

В.І. ЖАБА

Ужгородський національний університет

(Вул. 54, Волошина, Ужгород 88000; e-mail: viktorzh@meta.ua)

## АПРОКСИМАЦІЯ ХВИЛЬОВОЇ ФУНКЦІЇ ТА ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕЙТРОНА ДЛЯ ПОТЕНЦІАЛІВ НЕЙМЕГЕНСЬКОЇ ГРУПИ

УДК 539.12.01

*Чисельно розраховані коефіцієнти аналітичних форм для хвильової функції дейтрона в координатному представленні для потенціалів Неймегенської групи. Отримані хвильові функції не містять надлишкових вузлів. Розраховані параметри дейтрона добре узгоджуються з експериментальними і теоретичними даними. Розраховані по хвильових функціях поляризаційні характеристики  $T_{20}$  і  $A_{yy}$ , співрозмірні з раніше опублікованими.*

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

### 1. Вступ

Дейтрон є найпростішим ядром, яке складається з двох сильно взаємодіючих частинок (протона і нейтрона). Простота будови дейтрона робить його зручною лабораторією для вивчення нуклон-нуклонних сил. На даний час дейтрон добре вивчений як експериментально, так і теоретично.

Розрахунки статичних характеристик дейтрона (енергія зв'язку, магнітний момент, електричний квадрупольний момент та ін.) добре узгоджуються з експериментальними даними [1]. Але, незважаючи на це, існують певні теоретичні неузгодженості. Наприклад, в деяких теоретичних роботах [2] одна (Боннський потенціал) або обидві (Московський потенціал) [3] компоненти хвильової функції мають вузли поблизу початку координат. Така поведінка хвильової функції суперечить загальній математичній теоремі про число вузлів власних функцій крайових задач [4]. Основному стану системи відповідає функція без вузлів у середині інтервалу крайової задачі. Наявність вузлів у хвильових функціях основного і єдиного стану дейтрона може вказувати на існування певних неузгодженостей в реалізації чисельних алгоритмів,

які застосовуються у подібних задачах. У роботі [5] показано, що асимптотика компонент розв'язку системи рівнянь вже не визначається одним орбітальним моментом  $L$ , як у випадку з розв'язками одиночного рівняння Шредінгера, а зумовлюється повним орбітальним моментом  $J$  і асимптотичною поведінкою тензорного потенціалу на малих відстанях, який забезпечує зв'язування рівнянь Шредінгера в систему. Вплив вибору чисельних алгоритмів на розв'язки задачі наведено в роботах [5–7].

Такі потенціали нуклон-нуклонної взаємодії, як Боннський [2], Московський [3], потенціали Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93 [8]), Argonne v18 [9] чи Паризький потенціал [10] мають досить непросту структуру і громіздкий запис. Оригінальний потенціал Рейда Reid68 був параметризований на основі фазового аналізу Неймегенською групою і отримав назву Reid93. Параметризація була проведена для 50 параметрів потенціалу, причому  $\chi^2/N_{\text{data}} = 1,03$  [8].

Крім того, хвильова функція дейтрона може бути представлена таблично: через відповідні масиви значень радіальних хвильових функцій. Іноді при чисельних розрахунках оперувати такими масивами чисел доволі складно. І текст програм для

чисельних розрахунків перевантажений. Тому є доцільним отримання більш простих аналітичних форм представлення хвильових функцій дейтрона.

Таблиця 1. Коefіцієнти аналітичної форми (1) для потенціалу NijmI

$i$	$A_i$	$a_i$	$B_i$	$b_i$
1	-0,5985755	1,2486288	0,1341184	1,9583386
2	0,0719881	0,0906381	0,0178965	0,7636754
3	0,0638354	0,0909362	0,0472457	0,8111266
4	0,4978059	5,8301436	-0,0139045	1,4014708
5	-0,4845549	7,2874431	-0,0139327	0,7102277
6	0,0644466	0,0908163	-0,0144313	1,4089862
7	0,1226875	0,0288025	0,0528106	0,8135834
8	0,3600914	8,5601832	-0,0137620	1,3980507
9	-0,4845549	7,2874431	0,0239859	0,1663082
10	0,0742084	0,0101564	0,0002893	0,0170395
11	0,1095527	0,0273786	0,0435291	0,7991969
12	0,3600914	8,5601832	-0,3830299	3,1380815
13	-0,4845549	7,2874431	0,0043372	0,0603978
14	0,0735584	0,0101562	0,0141490	0,7841558
15	0,0291958	0,0039399	0,0664880	0,3772602
16	0,3600914	8,5601832	0,1219109	1,9261182
17	-0,1282627	20,4355213	-0,0144508	1,3816406

Таблиця 2. Коefіцієнти аналітичної форми (1) для потенціалу NijmII

$i$	$A_i$	$a_i$	$B_i$	$b_i$
1	-0,0278778	1,6021971	0,0004746	0,0792755
2	0,0589271	0,1092446	0,1662781	0,3393720
3	0,0426398	0,0045215	0,1148787	0,3375295
4	0,6597067	4,9769248	0,1129263	0,0202313
5	-0,4068244	1,1886875	-0,1309857	0,5165437
6	0,0716066	0,0389344	0,1866132	0,3393763
7	0,1108224	0,0106422	-0,1191002	0,3391629
8	0,3002277	1,3102922	-0,1408905	0,4176138
9	-0,4068244	1,1886875	-0,1433174	0,5206460
10	0,1093643	0,0180780	0,1866614	0,4180024
11	0,1245369	0,0389761	-0,1656813	0,4172884
12	0,3002277	1,3102922	-0,1245236	0,4172083
13	-0,4068244	1,1886875	-0,1694870	0,5206702
14	0,0516403	0,1092001	0,2488424	0,4164459
15	0,0473036	0,1082425	0,0004746	0,4178253
16	0,3002277	1,3102922	0,1662781	0,4163094
17	-0,9274669	3,3417195	0,1148787	0,4852219

## 2. Аналітична форма хвильової функції дейтрона

Відомі чисельні значення радіальної хвильової функції дейтрона в координатному представленні можна апроксимувати за допомогою зручних розкладів [11] в аналітичній формі:

$$\begin{cases} u_a(r) = \sum_{i=1}^{N_a} A_i \exp(-a_i r^2), \\ w_a(r) = r^2 \sum_{i=1}^{N_a} B_i \exp(-b_i r^2), \end{cases} \quad (1)$$

або асиметричного подвійного сигмоїдала [7]:

$$R_l = C_0 + C_1 \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{r - C_2 + C_3/2}{C_4}\right)} \times \left(1 - \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{r - C_2 - C_3/2}{C_5}\right)}\right). \quad (2)$$

В (2) параметр  $C_0$  не завжди є додатним числом, тому виникає надлишковий вузол.

Незважаючи на громіздкі і довготривалі розрахунки і мінімізації  $\chi^2$  (до величини менших за  $10^{-4}$ ), доводилося апроксимувати чисельні значення хвильових функцій дейтрона для потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93 [12, 13]), масиви чисел яких становили по  $839 \times 4$  значень в інтервалі  $r = 0-25$  фм. Значення отриманих коefіцієнтів розкладу  $A_i, a_i, B_i, b_i$  згідно з формул (1) приведено в табл. 1-3 ( $N_a = 17$ ). У роботі [11] значення  $N_a = 13$ .

Крім (1), є одна аналітична форма хвильової функції дейтрона [2, 10, 14]:

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

де  $m_j = \beta + (j - 1)m_0$ ,  $\beta = \sqrt{ME_d}$ ,  $m_0 = 0,9$  фм $^{-1}$ .  $M$  – нуклонна маса,  $E_d$  – енергія зв'язку дейтрона.

Асимптотики хвильової функції дейтрона на  $r \rightarrow \infty$ :

$$u(r) \sim A_S \exp(-\beta r),$$

$$w(r) \sim A_D \exp(-\beta r) \left[1 + \frac{3}{\beta r} + \frac{3}{(\beta r)^2}\right],$$

де  $A_S$  і  $A_D$  – асимптотики нормування  $S$ - і  $D$ -станів.

Коефіцієнти аналітичної форми (3) при  $N_b > 11$  визначаються по формулах [14]:

$$\sum_{j=1}^{N_b} C_j = 0, \quad \sum_{j=1}^{N_b} D_j = \sum_{j=1}^{N_b} D_j m_j^2 = \sum_{j=1}^{N_b} \frac{D_j}{m_j^2} = 0. \quad (4)$$

Точність параметризації (1) характеризується величинами

$$I_S = \left( \int_0^\infty [u(r) - u_a(r)]^2 dr \right)^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{-4},$$

$$I_D = \left( \int_0^\infty [w(r) - w_a(r)]^2 dr \right)^{1/2} = 1,7 \cdot 10^{-4}.$$

Пошук коефіцієнтів аналітичної форми (3) був здійснений для Боннського і Паризького потенціалів (див. [2] і [10] відповідно), причому  $N_b = 11$ .

Розраховані радіальні хвильові функції дейтрона  $u(r)$  і  $w(r)$  по аналітичних формах (1) в конфігураційному представленні не містять надлишкових вузлів. На рис. 1 і 2 вказано поведінку хвильових

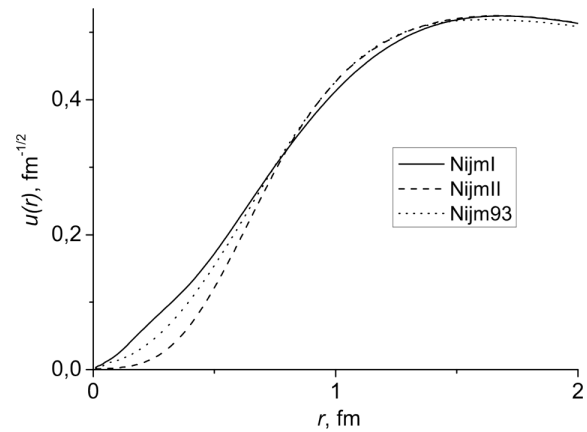


Рис. 1. Хвильова функція дейтрона  $u(r)$

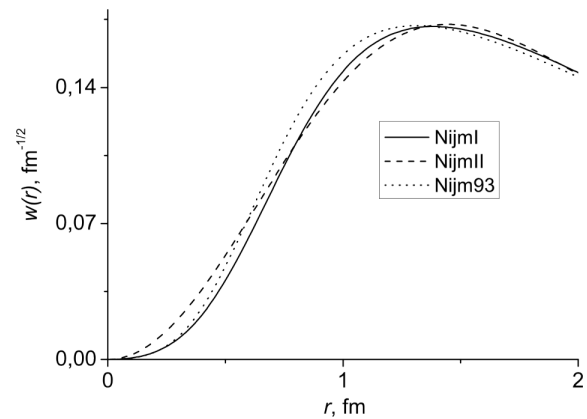


Рис. 2. Хвильова функція дейтрона  $w(r)$

Таблиця 3. Коефіцієнти аналітичної форми (1) для потенціалу Nijm93

$i$	$A_i$	$a_i$	$B_i$	$b_i$
1	-0,8525983	1,8425206	0,0007130	0,0281536
2	0,0348329	0,0042124	0,0410172	0,4153763
3	0,0910268	0,0769507	0,0410173	0,4153765
4	0,8599717	2,6359631	0,0087985	1,6922442
5	-0,3003584	0,7363712	0,0493539	0,9800333
6	0,0048787	0,1298680	0,0099698	0,8098339
7	0,1605685	0,3899728	-0,0028394	0,8482049
8	0,4708801	1,1261553	0,0177657	1,7152607
9	-0,3003584	0,7363712	0,0493539	0,9800333
10	0,1142999	0,0341238	0,0053267	0,0738306
11	0,0871801	0,0906278	0,0099695	0,8098346
12	0,4708801	1,1261553	0,1264523	2,4340326
13	-0,3003584	0,7363712	0,0493539	0,9800333
14	0,1210117	0,0234265	0,0254155	0,1787281
15	0,1390945	0,0104395	0,0000441	0,0095141
16	0,4708801	1,1261553	0,0177657	1,7152607
17	-1,2640547	1,8246238	-0,3900541	4,0909729

вих функцій дейтрона біля початку координат. Отримані хвильові функції дейтрона добре корелюють із даними роботи [13].

### 3. Параметри дейтрона

Якщо відомі хвильові функції (1) дейтрона в координатному представленні, тоді можна розрахувати параметри дейтрона [2, 6]:

- радіус дейтрона  $r_d$ :

$$r_d = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^\infty r^2 [u^2(r) + w^2(r)] dr \right\}^{1/2};$$

- електричний квадрупольний момент  $Q_d$ :

$$Q_d = \frac{1}{20} \int_0^\infty r^2 w(r) [\sqrt{8}u(r) - w(r)] dr;$$

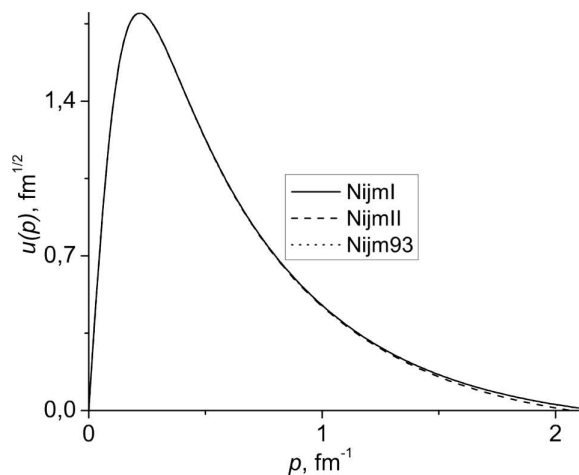


Рис. 3. Хвильова функція дейтрона  $u(p)$

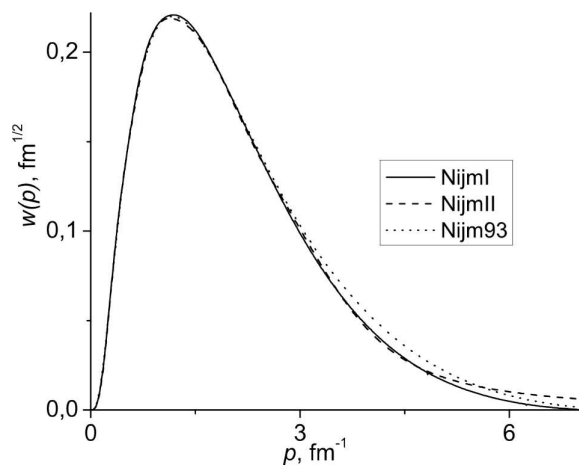


Рис. 4. Хвильова функція дейтрона  $w(p)$

- магнітний момент:

$$\mu_d = \mu_s - \frac{3}{2} \left( \mu_s - \frac{1}{2} \right) P_D;$$

- внесок  $D$ -стану:

$$P_D = \int_0^\infty w^2(r) dr;$$

- асимптотика  $D/S$ - стану:

$$\eta = A_D/A_S.$$

Розраховані параметри дейтрона наведено в табл. 4. Їх позначено як (1). Вони добре узгоджую-

ться з експериментальними результатами [1] і теоретичними даними, отриманими в оригінальній роботі [8] для цих же потенціалів.

#### 4. Поляризаційні характеристики дейтрона

По отриманих хвильових функціях (1) доцільними є розрахунки поляризаційних характеристик дейтрона [15].

Вимірювання поляризаційних характеристик реакції фрагментації дейтрона  $A(d, p)X$  при проміжкових і високих енергіях залишається одним з основних інструментів для дослідження структури дейтрона. У рамках імпульсного представлення імпульсна залежність компонента тензора чутливості до поляризації дейтронів  $T_{20}$  повністю визначається хвильовою функцією, яка залежить тільки від імпульсу  $p$  [16]:

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{2}u(p)w(p) - w(p)^2}{u(p)^2 + w(p)^2}, \quad (5)$$

де  $u(p)$  і  $w(p)$  – хвильові функції дейтрона в імпульсному представленні, які отримують з  $u(r)$  і  $w(r)$  за допомогою перетворення Ханкеля:

$$u(p) = \int_0^\infty u(r)j_0(pr)dr;$$

$$w(p) = \int_0^\infty w(r)j_2(pr)dr,$$

де  $j_0(pr)$  і  $j_2(pr)$  – функції Бесселя нульового і другого порядку. Тут  $u(r)$  і  $w(r)$  представлені у вигляді аналітичної форми (1).

Розраховані хвильові функції дейтрона в імпульсному представленні наведено на рис. 3 і 4. В області малих імпульсів форма компоненти  $u(p)$  дещо

Таблиця 4. Параметри дейтрона

Потенціал	$P_D$ , %	$r_m$ , фм	$Q_d$ , фм <sup>2</sup>	$\eta$
Nijm I (1)	5,66388	1,9664	0,271371	0,0272395
Nijm I [8]	5,664	1,967	0,2719	0,0253
Nijm II (1)	5,62951	1,96747	0,269724	0,0274549
Nijm II [8]	5,635	1,968	0,2707	0,0252
Nijm 93 (1)	5,75307	1,96583	0,270526	0,0252098
Nijm 93 [8]	5,755	1,966	0,2706	0,0252

відрізняється від значень, приведених в [12]. Очевидно, що це пов'язано з методом отримання  $u(p)$  або з вибором чисельного алгоритму.

Формула для  $T_{20}$  така сама, як і в моделі однонуклонного обміну [16], а також і в роботі [17].

Експериментально компонента  $T_{20}$  визначається через перерізи, що відповідають проекціям спіну  $(+, 0, -1)$  початкового дейтрона на вісь [16]:

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

Розрахована по формулі (5) величина  $T_{20}$  (рис. 5) для потенціалів Неймегенської групи добре корелює з результатами роботи [18].

Крім компоненти тензора чутливості до поляризації дейтронів  $T_{20}$ , хвильовою функцією дейтрона в імпульсному представленні визначається поляризаційна передача  $K_0$  (рис. 6):

$$K_0 = \frac{u(p)^2 - w(p)^2 - u(p)w(p)/\sqrt{2}}{u(p)^2 + w(p)^2}. \quad (6)$$

Експериментально саму величину тензорної аналізуючої здатності  $A_{yy}$  отримують з чисел протонів  $n^+$ ,  $n^-$  і  $n^0$ , зареєстрованих для різних мод поляризації пучка після поправки на мертвий час установки за допомогою виразу [19]:

$$A_{yy} = 2 \frac{p_z^-(n^+/n^0 - 1) - p_z^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}. \quad (7)$$

Тензорна аналізуюча здатність  $A_{yy}$  в імпульсному представленні теоретично розраховується по такій формулі [15]:

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

де  $T_{ij}(p/2)$  – амплітуди, які визначаються за допомогою хвильових функцій  $u(r)$  і  $w(r)$  таким чином:

$$\begin{aligned} T_{00} &= S_0(p/2) + \sqrt{2}S_2(p/2), \\ T_{11} &= S_0(p/2) - \frac{1}{\sqrt{2}}S_2(p/2), \\ T_{10} &= \frac{i}{\sqrt{2}} \int_0^\infty \left(u^2(r) - \frac{w^2(r)}{2}\right) j_0(rp/2) dr + \\ &+ \frac{i}{2} \int_0^\infty w(r) \left(u(r) + \frac{w(r)}{\sqrt{2}}\right) j_2(rp/2) dr. \end{aligned} \quad (9)$$

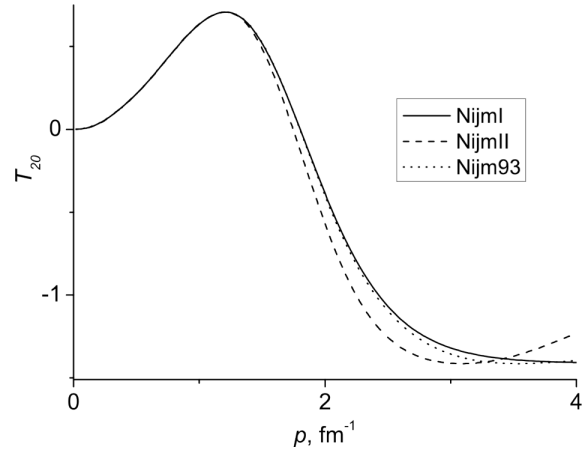


Рис. 5. Компонента тензора чутливості до поляризації дейтронів  $T_{20}$

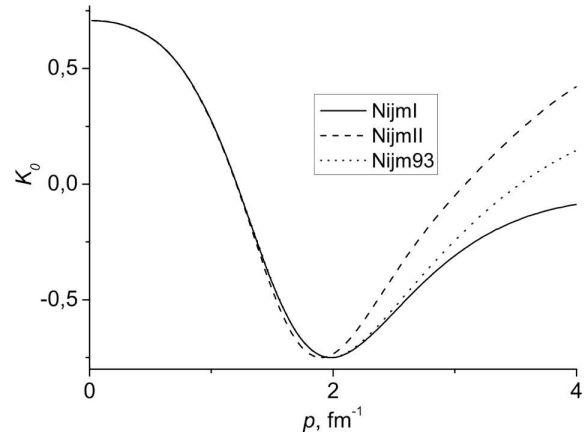


Рис. 6. Поляризаційна передача  $K_0$

Тут  $S_0$  і  $S_2$  – сферичний і квадрупольний форм-фактори дейтрона:

$$\begin{aligned} S_0(p/2) &= \int_0^\infty (u^2(r) + w^2(r)) j_0(rp/2) dr, \\ S_2(p/2) &= \int_0^\infty 2w(r) \left(u(r) - \frac{1}{2\sqrt{2}}w(r)\right) j_2(rp/2) dr. \end{aligned} \quad (10)$$

У формулі (8) введений параметр  $P = 0,4p$ . Розрахована величина  $A_{yy}$  (рис. 7) для потенціалів Неймегенської групи співрозмірна з результатами [20] для Боннського потенціалу.

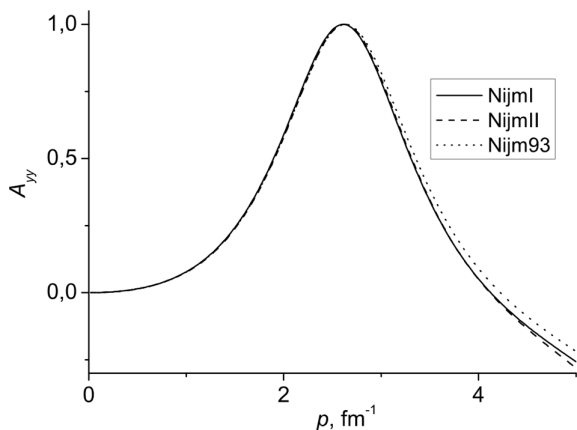


Рис. 7. Тензорна аналізуюча здатність  $A_{yy}$

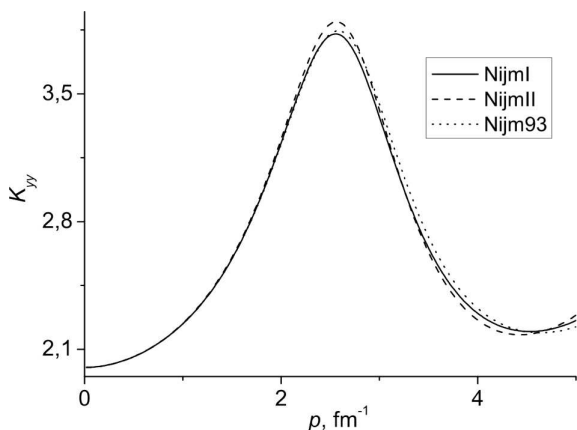


Рис. 8. Тензор-тензорна передача поляризації  $K_{yy}$

Тензор-тензорна передача поляризації  $K_{yy}$  (рис. 8) [14]:

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

Слід відзначити, що величини поляризаційних характеристик  $T_{20}$  і  $A_{yy}$  для потенціалів Неймегенської групи в даній роботі майже збігаються зі значеннями цих характеристик для потенціалу Reid93 при їх визначенні в роботі [6], де хвильові функції дейтрона в координатному та імпульсному представленнях також не містять надлишкових вузлів. Відхилення становлять 1–2% для проміжку великих значень імпульсу.

## 5. Висновки

Чисельно розраховано коефіцієнти апроксимаційних залежностей в аналітичній формі для чисель-

них значень хвильової функції дейтрона в координатному представленні для реалістичних феноменологічних потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93). Отримані по цих формах хвильові функції не містять надлишкових вузлів.

Використовуючи хвильові функції дейтрона в координатному та імпульсному представленнях, розраховано параметри дейтрона та компоненту тензора чутливості до поляризації дейтронів  $T_{20}$ , поляризаційну передачу  $K_0$ , тензорну аналізуючу здатність  $A_{yy}$  і тензор-тензорну передачу поляризації  $K_{yy}$ . Порівнюються отримані результати з опублікованими експериментальними і теоретичними результатами.

1. R. Machleidt. The nuclear force in the third millennium. *Nucl. Phys. A* **689**, 11 (2001) [DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00814-4].
2. R. Machleidt. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential. *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001) [DOI: 10.1103/PhysRevC.63.024001].
3. V.I. Kukulin *et al.* Moscow-type NN potentials and three-nucleon bound states. *Phys. Rev. C* **57**, 535 (1998) [DOI: 10.1103/PhysRevC.57.535].
4. R. Courant, D. Hilbert. *Methods of Mathematical Physics*. (Interscience, 1953) [ISBN: 10:047017952X].
5. І. Гайсак, В. Жаба. Про вузли хвильової функції дейтрона. *Вісник Львів. ун-ту: Серія фізична* **44**, 8 (2009).
6. І.І. Гайсак, В.І. Жаба. Дейтрон: хвильова функція і параметри. *Науковий вісник Ужгород. ун-ту. Серія Фізика* **36**, 100 (2014).
7. В.С. Бохінюк, В.І. Жаба, О.М. Парлаг. До питання про енергетичну залежність перерізу реакції  $(\gamma, \gamma')$ . *Науковий вісник Ужгород. ун-ту. Серія Фізика* **31**, 111 (2012).
8. V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, J.J. de Swart. Construction of high-quality NN potential models. *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994) [DOI: 10.1103/PhysRevC.49.2950].
9. R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, R. Schiavilla. Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. *Phys. Rev. C* **51**, 38 (1995) [DOI: 10.1103/PhysRevC.51.38].
10. M. Lacombe *et al.* Parametrization of the deuteron wave function of the Paris NN potential. *Phys. Lett. B* **101**, 139 (1981) [DOI: 10.1016/0370-2693(81)90659-6].
11. С.Б. Дубовиченко. *Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели* (Данекер, 2004) [ISBN: 9965-638-390-X].
12. NN-OnLine. Deuteron wavefunctions. <http://nn-online.org/NN/nn.php?page=deuteronwavefunctions-table>.
13. J.J. de Swart, R.A.M.M. Klomp, M.C.M. Rentmeester, Th.A. Rijken. The Nijmegen Potentials. *Few-Body Syst. Suppl.* **8**, 438 (1995) [DOI: 10.1007/978-3-7091-9427-0\_65].

14. A.F. Krutov, V.E. Troitsky. Parametrization of the deuteron wave function obtained within a dispersion approach. *Phys. Rev. C* **76**, 017001 (2007) [DOI: 10.1103/PhysRevC.76.017001].
15. В.П. Ладыгин, Н.Б. Ладыгина. Поляризационные эффекты в неупругом рассеянии дейтронов (d,d')X в области возбуждения барионных резонансов. *ЯФ* **65**, 188 (2002).
16. В.А. Карманов. Поляризационные явления в упругом рd-рассеянии назад при энергии в области 1 ГэВ. *ЯФ* **34**, 1020 (1981).
17. S.S. Vasan. Deuteron Spin Alignment in High-Energy Elastic Proton-Deuteron Backscattering. *Phys. Rev. D* **8**, 4092 (1973) [DOI: 10.1103/PhysRevD.8.4092].
18. V.P. Ladygin *et al.* Measurement of the tensor analyzing power  $T_{20}$  in the  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n$  and  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p$  at intermediate energies and at zero degree. *Phys. Lett. B* **598**, 47 (2004) [DOI: 10.1016/j.physletb.2004.08.002].
19. L.S. Azhgirey *et al.* Measurement of the tensor  $A_{yy}$  and vector  $A_y$  analyzing powers of the deuteron inelastic scattering of beryllium at 5.0 GeV/c and 178 mrad. *Phys. Atom. Nucl.* **68**, 991 (2005) [DOI: 10.1134/1.1954825].
20. V.P. Ladygin, L.S. Azhgirey, S.V. Afanasiev *et al.* e-print arXiv:nucl-ex/0412020 (2004). V.P. Ladygin *et al.* Tensor  $A_{yy}$  and vector  $A_y$  analyzing powers of the (d,p) and (d,d) reactions at 5 GeV/c and 178 MR, arXiv:nucl-ex/0412020.

Одержано 19.08.15

V.I. Zhaba

APPROXIMATION OF THE DEUTERON  
WAVE FUNCTION WITH THE USE OF NIJMEGEN  
POTENTIALS AND DEUTERON  
POLARIZATION CHARACTERISTICS

## S u m m a r y

The coefficients of analytic forms for the deuteron wave function in the configuration representation for Nijmegen potentials have been calculated numerically. The obtained wave functions do not contain redundant nodes. The calculated parameters of a deuteron agree well with experimental and theoretical data. The polarization characteristics  $T_{20}$  and  $A_{yy}$  calculated with the use of the obtained wave functions are comparable with earlier results.