + \frac{1}{2\sqrt{3}} P_2^2(\cos \theta) \cos(2\varphi) T_{22}(p^2, \theta_e) \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

Другий доданок правої частини формули (27) описує спірально-залежний диференціальний переріз для поляризованого пучка електронів та поляризованої дейтронної мішені й містить векторні дейтронні аналізуючі здатності  $T_{10}$  і  $T_{11}$ :

$$\begin{aligned} h\Delta(\theta, \varphi) = h \frac{d\sigma_0}{d\Omega} p_z & \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} P_1(\cos \theta) t_{10}(p^2, \theta_e) \right. \\ & \left. - \sqrt{3} P_1^1(\cos \theta) \cos \varphi t_{11}(p^2, \theta_e) \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

У формулах (29) і (30)  $P_l(x)$  і  $P_l^m(x)$  — поліноми Лежандра і приєднані поліноми Лежандра відповідно.

В експериментах з неполяризованого пружного розсіяння функції структури можна отримати, визначаючи  $B(p)$  безпосередньо з поперечного перерізу розсіяння назад. Рівняння (23) містить магнітний формфактор  $F_M(p)$ , який з  $F_C(p)$  і  $F_Q(p)$  є складовою частиною й у формулі (22). Отже, додатком до неполяризованого розсіяння необхідно також розглядати й помітну поляризацію [51]. Оскільки спин дейтрона дорівнює  $S=1$ , то тензорна й векторна поляризації є також помітними й можуть бути розрахованими й розглядатися в задачах розсіяння. Своєю чергою величини тензорної  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  і векторної  $T_{10}$ ,  $T_{11}$  дейтронних аналізуючих здатностей визначаємо через формфактори, як [52, 53] (в еквівалентних більш широковживаних термінах [38, 48, 54] — це тензорна  $t_{2j}$  і векторна  $t_{1i}$  поляризації):

$$t_{20}(p, \theta_e) = -\frac{1}{\sqrt{2}S} \left( \frac{8}{3}\eta F_C(p) F_Q(p) + \frac{8}{9}\eta^2 F_Q^2(p) + \frac{1}{3}\eta \left[ 1 + 2(1 + \eta) \operatorname{tg}^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \right] F_M^2(p) \right), \quad (31)$$

$$t_{21}(p, \theta_e) = \frac{2}{\sqrt{3}S \cos \left( \frac{\theta_e}{2} \right)} \eta \sqrt{\eta + \eta^2 \sin^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right)} F_M(p) F_Q(p), \quad (32)$$

$$t_{22}(p, \theta_e) = -\frac{1}{2\sqrt{3}S} \eta F_M^2(p), \quad (33)$$

$$t_{11}(p, \theta_e) = \frac{2}{\sqrt{3}S} \sqrt{\eta(1 + \eta)} F_M(p) \left[ F_C(p) + \frac{\eta}{3} F_Q(p) \right] \operatorname{tg} \left( \frac{\theta_e}{2} \right), \quad (34)$$

$$t_{10}(p, \theta_e) = -\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\eta}{S} \sqrt{(1 + \eta) \left( 1 + \eta \sin^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \right)} F_M^2(p) \operatorname{tg} \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \sec \left( \frac{\theta_e}{2} \right), \quad (35)$$

де фактор  $S(p, \theta_e) = A(p) + B(p) \operatorname{tg}^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right)$  визначається функціями структури й кутом  $\theta$ . Величини тензорної  $t_{20}$  і векторної  $t_{11}$  поляризації визначаємо формфакторами  $F_C(p)$ ,  $F_Q(p)$ ,  $F_M(p)$  і кутом розсіяння  $\theta$ , а  $t_{21}$  —  $F_Q(p)$ ,  $F_M(p)$  і  $\theta$ . Величини  $t_{22}$  і  $t_{10}$  залежить тільки від формфактора  $F_M(p)$  і від кута розсіяння.

Поляризацію відбитого дейтрона можна виміряти, якщо детально аналізувати розсіяння. Диференціальний переріз для подвійного розсіяння [38, 55]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega_2} = \frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega_2} \Big|_0 & \left[ 1 + \frac{3}{2} h t_{11} A_y \sin \varphi_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} t_{20} A_{zz} \right. \\ & \left. - \frac{2}{\sqrt{3}} t_{21} A_{xz} \cos \varphi_2 + \frac{1}{\sqrt{3}} t_{22} (A_{xx} - A_{yy}) \cos 2\varphi_2 \right] \end{aligned} \quad (36)$$

де  $h = \pm 1/2$  — поляризація падаючого електронного

пучка;  $\varphi_2$  — кут між двома розсіюючими площинами;  $A_y$  і  $A_{ij}$  — векторна й тензорна аналізуючі здатності вторинного розсіяння;  $t_{20}$ ,  $t_{21}$  і  $t_{22}$  визначаються формулами (31)–(33).

У роботі [53] наведено результати для тензорної поляризації  $t_{20}$ , яка залежить від імпульсу та кута розсіяння електронів  $\theta_e$ . Проілюстровано асиметрію для  $t_{20}$  залежно від кута  $\theta_e$ . Показано, що асиметрія  $t_{20}$  майже незалежна від вільних нуклонних формфакторів і, зокрема, від маловідомого нейтронного електричного формфактора. Також знайдено, що величина  $t_{20}$  слабо залежить від кута розсіяння до  $\theta_e \approx 120^\circ$ , оскільки її значення майже ті самі в цій ділянці. Це чітко впливає з рівняння (31), тому що  $t_{20}$  прямує до константи  $(-1/\sqrt{8})$ .

Результати кутової асиметрії для векторних  $t_{1i}$  і тензорних  $t_{2j}$  дейтронних поляризацій (31)–(35) показано на рис. 2–6. Розрахунки проведено за аналітичними формами (7) з коефіцієнтами [35] для нуклон-нуклонного потенціалу Reid93.

Окрім кутової асиметрії, наявна й імпульсна асиметрія для векторних  $t_{1i}$  дейтронних поляризацій (рис. 7 і 8).

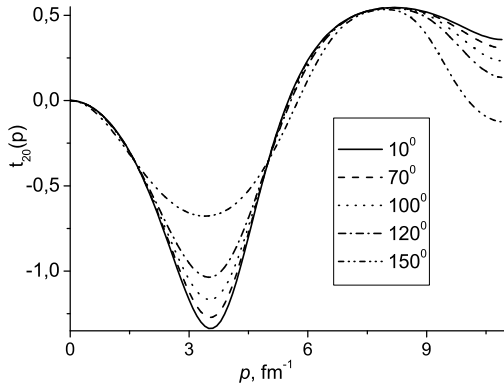


Рис. 2. Кутова асиметрія тензорної поляризації  $t_{20}$ .

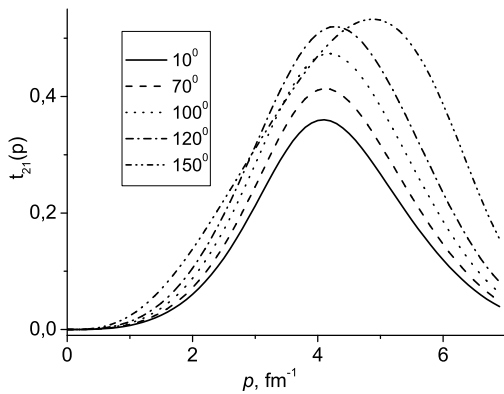


Рис. 3. Кутова асиметрія тензорної поляризації  $t_{21}$ .

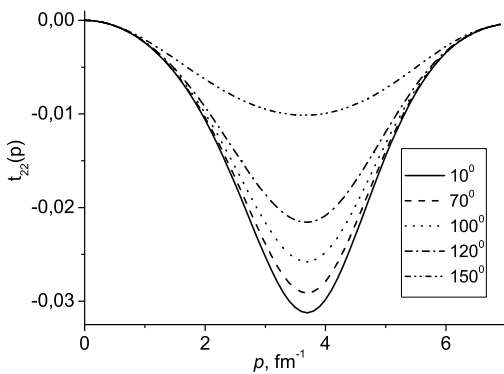


Рис. 4. Кутова асиметрія тензорної поляризації  $t_{22}$ .

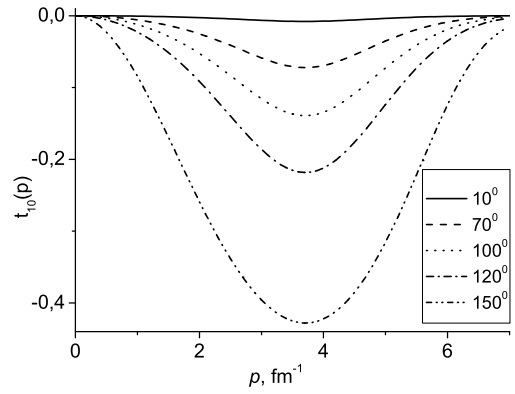


Рис. 5. Кутова асиметрія векторної поляризації  $t_{10}$ .

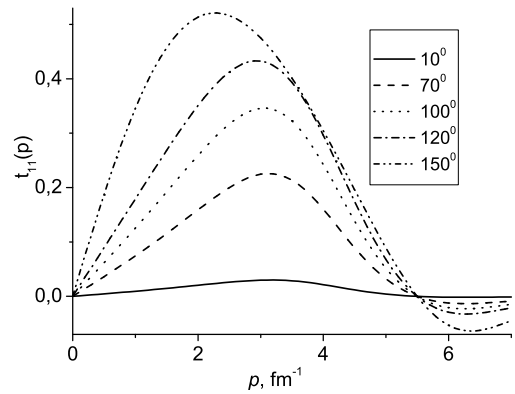


Рис. 6. Кутова асиметрія векторної поляризації  $t_{11}$ .

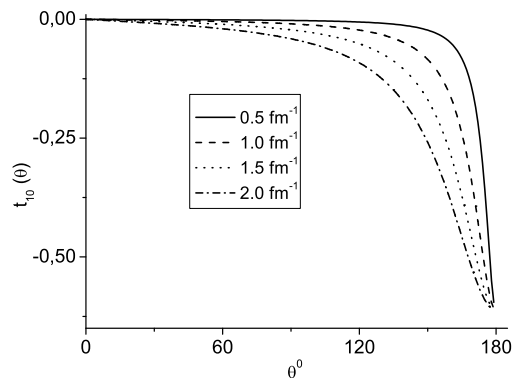


Рис. 7. Імпульсна асиметрія векторної поляризації  $t_{10}$ .

Звертаємо увагу на те, як саме впливає апроксимація ХФД в координатному зображенні на подальші результати розрахунків тензорної поляризації  $t_{20}$ . Так, на рис. 9 приведено порівняння значень  $t_{20}$  при  $\theta=70^\circ$ , якщо застосовувати різні апроксимації ХФД для одного і того ж нуклон-нуклонного потенціалу Reid93.



Використано такі позначення для ХФД з її коефіцієнтами розкладу: 1 – ХФД з функціями Лагерра [56]; 2 – аналітичні форми Дубовіченка (5) [43]; 3 – ХФД з [57]; 4 – нові аналітичні форми (7) [35]. Крім цього, порівняно отримані теоретичні значення  $t_{20}$  з експериментальними даними колаборацій Bates [58–60], BLAST [61–63], JLab [48, 64], NIKHEF [65, 66], Saclay [67], VEPP-3 [68–72] та оглядів Boden [73], Garcon [60], Abbott [74]. Хороше узгодження значень наявне для області значень імпульсів  $p=1-4 \text{ fm}^{-1}$ . На жаль, за більших імпульсів відсутні експериментальні дані.

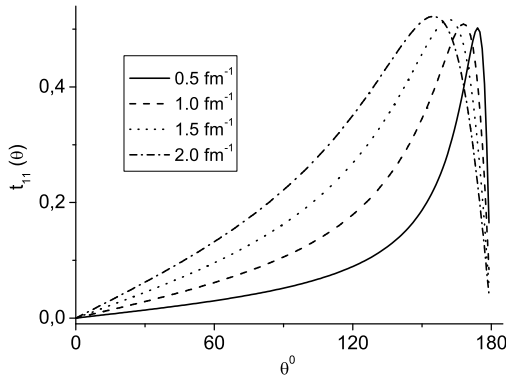


Рис. 8. Імпульсна асиметрія векторної поляризації  $t_{11}$ .

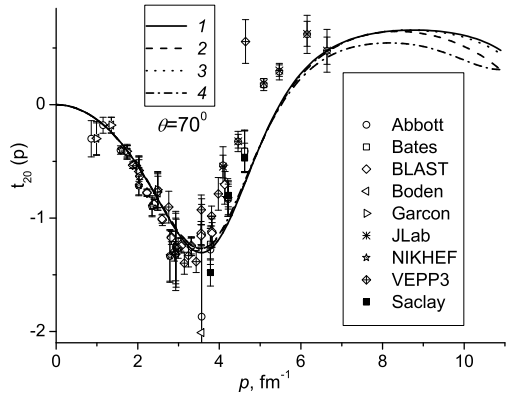


Рис. 9. Тензорна поляризація  $t_{20}$ .

На рис. 10 та 11 наведено розраховані величини тензорних поляризацій  $t_{21}$  і  $t_{22}$  ( $\theta=70^\circ$ ). Указано експериментальні дані колаборацій Bates [60], BLAST [62, 63], JLab [48], Saclay [75], VEPP-3 [70–72] для  $t_{21}$  і Bates [60], JLab [48], NIKHEF [65], Saclay [75] для  $t_{22}$ . До речі, наявний значний розкид експериментальних даних. Порівняно з  $t_{20}$  розраховані величини  $t_{21}$  (як і  $t_{22}$ ) за великих імпульсів збігаються незалежно від вибору ХФД.

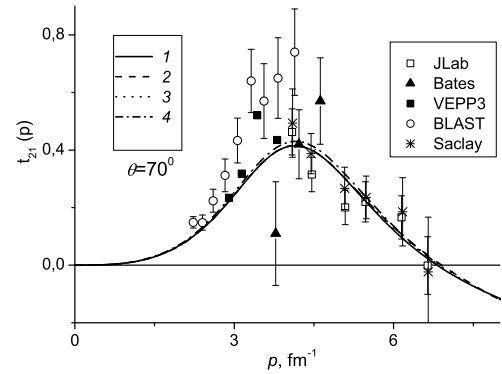


Рис. 10. Тензорна поляризація  $t_{21}$ .

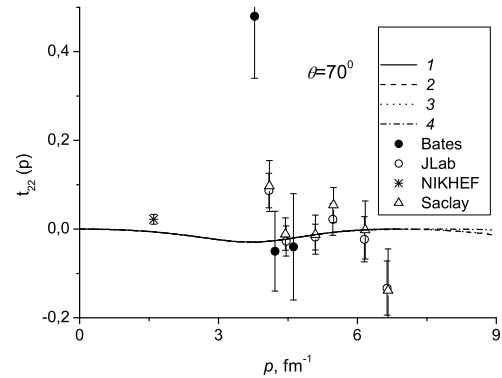


Рис. 11. Тензорна поляризація  $t_{22}$ .

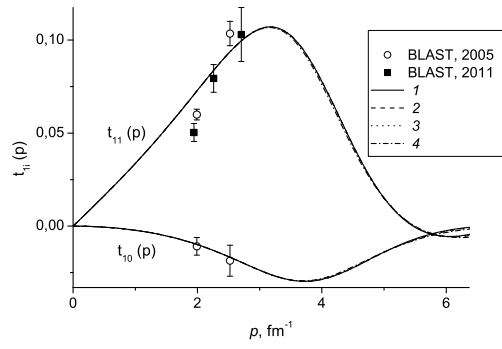


Рис. 12. Векторні поляризації  $t_{10}$  і  $t_{11}$ .

На рис. 12 показано результати розрахунків векторних поляризацій  $t_{1i}$ , якщо  $\theta=35^\circ$ . На відміну від тензорної поляризації її векторну компоненту менше дослідили експериментатори. Наявні тільки дані для BLAST [63, 76]. Розраховані значення поляризацій  $t_{1i}$  можуть слугувати певним теоретичним передбаченням для подальших експериментальних досліджень.

У цілому в науковій літературі відсутні експериментальні дані для  $t_{21}$ ,  $t_{22}$ ,  $t_{10}$  і  $t_{11}$  в широкому інтервалі імпульсів. Тому актуально одержати ці величини як теоретично, так і експериментально.

**IV. АСИМЕТРІЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК  $\kappa_0$ ,  $T_{2M}$  І  $R$**

Спінові спостережувані  $T_{20}$ ,  $\kappa_0$ ,  $K_{xzy}$ ,  $K_{yy}$ ,  $C_{yy}$  в пружному  $dp$ -розсіянні назад за проміжкових та високих енергій досліджено в [77] за допомогою методу інваріантної амплітуди з припущенням одностуклонного обміну. Неузгодженості між теоретичними розрахунками й експериментальними даними для коре-

ляції  $\kappa_0 - T_{20}$  здебільшого знівелювані включенням ефектів для уявних частин абсорбції в інваріантних амплітудах. Імпульсна залежність експериментально визначених  $T_{20}$  і  $\kappa_0$  для системи протон-нейтрон пояснена обчисленням із специфікацією ядерних потенціальних моделей.

Тензорна аналізуюча здатність і поляризаційна передача, отримані в межах методу інваріантної амплітуди, записуються як [77]

$$T_{20} = \left\{ 2\sqrt{2}R \cos \Theta - R^2 - 32R'^2 + 12RR' \cos(\Theta' - \Theta) \right\} / N_R, \quad (37)$$

$$\kappa_0 = \left\{ \sqrt{2} - R \cos \Theta - 4R' \cos \Theta' - 3\sqrt{2}RR' \cos(\Theta' - \Theta) - 30\sqrt{2}R'^2 \right\} / N_R, \quad (38)$$

де

$$N_R = \sqrt{2} + 2\sqrt{2}R^2 + 34\sqrt{2}R'^2 - 4R' \cos \Theta';$$

$$R = \frac{4|\rho|}{4 + \rho^2}; \quad R' = \frac{\rho^2}{\sqrt{2}(4 + \rho^2)}; \quad \rho = \frac{w(p)}{u(p)}.$$

На рис. 13 наведено порівняння з експериментальними даними [78] розрахованої величини  $\kappa_0$  в залежності від кутів  $(\Theta, \Theta')$ . Бачимо добрий збіг між ними. Кореляція  $\kappa_0 - T_{20}$  виражається співвідношенням  $T_{20} + \sqrt{8}\kappa_0$  і вказана на рис. 14. Аналогічно до попередніх розрахунків використано ХФД (7) для потенціалу Reid93.

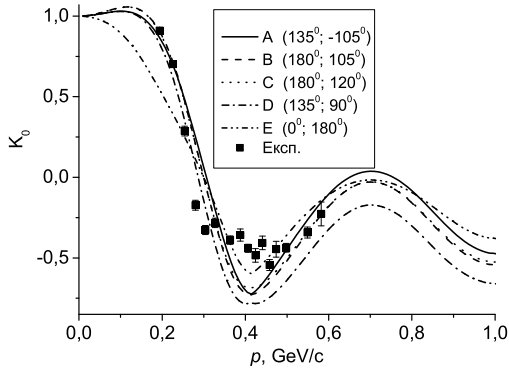


Рис. 13. Поляризаційна передача  $\kappa_0$ .

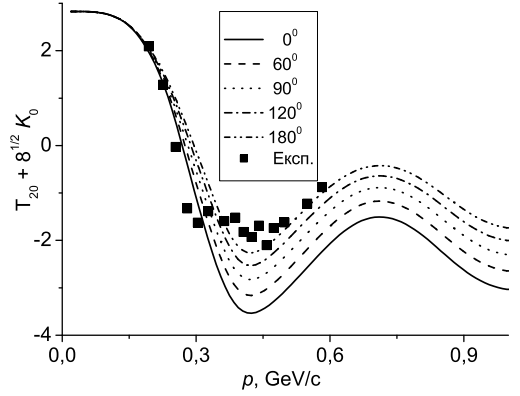


Рис. 14. Кореляція  $T_{20} + \sqrt{8}\kappa_0$ .

У праці [79] досліджено компоненти тензорної аналізуючої здатності у фотонародженні негативного  $\pi$ -мезона в реакції за участю дейтрона (процес  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ ):

$$T_{2M} = \frac{\text{Sp } M \tau_{2M} M^+}{\text{Sp } M M^+},$$

де  $\tau_{2M}$  — сферичний спін-тензор у дейтронному матричному розкладі густини. Величина тензорної аналізуючої здатності  $T_{2M}$  визначається за ХФД в імпульсному зображенні і “протонним” кутом  $\theta$  [79]

$$T_{20} = \frac{32\sqrt{2}u^2(p) - 16(3 \cos(2\theta) + 1)u(p)w(p) + \sqrt{2}(-12 \cos(2\theta) + 9 \cos(4\theta) + 19)w^2(p)}{4[16u^2(p) - 4\sqrt{2}(3 \cos(2\theta) + 1)u(p)w(p) - (6 \cos(2\theta) + 9 \cos(4\theta) - 23)w^2(p)]}; \quad (39)$$

$$T_{21} = 0; \quad (40)$$

$$T_{22} = -\frac{3\sqrt{3}\sin^2(\theta)w(p)(4\sqrt{2}u(p) + 3\cos(2\theta) + 5)w(p)}{16u^2(p) - 4\sqrt{2}(3\cos(2\theta) + 1)u(p)w(p) - (6\cos(2\theta) + 9\cos(4\theta) - 23)w^2(p)}. \quad (41)$$

Якщо кут вилітаючого протона  $\theta$  задовольняє умову  $1 + 3\cos(2\theta) = 0$  або  $3\cos^2\theta - 1 = 0$ , то вирази для  $T_{20}$  і  $T_{22}$  спрощуються і набувають такої форми:

$$T_{20} = \frac{2u^2(p) + w^2(p)}{2\sqrt{2}[u^2(p) + 2w^2(p)]};$$

$$T_{22} = -\frac{\sqrt{3}w(p)[\sqrt{2}u(p) + w(p)]}{2[u^2(p) + 2w^2(p)]}.$$

На рис. 15 та 16 зображено імпульсну асиметрію тензорних аналізуючих здатностей  $T_{20}$  і  $T_{22}$ . Зауважимо, що спостерігається симетрія величин  $T_{20}$  і  $T_{22}$  щодо кута  $90^\circ$ . На відміну від розрахунків у [79] (розрахунки  $T_{2i}$  для таких потенціалів, як *Wonn* і *Paris*, та для параметризації *DWF-Certov*), то у цій роботі проведено обчислення для нуклон-нуклонного потенціалу *Reid93* в ширшому діапазоні імпульсів та кутів  $\theta$ .

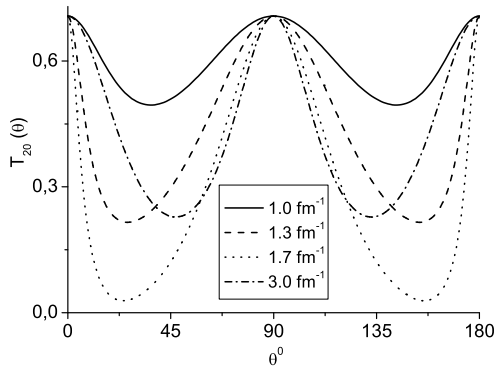


Рис. 15. Імпульсна асиметрія тензорної аналізуючої здатності  $T_{20}$ .

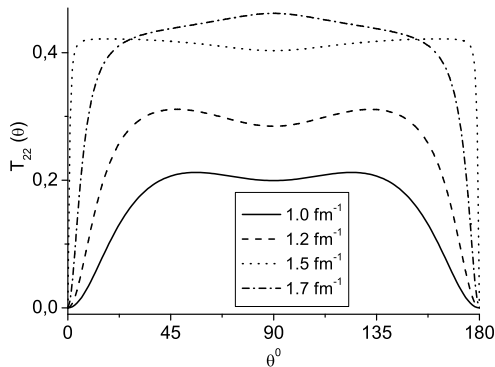


Рис. 16. Імпульсна асиметрія тензорної аналізуючої здатності  $T_{22}$ .

Експерименти з дослідження поляризації дейтронів віддачі спрямовані на вимірювання компоненти тензорної поляризації  $t_{20}$  і відношення  $R$  [80]. Специфічною особливістю цих характеристик є те, що вони не залежать від нуклонних формфакторів, і в межах певних понять і концепцій їх поведінку визначає функція відносного руху нуклонів. У праці [80] показано, що для пружного *ed*-розсіяння мала 5–8% домішка шестикваркової компоненти в ХФД, зрештою, значно змінює поведінку функції електричної структури  $A(p^2)$ , тензорної поляризації  $T_{20}$  і відношення  $R$ . Спостерігаємо чітку якісну зміну цих поляризаційних характеристик в ділянці великих імпульсів  $25 \text{ fm}^{-2} < p^2 < 120 \text{ fm}^{-2}$ .

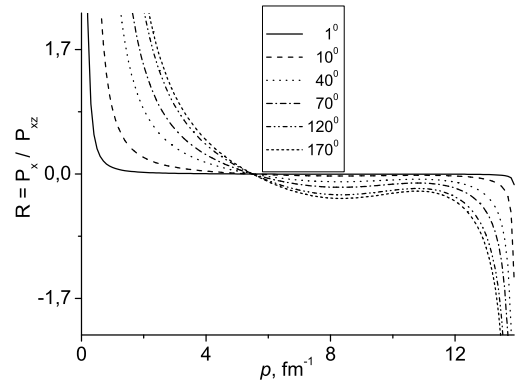


Рис. 17. Асиметрія  $R$

Експериментальне значення тензора поляризованої твердої  $\text{ND}_3$  мішені визначаємо як [73, 81]

$$R_{\text{exp}} = 1 + P_{zz}(R_T - 1),$$

де  $P_{zz}$  — тензорна поляризація дейтронів мішені. Теоретичні значення тензора поляризованої мішені й тензорної поляризації відповідно [73]

$$R_T - 1 = \frac{y + 0.5y^2}{1 + 2y^2},$$

$$t_{20} = -\sqrt{2} \frac{2y + y^2}{1 + 2y^2},$$

де  $y = \frac{2}{3}\eta \frac{F_Q}{F_C}$ . Крім цього, тензорна поляризація теоретично може бути знайдена, як [80]

$$t_{20} = \frac{1 + x}{\sqrt{2}(1 + x^2/8)},$$

де величина  $x$  визначається співвідношенням форм-факторів  $x = \sqrt{8} \frac{F_C}{F_Q}$ .

Аналогічно до  $t_{20}$  відношення  $R$  для векторної  $P_x$  і тензорної  $P_{xz}$  поляризацій задається зручним виразом

$$R = \frac{P_x}{P_{xz}} = \left[ 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{\sqrt{1+\eta}}{9} \sqrt{1 + \eta \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] [1 + x]. \quad (42)$$

Кутова асиметрія  $R$ , розрахована за ХФД (7) для потенціалу Reid93, проілюстрована на рис. 17. Розрахунки проведено в інтервалі імпульсів до  $p = 14 \text{ fm}^{-1}$ .

## V. ВИСНОВКИ

Проведено огляд основних аналітичних форм хвильової функції дейтрона в координатному зображенні. Проаналізовано асимптотичні поведінки ХФД поблизу початку координат.

Для розрахунку поляризаційних характеристик дейтрона застосовано нові аналітичні форми ХФД [34,35] у вигляді добутку степеневі функції  $r^n$  на суму експоненціальних членів  $A_i \exp(-a_i r^3)$ . Для чисельних обчислень використано реалістичний феноменологічний потенціал Неймегенської групи — Reid93.

У роботі подано результати кутової асиметрії для векторних  $t_{10}$ ,  $t_{11}$  і тензорних  $t_{20}$ ,  $t_{21}$ ,  $t_{22}$  дейтронних поляризацій. Окрім кутової асиметрії, наявна й імпульсна асиметрія для векторних  $t_{1i}$  дейтронних поляризацій.

Досліджено вплив апроксимації ХФД в координатному зображенні на подальші результати розрахунків тензорної поляризації  $t_{20}$ . Наведено порівняння значень  $t_{20}$  при  $\theta=70^\circ$ , якщо застосовувати чотири

різні апроксимації ХФД для одного й того ж NN-потенціалу Reid93. Порівнюючи отримані теоретичні значення  $t_{20}$  з експериментальними даними провідних колаборацій та оглядів, бачимо хороше узгодження для області значень імпульсів  $p=1-4 \text{ fm}^{-1}$ . У зв'язку з відсутністю експериментальних даних для поляризацій  $t_{21}$ ,  $t_{22}$ ,  $t_{10}$  і  $t_{11}$  в широкому інтервалі імпульсів є актуальним як теоретичне, так і експериментальне одержання цих величин.

У межах методу інваріантної амплітуди розраховано спінові спостережувані тензорної аналізуючої здатності  $T_{20}$  і поляризаційної передачі  $\kappa_0$  у пружному  $dp$ -розсіянні назад. Порівняно значення  $\kappa_0$  та кореляції  $\kappa_0 - T_{20}$  з експериментальними даними.

У широкому діапазоні імпульсів та кутів розсіяння  $\theta$  показано імпульсну асиметрію тензорних аналізуючих здатностей  $T_{20}$  і  $T_{22}$ , які характеризують фотонародження негативного  $\pi$ -мезона в реакції  $\gamma(d, \pi^-)pp$ . Спостережено симетрію величин  $T_{20}$  і  $T_{22}$  щодо кута  $90^\circ$ . Відношення  $R$  для векторної  $P_x$  і тензорної  $P_{xz}$  поляризацій характеризується кутовою асиметрією.

Отже, поряд з “ $A_y$ -загадкою” залишаються актуальними теоретичні та експериментальні дослідження інших поляризаційних характеристик для процесів за участю дейтрона, для яких наявна як кутова, так й імпульсна асиметрія. Отримані результати для векторної й тензорної дейтронних поляризацій  $t_{ij}(p)$  дають певну інформацію про електромагнітну структуру дейтрона і диференціальний переріз подвійного розсіяння.

**Подяки.** Автор висловлює вдячність доц., к.ф.-м.н. І. І. Гайсакові; доц., к.х.н. Г. В. Васильєвій; доц., к.ф.-м.н. Р. М. Плекану; доц., к.б.н. А. П. Осипенкові; асп. В. О. Мартишичкіну та ін. за участь у дискусії й обговоренні результатів дослідження на тематичних наукових семінарах відділення “Фізика ядра і елементарних частинок” кафедри теоретичної фізики.

- 
- [1] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
  - [2] R. Machleidt, Phys. Rev. C. **63**, 024001 (2001).
  - [3] Jr. R. V. Reid, Ann. Phys. (N. Y.) **50**, 411 (1968).
  - [4] V. I. Kukulin *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 535 (1998).
  - [5] E. R. Arriola, M. P. Valderrama, Eur. Phys. J. A **31**, 549 (2007).
  - [6] І. Гайсак, В. Жаба, Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз. **44**, 8 (2009).
  - [7] І. І. Гайсак, В. І. Жаба, Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. Фіз. **36**, 100 (2014).
  - [8] В. С. Бохінюк, В. І. Жаба, О. М. Парлаг, Наук. вісн. Ужгород. ун-ту. Сер. Фіз. **31**, 111 (2012).
  - [9] M. Garcon, J. W. van Orden, Advanc. Nucl. Phys. **26**, 293 (2001).
  - [10] S. Veerasamy, W. N. Polyzou, Phys. Rev. C **84**, 034003 (2011).
  - [11] K. Fukukawa *et al.*, Phys. Rev. C **92**, 065802 (2015).
  - [12] B. Loiseau, L. Mathelitsch, W. Plessas, Nuovo Cim. A **97**, 77 (1987).
  - [13] F. Gross, A. Stadler, Phys. Rev C **82**, 034004 (2010).
  - [14] W. Glockle *et al.*, Phys. Rep. **274**, 107 (1996).
  - [15] D. Huber, J. L. Friar, Phys. Rev. C **58**, 674 (1998).
  - [16] V. G. J. Stoks *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
  - [17] J. J. de Swart *et al.*, Few-Body Syst. Suppl. **8**, 438 (1995).
  - [18] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
  - [19] V. I. Kukulin *et al.*, J. Phys. G **27**, 1851 (2001).
  - [20] D. R. Entem, R. Machleidt, Phys. Lett. B **524**, 93 (2002).
  - [21] V. A. Knyr *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **69**, 2034 (2006).
  - [22] C. A. da Rocha *et al.*, Braz. J. Phys. **37**, 75 (2007).
  - [23] G. P. Kamuntavicius, M. Kaminskas, Cent. Eur. J. Phys. **8**, 970 (2010).
  - [24] V. P. Ladygin N. B. Ladygina, J. Phys. G **23**, 847 (1997).
  - [25] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (Wiley, New York, 1958).
  - [26] V. I. Zhaba, arXiv:nucl-th/1706.08306v1 (2017).
  - [27] A. Donnachie, Nucl. Phys. **32**, 637 (1962).

- [28] G. Bialkowski, Nuovo Cim. **32**, 1809 (1964).  
 [29] C. Burnap, J. S. Levinger, B. Siebert, Phys. Lett. B **33**, 337 (1970).  
 [30] M. Lacombe *et al.*, Phys. Lett. B **101**, 139 (1981).  
 [31] S. B. Dubovichenko, Phys. Atom. Nucl. **63**, 734 (2000).  
 [32] Yu. A. Berezhnoy, V. Yu. Korda, A.G. Gakh, In. J. Mod. Phys. E **14**, 1073 (2005).  
 [33] B. I. Жаба, Вісн. Черкас. ун-ту, Сер. фіз.-мат. науки **349**, 50 (2015).  
 [34] B. I. Жаба, Яд. фіз. енергет. **17**, 22 (2016).  
 [35] V. I. Zhaba, Mod. Phys. Lett. A **31**, 1650139 (2016).  
 [36] M. I. Levchuk *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 014004 (2006).  
 [37] E. Epelbaum *et al.*, Eur. Phys. J. A **15**, 543 (2002).  
 [38] R. Gilman, F. Gross, J. Phys. G. **28**, R37 (2002).  
 [39] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C. **83**, 061001 (2011).  
 [40] В. А. Карманов, Яд. физ. **34**, 1020 (1981).  
 [41] В. П. Ладыгин, Н. Б. Ладыгина, Яд. физ. **65**, 188 (2002).  
 [42] L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **68**, 991 (2005).  
 [43] V. I. Zhaba, Probl. Atom. Sci. Tech. **3(103)**, 154 (2016).  
 [44] V. P. Ladygin *et al.*, Phys. Lett. B **598**, 47 (2004).  
 [45] V. P. Ladygin *et al.*, arXiv:nucl-ex/0412020 (2004).  
 [46] G. Igo *et al.*, Phys. Rev. C **38**, 2777 (1988).  
 [47] G. G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35**, 717 (1972).  
 [48] D. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5053 (2000).  
 [49] T. W. Donnelly, A. S. Raskin, Ann. Phys. (N. Y.) **169**, 247 (1986).  
 [50] M. I. Haftel, L. Mathelitsch, H. F. K. Zingl, Phys. Rev. C **22**, 1285 (1980).  
 [51] A. K. A. Azzam *et al.*, Turk. J. Phys. **29**, 127 (2005).  
 [52] E. M. Darwish, M. Y. Hussein, J. Kor. Phys. Soc. **52**, 226 (2008).  
 [53] E. M. Darwish, M. Y. Hussein, B. Abu Sal, Appl. Math. Inf. Sci. **3**, 309 (2009).  
 [54] R. G. Arnold, C. E. Carlson, F. Gross, Phys. Rev. C. **23**, 363 (1981).  
 [55] R. G. Arnold, C. E. Carlson, F. Gross, Phys. Rev. C. **21**, 1426 (1980).  
 [56] V. I. Zhaba, Electron. J. Theor. Phys. **13**, 161 (2016).  
 [57] В. І. Жаба, Журн. фіз. досл. **20**, 3101 (2016).  
 [58] M. E. Schulze *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 597 (1984).  
 [59] I. The *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 173 (1991).  
 [60] M. Garcon *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2516 (1994).  
 [61] M. Kohl, Nucl. Phys. A **805**, 361 (2008).  
 [62] C. Zhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 252501 (2011).  
 [63] D. K. Hasell *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **61**, 409 (2011).  
 [64] S. Kox *et al.*, Nucl. Phys. A **684**, 521 (2001).  
 [65] M. Ferro-Luzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2630 (1996).  
 [66] M. Bouwuis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3755 (1999).  
 [67] B. Frois, Nucl. Phys. A **527**, 357 (1991).  
 [68] R. Gilman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1733 (1990).  
 [69] D. M. Nikolenko *et al.*, Nucl. Phys. A **684**, 525 (2001).  
 [70] D. M. Nikolenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 072501 (2003).  
 [71] D. M. Nikolenko *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **73**, 1322 (2010).  
 [72] С. А. Зеваков *и др.*, препринт ИЯФ 2006-024 (Новосибирск, 2006).  
 [73] B. Boden *et al.*, Z. Phys. C **49**, 175 (1991).  
 [74] D. Abbott *et al.*, Eur. Phys. J. A. **7**, 421 (2000).  
 [75] K. Hafidi, Nucl. Phys. A **663–664**, 353 (2000).  
 [76] P. Karpus, PhD thesis, (University of New Hampshire, Durham, 2005).  
 [77] M. Tanifuji, S. Ishikawa, Phys. Rev. C **57**, 2493 (1998).  
 [78] V. Punjabi *et al.*, Phys. Lett. B **350**, 178 (1995).  
 [79] A. Yu. Loginov *et al.*, arXiv:nucl-th/0407045v1 (2004).  
 [80] V. V. Burov, S. M. Dorkin, V. N. Dostovalov, Z. Phys. A **315**, 205 (1984).  
 [81] K. H. Althoff *et al.*, High Energy Spin Physics: Conf. Rep. **1**, 550 (1990).

**ANALYTICAL FORMS OF THE WAVE FUNCTION AND THE ASYMMETRY OF THE POLARIZATION CHARACTERISTICS OF THE DEUTERON**

V. I. Zhaba

*Uzhgorod National University, Department of Theoretical Physics,  
 54, Voloshyna St., Uzhgorod, UA-88000, Ukraine,  
 e-mail: viktorzh@meta.ua*

The basic analytical forms of the deuteron wave function (DWF) in a coordinate representation have been reviewed. The asymptotic behaviour of DWF near the origin of coordinates has been analyzed. New analytical forms of DWF as a product of the exponential function  $r^n$  and the sum of the exponential terms  $A_i \exp(-a_i r^3)$  are applied for the calculation of the polarization characteristics of the deuteron. Numerical calculations have been done for realistic phenomenological potential of Nijmegen groups, Reid93. In the paper, the results of the angular asymmetry for deuteron vector  $t_{10}$ ,  $t_{11}$  and tensor  $t_{20}$ ,  $t_{21}$ ,  $t_{22}$  polarizations are described. Along with the angular asymmetry, the momentum asymmetry for deuteron vector  $t_{1i}$  polarizations is described too. The influence of DWF approximation in a coordinate representation on the subsequent results of the calculations of the tensor polarization  $t_{20}$  is investigated. A comparison of values  $t_{20}$  is made at  $\theta = 70^\circ$  if to apply four different DWF approximations to the same NN-potential Reid93. When the received theoretical values  $t_{20}$  are compared with the experimental data of world collaborations and reviews, a good coordination for the area of values momentum  $p = 1 - 4 \text{ fm}^{-1}$  is observed. Using the method of invariant amplitude, spin observables in backward elastic  $dp$ -scattering-tensor analyzing power  $T_{20}$  and polarization transfer  $\kappa_0$  have been calculated. The values of  $\kappa_0$  and correlation  $\kappa_0 - T_{20}$  are compared with experimental data. In a wide range of momentums  $p$  and scattering angles  $\theta$ , the asymmetry for the tensor analyzing power  $T_{20}$  and  $T_{22}$  has been presented, which characterizes the photoproduction of negative  $\pi$ -meson from deuteron in reaction  $\gamma(d, \pi^-)pp$ . A symmetry of values  $T_{20}$  and  $T_{22}$  concerning a  $90^\circ$  angle is observed. The ratio  $R$  for the vector  $P_x$  and tensor  $P_{xz}$  polarizations is

characterized by angular asymmetry. So, along with the “ $A_y$  puzzle”, it is reasonable to carry out further theoretical and experimental research into other polarization characteristics of the processes with deuteron participation, for which there is both angular and momentum asymmetry. The obtained results of the deuteron vector and tensor polarizations  $t_{ij}(p)$  give some information about the electromagnetic structure of the deuteron and the differential cross section of double scattering.