

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПЕРЕХОДИ В ПАРНО-ПАРНИХ ЯДРАХ В АДАБАТИЧНІЙ ТРИЧАСТИНКОВІЙ МОДЕЛІ

М.В.Мішустін, І.В.Хіміч

Ужгородський національний університет,
вул. Волошина, 54, Ужгород, 88000
e-mail: nphys@univ.uzhgorod.ua

Запропоновано виведення матричного елементу ядерних електромагнітних переходів електричного типу, використовуючи гіперсферичний адіабатичний підхід. Використано модель ядра, яка складається з остова та двох валентних взаємодіючих нуклонів, які здійснюють гамма-перехід. В основі підходу лежить припущення про адіабатичний характер корельованого руху валентних нуклонів вздовж гіперрадіусу.

У сучасній теорії ядра використовується багато різних наближених методів та моделей ядра. При мікроскопічному теоретичному описі для знаходження основних ядерних характеристик застосовують явний вигляд потенціалу сильної ефективної взаємодії. Існують декілька потенціалів, з допомогою яких добре описуються експериментальні дані з розсіювання нуклонів на нуклонах. Однак при розрахунку характеристик ядер з такими потенціалами виникають значні труднощі технічного характеру навіть для випадку легких ядер. Тому подальший прогрес у мікроскопічному підході в теорії ядра неможливий без запровадження нових методів розрахунку систем багатьох частинок.

З цією метою в роботах [1–3] у теорії ядра запропоновано гіперсферичний адіабатичний підхід (ГАП), який є виходом за рамки одонуклонного наближення типу Хартрі–Фока.

У випадку, коли енергія збудженого ядра менша за енергію зв'язку нуклона, перехід в основний стан йде за рахунок випромінювання.

У парно-парних ядрах внаслідок сильної взаємодії між нуклонами їх рух є корельованим. Кутові та радіальні кореляції призводять до існування спарених двох-

частинкових зв'язаних станів нуклонів. Найбільш послідовно парні кореляції нуклонів одного сорту враховуються в надплинній моделі ядра [4, 5] на основі формалізму вторинного квантування.

У працях [1–3] запропоновано парні кореляції між нуклонами враховувати у потенційному підході в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра [3–6], яка дозволяє проводити чисельні розрахунки енергетичного спектру двочастинкових спарених станів тотожних нуклонів ядра.

Електромагнітне випромінювання в ядрах широко використовується для вивчення структури ядра. Зокрема, зведені ймовірності $B(E\lambda)$ та $B(M\lambda)$ переходів відповідно електричного і магнітного випромінювання не залежать явно від енергії переходів, а цілком визначаються ядерними хвильовими функціями початкового та кінцевого станів ядра. Тому експериментальне і теоретичне дослідження електромагнітних випромінювань ядер дає дуже важливі дані про структуру енергетичного спектру ядер.

Теорію електромагнітного випромінювання ядер у рамках традиційної одностинкової моделі детально висвітлено в ряді монографій, див. наприклад [6].

У парно-парних атомних ядрах внаслідок залишкової парної взаємодії притягання між нуклонами має місце утворення зв'язаних станів пар тотожних нуклонів з відповідними значеннями кутового моменту $J=0^+, 2^+, 4^+, \dots$. Найбільш послідовно такі двочастинкові зв'язані стани враховуються в надплинній моделі ядра на основі формалізму вторинного квантування [4, 5].

Для розв'язку ряду сучасних задач теоретичної фізики широко використовуються засоби комп'ютерної техніки. У даній роботі створено комп'ютерну програму для розрахунку зведеної ймовірності

двохчастинкових електромагнітних переходів. Для створення програмного забезпечення використано мову Delphi, яка є сумісною з Pascal 7.0. Ми користувалися розрахунками хвильових функцій, проведеними раніше за допомогою програм, написаних на мові Фортран.

У даній праці внески парних кореляцій нуклонів парно-парних ядер в імовірності електромагнітних переходів враховуються в потенціальному підході в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра, запропонованої в [3]. Ймовірність електромагнітного переходу має вигляд:

$$W(j; J_n \rightarrow J_k) = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{j+1}{j[2j+1]!!^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2j+1} B(j, \eta, J_n \rightarrow J_k), \quad (1)$$

де зведена імовірність переходу $B(j, J_n \rightarrow J_k)$

$$B(j, \eta, J_n \rightarrow J_k) = \frac{1}{2J_n + 1} \sum_{J_n, J_k, m} \left| \langle \psi_{M_k}^{J_k} | T_M^j | \psi_{M_n}^{J_n} \rangle \right|^2, \quad (2)$$

а $\psi_{M_k}^{J_k}$, $\psi_{M_n}^{J_n}$ – хвильові функції відповідних двочастинкових кінцевого і початкового станів парно-парного ядра.

У формулі (2) явний вигляд матричного елемента зведеної ймовірності двочастинкового електромагнітного переходу $\langle \psi_{M_k}^{J_k} | T_M^j | \psi_{M_n}^{J_n} \rangle$ при застосуванні ГАП стає таким:

$$\begin{aligned} & \sum_{j_1' l_1' j_1 j_2 l_1 l_2} \sum_{m_1' m_1 m_2 0} \int_0^\infty F_{j_1 m_1}(R) F_{j_2 m_2}^*(R) dR \int_0^{\pi/2} d\alpha \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{*j_b m_b}(R, \alpha) C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{*j_a m_a} \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_a m_a}(R, \alpha) \times C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{*j_a m_a} \times \\ & \times \frac{\varepsilon_1}{A^J} \sum_{n=0}^J [(-1)^J C_n^J (A-1)^J R^J \cdot \sin^J(\alpha) \text{ctg}^n \alpha] \times (-1)^{\frac{l_1+l_1'-m_1-m_1'}{\sqrt{4\pi}}} \cdot \sqrt{(2J+1)(2l_1'+1)(2j_1'+1)} \times \\ & \times C_{l_1' j_1 0}^{l_1 0} \times C_{j_1 m_1 m_1'-m_1}^{j_1'-m_2'} W_{\frac{1}{2} j_1 l_1' j_1'}^{l_1 J} + \\ & + \sum_{j_2 l_2'} \sum_{j_1 j_2 l_1 l_2} \sum_{m_2' m_1 m_2 0} \int_0^\infty F_{j_1 m_1}(R) F_{j_2 m_2}^*(R) dR \int_0^{\pi/2} d\alpha \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{*j_b m_b}(R, \alpha) C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{*j_a m_a} \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_a m_a}(R, \alpha) \times C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{*j_a m_a} \quad (3) \\ & \times \frac{\varepsilon_2}{A^J} \sum_{n=0}^J [(-1)^J C_n^J (A-1)^J R^J \text{tg}^n \alpha \cdot \cos^J \alpha] \times (-1)^{\frac{l_2+l_2'-m_2-m_2'}{\sqrt{4\pi}}} \cdot \sqrt{(2J+1)(2l_2'+1)(2j_2'+1)} \times \\ & \times C_{l_2' j_2 0}^{l_2 0} \times C_{j_1 m_1 m_1'-m_1}^{j_2-m_2} W_{l_2' j_2 \frac{1}{2} j_2}^{l_2 J} + \\ & + \sum_{j_1 j_2 l_1 l_2} \sum_{m_1 m_2 0} \int_0^\infty F_{j_1 m_1}(R) F_{j_2 m_2}^*(R) dR \int_0^{\pi/2} d\alpha \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{*j_b m_b}(R, \alpha) C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{*j_b m_b} \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_a m_a}(R, \alpha) C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j_a m_a} \times \\ & \times \frac{(-1)^J (Z - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{A^J} \sum_{n=0}^J [C_n^J R^J \cdot \text{tg}^n \alpha \cos^J \alpha] \end{aligned}$$

де $F_{j_1 m_1}, F_{j_2 m_2}$ – радіальні частини хвильових функцій; $\Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_a m_a}, \Phi_{j_1 j_2 l_1 l_2}^{j_b m_b}$ – кутові частини хвильових функцій; C_{iklm}^{xy} – коефіцієнт Клебша–Гордона; W_{iklm}^{xy} – коефіцієнт Рака; C_n^J – коефіцієнт біноміального розкладу; Z – заряд ядра; A – атомне число; ε_i ($i=1, 2$) – заряд i -ої частинки; J – повний момент частинки; l_i – орбітальний момент i -ої частинки.

Література

1. М.М. Капустей, В.Ю. Пойда, І.В. Хіміч, УФЖ 40, 1166 (1995).
2. М.М. Капустей, В.Ю. Пойда, І.В. Хіміч, УФЖ 44, 1330 (1999).
3. Р.М. Плекан, В.Ю. Пойда, І.В. Хіміч, УФЖ 49, 743 (2004).
4. В.Г. Соловьєв, ЖЭТФ 36, 1869 (1959).
5. S.T. Beliaev, Dan. Math. Fys. Medd. 31, No. 11, 1 (1959).
6. А.С. Давыдов, Теория атомного ядра, (Физматгиз, Москва, 1958).

ELECTROMAGNETIC TRANSITIONS IN EVEN-EVEN NUCLEI IN ADIABATICAL THREE-PARTICLE MODEL

M.V.Mishustin, I.V.Khimich

Uzhhorod National University, Voloshyna str., 54, Uzhhorod, 88000
e-mail: nphys@univ.uzhgorod.ua

The matrix element of nuclear electromagnetic transitions of electrical type is derived using hyperspherical adiabatic approach. A model of the nucleus considered as a core and two valent ineractive nucleons which accomplish electromagnetic transition. The sense of the approach consists in the supposition on the adiabatical character of the correlated motion of the valent nucleons along the hyperradius.