ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ СПАРЮВАННЯ НУКЛОНІВ ПАРНО-ПАРНИХ ЯДЕР В АДІАБАТИЧНОМУ НАБЛИЖЕННІ

Плекан Руслан
Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики
вул. Капітульна, 9а, Ужгород 88000, Україна, e-mail: plekanr@univ.uzhgorod.ua

Резюме
У даній роботі пропонується парні кореляції між нуклонами враховувати в адіабатичному підході в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра, в якій парно-парне ядро розглядається як система, що складається із відповідного остова і двох валентних нуклонів, які рухаються в статичному полі остова. В основі запропонованої моделі лежить припущення про відокремлення руху валентних нуклонів на швидкий рух по кутових змінних і адіабатичний (повільний) рух нуклонів вздовж гіперрадіусу R. Ефективність запропонованої моделі ілюструється на прикладі чисельних розрахунків енергетичного спектру дводіркових збуджених станів парно-парних ядер. Досліджено також внески у спектри ядер енергії спарювання, обумовленої залишковою взаємодією тотожних валентних нуклонів.

Abstrakt
In the present work, we suggest to consider the pairing correlations between the nucleons in the adiabatic approach within the framework of the adiabatic three-particle model of nucleus. In this model, the even-even nucleus is considered as a system consisting of relevant core and two valence nucleons, which move in the static core field. This model is based on the assumption of separation of the valence nucleon motion into the fast motion in angular variables, and the adiabatic (slow) motion of nucleons along the hyperradius R. The efficiency of proposed model is illustrated by the example of the numerical calculations of the energy spectra of two-hole excited states of even-even nuclei. The contributions of the pairing energy, conditioned by residual interaction of identical valence nucleons, to spectra of those nuclei are explored.

1 Вступ

Труднощі математичного характеру, які виникають при розв'язку багаточастинкового рівняння Шредінгера для стаціонарних станів атомних ядер, змушують до пошуку різноманітних наближених методів і модельних підходів його розв'язання. Найбільш відомі з них: метод Хартрі-Фока [1], метод оболонок [2], метод метод К-гармонік [3], сильного зв'язку каналів [4], метод рівнянь Фаддєєва [5], варіаційний підхід [6] та інші. Кожний з перерахованих методів має свої характерні особливості. Загальним для всіх вище перерахованих методів є використання розкладу повної хвильової функції ядра по власним функціям деякого оператора, який, як правило, є частиною повного гамільтоніана. Таке виділення гамільтоніана підсистеми спрощує розв’язок багатонуклонної задачі і зводить її в кінцевому рахунку до розв’язку однонуклонної задачі.

Однак, врахування ефектів спарювання нуклонів, обумовлених залишковою взаємодією нуклонів одного сорту, які відіграють важливу роль у формуванні збуджених станів парно-парних ядер і проявляються, зокрема, у наявності щілини у енергетичних спектрах збуджених станів парно-парних ядер та її відсутності у спектрах непарних і непарно-непарних ядер, призводить до гострої необхідності мати методи розрахунку хвильових функцій та енергетичного спектру стаціонарних станів парно-парних ядер, які виходять за рамки однонуклонних наближень типу Хартрі-Фока.

Іншими словами, виникає необхідність у теоретичному описі двонуклонних зв'язаних станів ядра.

До дослідження двонуклонних стаціонарних станів ядра спонукають також і наступні причини. По-перше, відомо, що положення максимуму гігантського дипольного резонансу визначається однонуклонними збудженнями в ядрі, однак ширина гігантського дипольного резонансу визначається двонуклонними збудженнями. По-друге, до сих пір не отримало належного теоретичного обґрунтування питання про детальну структуру нейтронного гало, наявність якого експериментально встановлено у ряді легких ядер $^{6}\mathrm{He}$, $^{11}\mathrm{Li}$, $^{14}\mathrm{Be}$. По-третє, відомо, що парні кореляції нуклонів одного сорту призводять до існування надплинних станів ядер. Першим на можливість надплинності ядерної матерії вказав Боголюбов [7]. Найбільш послідовно парні кореляції нуклонів одного сорту враховуються в надплинній моделі ядра [8, 9] на основі формалізму вторинного квантування.

Парні кореляції між тотожними нуклонами запропоновано враховувати в потенціальному підході в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра [10-13], в якій парно-парне сферичне (або деформоване) ядро розглядається як система, що складається із відповідного остова і двох валентних нуклонів. В основі запропонованої моделі лежить припущення про розділення руху ядра у просторі R^6 на швидкий рух по кутових змінних на гіперсфері $S^5(\Omega)$ і адіабатичний (повільний) вздовж гіперрадіусу R та введення зручного для опису поняття потенціального терму нуклонів ядра $U_\mu(R)$.

2 Опис спектру двонуклонних станів в рамках адіабатичної тричастинкової моделі

Опис ядра $^{A}_{Z}\mathrm{X}$ з двома валентними нуклонами в адіабатичній тричастинковій моделі проводиться в термінах колективних змінних, роль яких відіграють гіперрадіус R і гіперкут α

$$R = (r_1{}^2 + r_2{}^2)^{1/2},\ \alpha = \mathrm{arctg}(r_2 / r_1) \ (1)$$

та звичайні сферичні кути $\hat{r}_i = \{\varphi_i, \theta_i\}$ ($i = 1{,}2$) валетних нуклонів.

Хвильова функція ядра $^{A}_{Z}\mathrm{X}$ представляється у вигляді добутку хвильової функції $^{A-2}\Psi(\xi)$ відповідного парно-парного остова та хвильової функції $\Psi(r_1, r_2)$ валентних нуклонів, тобто у вигляді

$$^{A}\Psi(\xi, r_1, r_2) = {}^{A-2}\Psi(\xi)\Psi(r_1, r_2)\,. \ (2)$$

Для сферичного ядра $^{A}_{Z}\mathrm{X}$ ефективне середнє поле моделюється статичним сферично-симетричним потенціалом Вудса-Саксона

$$U_i(r_i) = -V_0\left(1 \pm 0.63\frac{N-Z}{A}\right)\left(1+\exp\left(\frac{r_i - R_0}{a_0}\right)\right)^{-1} + V_k,\ (3)$$

де "±" у формулі (3): "+" – відповідно для протона, "–" – для нейтрона; $R_0 = r_0 A^{1/3}$, V_k - потенціал кулонівської взаємодії.

Спін-орбітальна взаємодія *i*-ого нуклона має вигляд

$$V_{l_i s_i}(r_i) = W_i(r_i)(\vec{l}_i, \vec{s}_i),\ W_i(r_i) = -\chi\frac{1}{r_i}\frac{\partial U_i(r_i)}{\partial r_i},\ (4)$$

а залишкова взаємодія валентних нуклонів між собою моделюється у вигляді

$$V_{\text{зал}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -4\pi V_{12}[1 - g\rho(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2})]\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2).\ (5)$$

Відносний внесок відштовхування нуклонів на малих відстанях визначається константою $g > 0$. Такий вибір залишкової взаємодії спрощує надалі алгоритм розрахунку енергетичного спектру, бо дозволяє в явному аналітичному вигляді обчислити її матричні елементи і в той же час, мабуть, не спотворює реальної ситуації, хоча в майбутньому можна буде розглянути і більш реалістичні моделі взаємодії.

Отже, в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра потенціальна енергія $V(R,\Omega)$ розглядуваного ядра в термінах колективних змінних (1) має вигляд

$$V(R,\Omega)=U_1(R\cos\alpha)+W_1(R\cos\alpha)(\vec{l}_1,\vec{s}_1)+U_2(R\sin\alpha)+W_2(R\sin\alpha)(\vec{l}_2,\vec{s}_2)+V_{\text{зал}}+V_k. \quad (6)$$

Як показано в роботах [10-13], задача на знаходження енергетичного спектру сферичних атомних ядер в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра зводиться до розв'язання наступних двох послідовних задач. По-перше, до задачі знаходження адіабатичних потенціальних термів нуклонів ядра $U_\mu(R)$ та відповідних базисних функцій $\Phi_\mu(R,\Omega)$ шляхом чисельного розв'язку системи диференціальних рівнянь по змінній α

$$\left[\frac{d^2}{d\alpha^2}-\frac{l_1(l_1+1)}{\cos^2\alpha}-\frac{l_2(l_2+1)}{\sin^2\alpha}+U_\mu(R)\right]\varphi^{(\mu)}_{j_1j_2l_1l_2}(R,\alpha)+R^2\sum_{j_1'j_2'l_1'l_2'}V^{j_1j_2l_1l_2}_{j_1'j_2'l_1'l_2'}(R,\alpha)\varphi^{(\mu)}_{j_1'j_2'l_1'l_2'}(R,\alpha)=0, \quad (7)$$

для коефіцієнтів

$$\varphi^{(\mu)}_{j_1j_2l_1l_2}(R,\alpha)=\sin\alpha\cos\alpha\,\Phi^{(\mu)}_{j_1j_2l_1l_2}(R,\alpha). \quad (8)$$

Система (7) доповнюється відповідними граничними умовами, які забезпечують обмеженість функції $\varphi_\mu(R,\alpha)$ в нулі і виконання принципу Паулі.

Розклад повної хвильової функції системи $\Psi(R,\Omega)$ за гіперсферичним адіабатичним базисом $\{\Phi_\mu(R,\Omega)\}$ [10-13] має вигляд

$$\Psi(R,\Omega)=R^{-5/2}\sum_\mu F_\mu(R)\Phi_\mu(R,\Omega). \quad (9)$$

По-друге, до задачі знаходження радіальних функцій $F_\mu(R)$ та енергетичного спектру E стаціонарних станів нуклонів на основі чисельного розв'язку системи диференціальних рівнянь по змінній R

$$\left\{-\frac{d^2}{dR^2}-\frac{1}{4R^2}+U_\mu(R)-2E\right\}F_\mu(R)+\sum_{\mu'}H_{\mu\mu'}(R)F_{\mu'}(R)+Q_{\mu\mu'}(R)\frac{d}{dR}F_{\mu'}(R)++\frac{d}{dR}\left[Q_{\mu\mu'}(R)F_{\mu'}(R)\right]\Bigg\}=0. \quad (10)$$

Радіальні функції $F_\mu(R)$ задовольняють граничні умови обмеженості в нулі та на нескінченності.

Адіабатичне наближення, якому відповідає збереження в розкладі (9) тільки одного члена і відповідно тільки діагональних матричних елементів, зводить систему (10) до одного рівняння. Методика знаходження енергетичного спектру та відповідних хвильових функцій для деформованих ядер приведена в [12, 13].

3 Чисельні розрахунки енергетичного спектру дводіркових станів парно-парних ядер

У рамках адіабатичної тричастинкової моделі приведемо нижче основні моменти чисельного розрахунку енергетичного спектру та відповідних енергій спарювання валентних нуклонів на прикладі детального розрахунку дводіркових збуджених станів парно-парних ядер ^{36}Ar, ^{46}Ca, ^{48}Ti, ^{50}Cr, ^{52}Fe, у яких до заповнення зовнішніх оболонок не вистачає двох тотожних нейтронів.

Внаслідок принципу Паулі в парно-парних ядрах стани двох валентних нуклонів одного сорту, які знаходяться на конфігураційному рівні з моментом $j>1/2$ або дві дірки, які виникають при видаленні двох нуклонів з j-рівня заповненої оболонки, завжди мають при jj-зв'язку ціле парне значення сумарного моменту (спіну), причому максимальне значення спіну пари нуклонів (дірок) рівне $2j-1$. Отож сумарний спін першого збудженого стану двох нуклонів, які рухаються в полі парно-парного остова ядра, рівний 2^{+}. Енергія зв'язку таких квадрупольних $J=2^{+}$ пар нуклонів менша за енергію зв'язку монопольних ядер з $J=0^{+}$, які відповідальні за формування основного стану ядра, однак вона є достатньою для розгляду таких квадрупольних пар в якості стійких утворень.

Діркові стани $(j)^{2}$ можна описувати як стани конфігурації $(j)^{(2j+1)-2}$, що містить $2j-1$ нуклонів, кутовий момент кожного з яких рівний j. Матричні елементи діркових станів зв'язані певним чином з матричними елементами відповідних нуклонних станів, а спектр збуджених станів буде один і той самий [14] для $(j)^{n}$ конфігурації дірок і $(j)^{(2j+1)-n}$ конфігурації нуклонів.

Для спрощення розрахунків сильну взаємодію валентних нуклонів з остовом ядра моделюємо сферично-симетричним потенціалом Вудса-Саксона, залишкову взаємодію – потенціалом нульового радусу дії у вигляді контактної дельта-взаємодії.

Розрахунки енергетичного спектру парно-парних ядер у припущенні сферично-симетричного поля ядра проводились в такій послідовності. У відповідності з асимптотичною поведінкою потенціальних адіабатичних термів параметри потенціалу Вудса-Саксона підбирались таким чином, щоб потенціальні терми $U_{\mu}(R)/R^{2}$ нулконів на асимптотиці при $R\to\infty$ виходили на відповідні рівні ізотопів з масовим числом, меншим на одиницю. Визначені у такий спосіб значення параметрів потенціалу Вудса-Саксона приведені в табл. 1. Далі, з визначеними параметрами із включенням потенціалу міжнуклонної взаємодії за схемою робіт [10-13] в наближенні Борна-Оппенгеймера знаходились спектри рівнів ε_{nJ} і відповідні їм хвильові функції стаціонарних станів. За нуль було прийнято енергії відриву двох нуклонів з відповідних оболонок.

Розраховані енергії збуджених станів парно-парних ядер (див. табл. 2) узгоджуються з існуючими експериментальними даними для області легких ядер, для області середніх і важких ядер необхідно враховувати ефекти поляризації парно-парного остова. Для станів зі складною конфігурацією суттєвим, мабуть, буде і ефект змішування конфігурацій.

У табл. 2 для досліджуваних ядер приведені також чисельні розрахунки енергій спарювання, які обумовлені залишковою взаємодією тотожних валентних нуклонів. Енергії спарювання для відповідних рівнів знаходились за формулою

$$E_{\text{спар}}=\frac{E_{J}-E_{V=0}}{E_{J=0}-E_{V=0}}. \quad (11)$$

де E_{J}, $E_{V=0}$ - енергії *j*-го рівня відповідно з урахуванням і неврахуванням залишкової взаємодії; $E_{J=0}$ - енергія основного рівня з урахуванням залишкової взаємодії.

Табл. 1. Набори параметрів потенціалу Вудса-Саксона та потенціалу з нульовим радіусом дії для ядер ^{36}Ar, ^{46}Ca, ^{48}Ti, ^{50}Cr, ^{52}Fe.

Ядро ^{A}X	V_0, МеВ	V_{12}, МеВ	r_0, фм	a_0, фм	χ, фм^2
^{36}Ar	47.9	30.0	1.28	0.63	0.263
^{46}Ca	50.0	34.0	1.26	0.63	0.32144
^{48}Ti	52.0	34.0	1.27	0.63	0.30683
^{50}Cr	51.6	30.0	1.28	0.63	0.28404
^{52}Fe	50.5	34.0	1.27	0.63	0.28248

Табл. 2. Результати розрахунків енергії станів ядер ^{36}Ar, ^{46}Ca, ^{48}Ti, ^{50}Cr, ^{52}Fe та відповідних енергій спарювання.

Ядро ^{A}X	Конфігу-рація нуклонів	J^{π}	ε_{nJ}, МеВ	$\varepsilon_{експ}$ [15], МеВ	$U_{\mu}(R)/R^2$ МеВ	$\varepsilon_{експ}$ [15] для ^{A-1}X, МеВ	$E_J - E_{V=}$ МеВ	$E_{спар}$, МеВ
^{36}Ar	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	0^+	0	0	-12.7195	-12.741	2.731	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	2^+	1.5283	1.97039	-12.7195	-12.741	4.259	1.5596
	$2s_{1/2}\,2s_{1/2}$	0^+	0.981315	-	-13.0141	-13.925	2.409	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	0^+	1.601929	-	-14.7294	-14.4916	3.200	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	2^+	0.789595	-	-14.7294	-14.4916	4.012	1.2539
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	4^+	1.63195	-	-14.7294	-14.4916	3.170	0.9906
^{46}Ca	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	0^+	0	0	-5.3681	-7.4144	0.368	
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	2^+	0.0791	1.3460	-5.3681	-7.4144	0.447	1.215
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	4^+	0.2507	2.5747	-5.3681	-7.4144	0.619	1.682
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	6^+	0.4714	2.9739	-5.3681	-7.4144	0.840	2.283
	$2s_{1/2}\,2s_{1/2}$	0^+	5.6674	4.7580	-14.3252	-9.6635	0.396	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	0^+	8.3905	7.2332	-14.1881	-8.8491	-1.101	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	2^+	8.1128	7.4900	-14.1881	-8.8491	-0.824	0.748
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	0^+	8.3664	7.2670	-16.2341	-7.5887	0.566	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	2^+	8.1146	7.6680	-16.2341	-7.5887	0.817	1.443
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	4^+	7.7445	-	-16.2341	-7.5887	1.187	2.097
^{48}Ti	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	0^+	0	0	-8.7804	-8.8777	2.826	
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	2^+	0.488006	0.983519	-8.7804	-8.8777	3.314	1.727
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	4^+	1.435004	2.295625	-8.7804	-8.8777	4.261	1.508
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	6^+	2.462690	3.333178	-8.7804	-8.8777	5.288	1.872
	$2s_{1/2}\,2s_{1/2}$	0^+	7.304854	-	-17.7278	-10.6719	1.181	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	0^+	5.414596	-	-17.8440	-10.703	4.427	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	2^+	4.107365	4.074479	-17.8440	-10.703	5.734	1.295
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	0^+	7.655924	7.57404	-19.7985	-11.0447	3.692	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	2^+	6.888035	6.8080	-19.7985	-11.0447	4.460	1.208
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	4^+	5.924051	5.990	-19.7985	-11.0447	5.424	1.469
^{50}Cr	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	0^+	0	0	-10.5653	-10.853	3.285	
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	2^+	0.543365	0.78330	-10.5653	-10.853	3.828	1.165
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	4^+	1.577368	1.88129	-10.5653	-10.853	4.862	1.480
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	6^+	2.66855	3.16369	-10.5653	-10.853	5.953	1.812
	$2s_{1/2}\,2s_{1/2}$	0^+	4.919112	4.7400	-19.4328	-12.284	5.060	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	0^+	5.49119	4.9930	-19.7605	-12.563	6.519	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	2^+	4.366396	4.1929	-19.7605	-12.563	7.644	1.173
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	0^+	10.16349	11.530	-21.4989	-13.013	1.276	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	2^+	6.955225	7.6460	-21.4989	-13.013	4.484	3.515
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	4^+	5,893775	5.9440	-21.4989	-13.013	5.546	4.347
^{52}Fe	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	0^+	0	0	-10.9857	-14.082	0.530	
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	2^+	0.7505	0.8496	-10.9857	-14.082	0.642	1.211
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	4^+	0.9931	2.3857	-10.9857	-14.082	0.885	1.670
	$1f_{7/2}\,1f_{7/2}$	6^+	1.3021	-	-10.9857	-14.082	1.202	2.268
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	0^+	5.8235	4.1458	-20.1742	-	0.873	
	$1d_{3/2}\,1d_{3/2}$	2^+	5.3224	4.4560	-20.1742	-	1.374	1.574
	$2s_{1/2}\,2s_{1/2}$	0^+	6.1086	5.3630	-19.8133	-16.309	-0.832	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	0^+	7.1304	5.7180	-21.8842	-13.820	2.147	
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	2^+	6.7789	5.8290	-21.8842	-13.820	2.498	1.163
	$1d_{5/2}\,1d_{5/2}$	4^+	6.2696	5.9650	-21.8842	-13.820	3.007	1.401

Результати розрахунків підтверджують експериментальні дані про енергії спарювання за рахунок кореляцій нуклонів, а саме той факт, що вклад спарювання в енергетичний спектр, як правило, не перевищує 2 МеВ.

4 Висновки

Таким чином, сформульована адіабатична тричастинкова модель ядра дозволяє в потенціальному підході проводити адекватний теоретичний опис ефектів спарювання нуклонів, їх кутових і радіальних кореляцій, які приводять, зокрема, до утворення надплинних ядерних станів.

Для кращого узгодження теоретичних розрахунків енергій збуджених станів ядер з експериментальними даними необхідно врахувати внесок недіагональних матричних елементів, а також поляризацію остова ядра.

Ця робота виконана за сприяння Міжнародного Вишеградського Фонду – грант за номером 50810608 Visegrad Scholarship.

Література

1. Барц Б.И., Болотин Ю.Л., Инопин Е.В., Гончар В.Ю. Метод Хартри-Фока в теории ядра. - К.: Наукова думка, 1982. – 208 с.
2. Гепперт-Майер М., Йенсен И. Элементарная теория ядерных оболочек. - М.: Изд-во иностр. лит., 1958. - 318 с.
3. Базь А.И., Гринь Ю.Т., Демин В.Ф., Жуков М.В. Некоторые приложения метода К-гармоник к расчету свойств атомных ядер // ЭЧАЯ. – 1972. - Т. 3, вып. 2. - С. 275-317.
4. Жигунов В.П., Захарьев Б.Н. Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния. – М.: Атомиздат, 1974. - 223 с.
5. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. – М.: Наука, 1985. – 400 с.
6. Михлин С.Г. Вариационные методы в математической физике. - Изд. 2-е, перераб. и доп. - М.: Наука, 1970. - 512 с.
7. Боголюбов Н.Н. К вопросу об условии сверхпроводимости в теории ядерной материи // Докл. АН СССР. - 1958. - Т. 119, № 1. - С. 52-55.
8. Soloviev V.G. On the Superfluid State of the Atomic Nucleus // Nucl. Phys. - 1958/59. - Vol. 9, Issue 4. - P. 655-664.
9. Belyaev S.T. Effect of Pairing Correlations on Nuclear Properties // Dan. Mat. Fys. Medd. - 1959. - Vol. 31, № 11. - P. 1-55.
10. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Адіабатична тричастинкова оболонкова модель ядра // Укр. Фіз. Журн. – 2001. – Т. 46, № 5-6. – С. 524-528.
11. Khimich I.V., Plekan R.M., Pojda V.Yu. The Description of the Energy Spectrum of Nuclei in the Adiabatic Approach // Radiat. Phys. and Chem. – 2003. – Vol. 68, iss. 1-2. – P. 159-163.
12. Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. Дослідження кореляцій нуклонів парно-парних ядер в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра // Укр. Фіз. Журн. – 2004. – Т. 49, №8. – С. 743-753.
13. Plekan R.M., Pojda V.Yu., Khimich I.V. Theoretical Description of Nucleons Paired Correlations of Even-Even Nuclei in the Adiabatic Three-Particle Model // Nucl. Phys. and Atom. Energy. – 2007. – Vol. 2, iss. 20. - P. 47-55.
14. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра: В 2 т. – Т. 1: Одночастичное движение. - М.: Мир, 1977. – 456 с.
15. Evaluated Nuclear Structure Data File (National Nuclear Data Centre, Braukhaven National Laboratory, New York, USA, http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/).