Ядерные реакции, деление и структурные особенности деформированных ядер

Исполнитель темы
студент группы М23-114 Д. А. Ситьков

Научный руководитель
д-р физ.-мат. наук, доц. А. Л. Барабанов

НИЯУ «МИФИ»

25 декабря 2023 г.

Расчёты по TALYS-1.9: реакция $^{91}Zr(n, p)^{91m}Y$

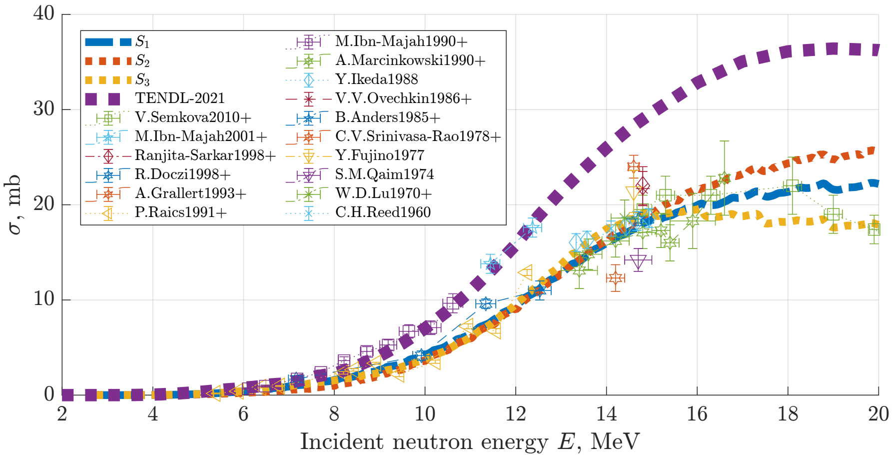

Рисунок 1 — Сечения выхода изомерного состояния ядра 91-иттрия в зависимости от выбранной модели плотности уровней.

Расчёты по TALYS-1.9: реакция $^{91}Zr(n,p)^{91m}Y$ (2)

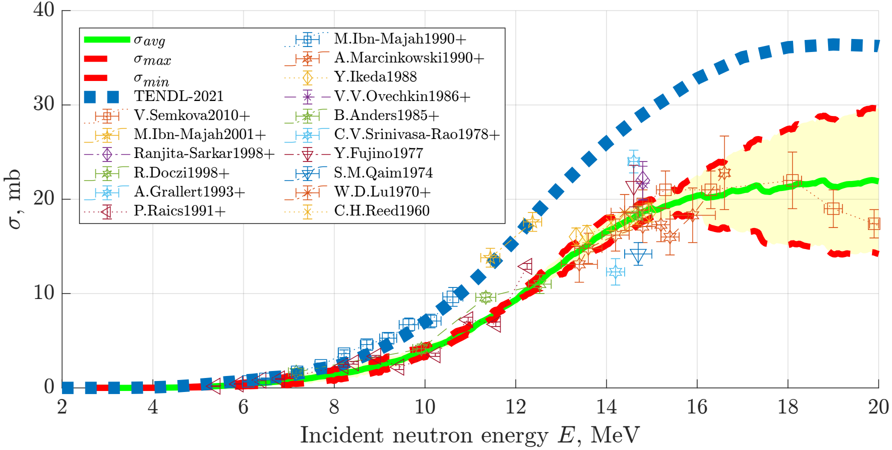

Рисунок 2 — Сечения выхода изомерного состояния ядра 91-иттрия в зависимости от энергии налетающего нейтрона.

Модель двухцентрового осциллятора

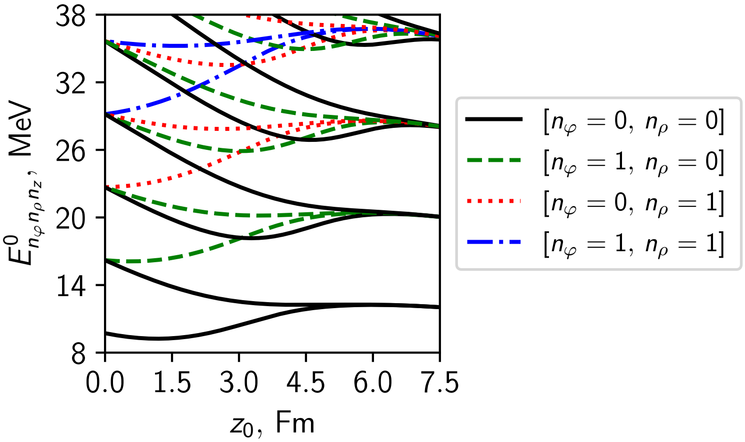

Рисунок 3 — Расщепление энергетических уровней двухцентрового осциллятора при его деформации.

Метод Хартри-Фока-Боголюбова-Скирма

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^{N} \hat{v}_i + \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}^{N} \hat{v}_{ij}, \quad \Psi_N(x_1, \ldots, x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det\{\psi_i(x_j)\}_{i,j=1}^{N}. \tag{1a}$$

Условия

$$\langle \Psi_N | \hat{H} | \Psi_N \rangle \to \min_{\psi_i}, \quad \langle \psi_i | \psi_j \rangle = \delta_{ij} \tag{1b}$$

дают уравнения Хартри-Фока:

$$\hat{v}_i \psi_i(x_i) + \sum_{j\neq i} \langle \psi_j | \hat{v}_{ij} | \psi_j \rangle \, \psi_i(x_i) - \sum_{j\neq i} \langle \psi_j | \hat{v}_{ij} | \psi_i \rangle \, \psi_j(x_i) = \varepsilon_i^{\min} \psi_i(x_i). \tag{1c}$$

Метод Хартри-Фока-Боголюбова-Скирма (2)

Можно показать [*Ring P., Schuck P.* The Nuclear Many-Body Problem. — 1980], что

$$\hat{H} = \sum_{\nu\nu'} e_{\nu\nu'} \hat{a}^\dagger_\nu \hat{a}_{\nu'} + \frac{1}{4} \sum_{\mu\nu\mu'\nu'} \tilde{v}_{\mu\nu\mu'\nu'} \hat{a}^\dagger_\mu \hat{a}^\dagger_\nu \hat{a}_{\nu'} \hat{a}_{\mu'}, \tag{2}$$

Преобразованием Боголюбова

$$\hat{\beta}^\dagger_\nu = \sum_{\mu=1}^{N} V_{\mu\nu} \hat{a}_\mu + U_{\mu\nu} \hat{a}^\dagger_\mu, \quad \hat{\beta}_\nu = \sum_{\mu=1}^{N} U^*_{\mu\nu} \hat{a}_\mu + V^*_{\mu\nu} \hat{a}^\dagger_\mu. \tag{3}$$

переходим к квазичастицам.

Основное состояние $|\Omega\rangle$ системы будет вакуумным для квазичастиц:

$$\hat{\beta}_\nu |\Omega\rangle = 0, \quad \nu = 1, \ldots, N. \tag{4}$$

Метод Хартри-Фока-Боголюбова-Скирма (3)

Уравнения Хартри-Фока-Боголюбова:

$$\langle\Omega|\hat{H}|\Omega\rangle \to \min_{U,V}, \quad W^\dagger W = \mathrm{diag}\,\{I, I\}\,. \tag{5}$$

Для близкодействующих сил Скирма [*Skyrme T. H. R.* The effective nuclear potential // Nuclear Physics. — 1958]

$$U = U(E, \mathbf{r}, \sigma, \tau), \quad V = V(E, \mathbf{r}, \sigma, \tau). \tag{6}$$

Программный комплекс HFBTHO

Функции U и V разлагаются по базису гармонического осциллятора [*Stoitsov M. V., Dobaczewski J., Nazarewicz W., Ring P.* The program HFBTHO (v1.66p) // Comp. Phys. Comm. — 2005].

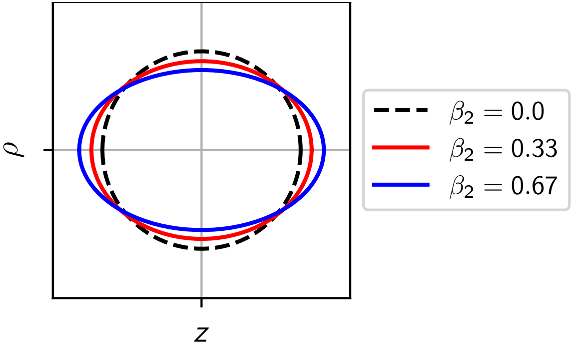

Рисунок 4 — Потенциал деформированного гармонического осциллятора.

Программный комплекс HFBTHO (2)

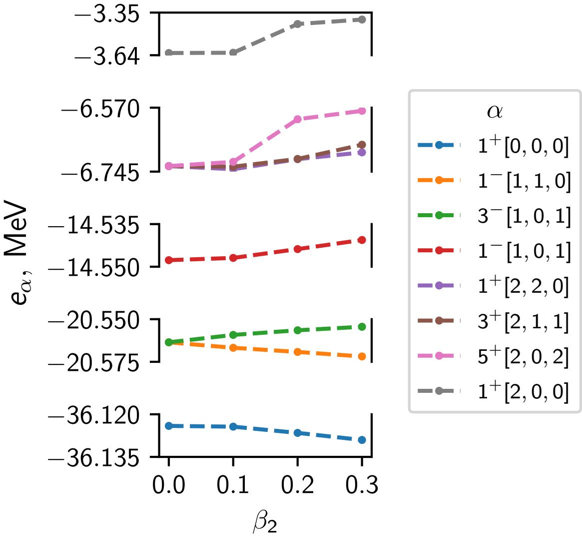

Рисунок 5 — Расщепление уровней нейтронов в ядре ^{16}O при его деформации.

Заключение

В работе показано

- соответствие неопределённости сечений, полученных с помощью комплекса TALYS, разбросу экспериментальных данных, что может быть использовано для предсказания сечений реакций с выходом ядер-изомеров, протекающих под действием нейтронов с энергией, близкой к 14 МэВ.
- аналогичное модели двухцентрового осциллятора расщепление уровней при деформации ядра в комплексе HFBTHO, основывающемся на современном методе Хартри-Фока-Боголюбова.

Заключение

В работе показано

- соответствие неопределённости сечений, полученных с помощью комплекса TALYS, разбросу экспериментальных данных, что может быть использовано для предсказания сечений реакций с выходом ядер-изомеров, протекающих под действием нейтронов с энергией, близкой к 14 МэВ.
- аналогичное модели двухцентрового осциллятора расщепление уровней при деформации ядра в комплексе HFBTHO, основывающемся на современном методе Хартри-Фока-Боголюбова.

В дальнейшем

- планируется продолжение освоения программы HFBTHO: исследование барьеров деления, спектров низколежащих возбуждённых состояний ядер на барьерах деления.

Дополнительные слайды

Двухчастичный оператор системы:

$$\hat{V} = \frac{1}{2} \sum_{\mu\nu\mu'\nu'} v_{\mu\nu\mu'\nu'} \hat{a}^\dagger_\mu \hat{a}^\dagger_\nu \hat{a}_{\nu'} \hat{a}_{\mu'} = \frac{1}{4} \sum_{\mu\nu\mu'\nu'} \tilde{v}_{\mu\nu\mu'\nu'} \hat{a}^\dagger_\mu \hat{a}^\dagger_\nu \hat{a}_{\nu'} \hat{a}_{\mu'}, \tag{7}$$

где $\tilde{v}_{\mu\nu\mu'\nu'} = \langle \mu\nu | v | \mu'\nu' \rangle - \langle \mu\nu | v | \nu'\mu' \rangle$ — антисимметризованный матричный элемент.

Дополнительные слайды (2)

Преобразование Боголюбова:

$$\begin{bmatrix} \hat{\boldsymbol{\beta}} \\ \hat{\boldsymbol{\beta}}^\dagger \end{bmatrix} = W^\dagger \begin{bmatrix} \hat{\boldsymbol{a}} \\ \hat{\boldsymbol{a}}^\dagger \end{bmatrix}, \quad W = \begin{bmatrix} U & V^* \\ V & U^* \end{bmatrix}. \tag{8}$$

Условие унитарности:

$$W^\dagger W = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix}. \tag{9}$$

Дополнительные слайды (3)

Базис гармонического осциллятора:

$$\Phi_{\tilde{\alpha}}(\mathbf{r},\sigma) = \psi^{\Lambda}_{n_r}(r)\psi_{n_z}(z)\frac{\exp(i\Lambda\varphi)}{\sqrt{2\pi}}\chi_{\Sigma}(\sigma), \tag{10}$$

где

$$\psi^{\Lambda}_{n_r}(r) \propto r^{|\Lambda|}\exp\left(-k_{\perp}^2 r^2/2\right) L^{|\Lambda|}_{n_r}(k_{\perp}^2 r^2), \quad k_{\perp} = \frac{1}{b_{\perp}}, \tag{11}$$

$$\psi_{n_z}(z) \propto \exp\left(-k_z^2 z^2/2\right) H_{n_z}(k_z^2 z^2), \quad k_z = \frac{1}{b_z}. \tag{12}$$

Длины осциллятора параметризуются как

$$b_{\perp} = b_0 q^{-1/6}, \quad b_z = b_0 q^{+1/3}, \tag{13}$$

$$q = \exp\left(-3\beta_2\sqrt{5/16\pi}\right). \tag{14}$$

Дополнительные слайды (4)

Трансформированный гармонический осциллятор:

$$r \to r' = r\frac{f(R)}{R}, \quad z \to z' = z\frac{f(R)}{R}, \tag{15}$$

$$R = R(r,z) = \sqrt{\frac{r^2}{b_\perp^2} + \frac{z^2}{b_z^2}}. \tag{16}$$

Разложение квазичастичных состояний:

$$U(E_k, \mathbf{r}, \sigma, \tau) \equiv U_k = \chi_{q_k}(\tau) \sum_{\tilde{\alpha}} U_{k\tilde{\alpha}} \Phi_{\tilde{\alpha}}(\mathbf{r}, \sigma), \tag{17}$$

$$V(E_k, \mathbf{r}, \sigma, \tau) \equiv V_k = \chi_{q_k}(\tau) \sum_{\tilde{\alpha}} V_{k\tilde{\alpha}} \Phi_{\tilde{\alpha}}(\mathbf{r}, \sigma), \tag{18}$$

где для протонов $q_k = +1/2$, для нейтронов $q_k = -1/2$.

Дополнительные слайды (5)

Уравнения ХФБС:

$$h^{(q_k)} \begin{bmatrix} U_k \\ V_k \end{bmatrix} = E_k \begin{bmatrix} U_k \\ V_k \end{bmatrix}, \tag{19}$$

где матрица $h^{(q_k)} = h^{(q_k)}(U_k, V_k)$.

[*Stoitsov M. V., Dobaczewski J., Nazarewicz W., Ring P.* Axially deformed solution of the Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov equations using the transformed harmonic oscillator basis. The program HFBTHO (v1.66p) // Comp. Phys. Comm. — 2005.]

Дополнительные слайды (6)

Комплекс TALYS включает в себя 6 моделей плотности уровней:

- модель Гильберта-Камерона $\to S_1(E)$,
- модель ферми-газа с обратным смещением $\to S_2(E)$,
- сверхтекучая модель $\to S_3(E)$,
- 3 комбинаторно-расчётные модели.

Дополнительные слайды (7)

Неопределённость теоретического предсказания истинного сечения

$$\Delta\sigma(E) = \max\{\epsilon_{12}(E), \epsilon_{13}(E), \epsilon_{23}(E)\}, \tag{20}$$

где $\epsilon_{ij}(E) = |S_i(E) - S_j(E)|$.

Среднее значение

$$\sigma_{avg}(E) = \frac{S_1(E) + S_2(E) + S_3(E)}{3} \tag{21}$$

можно взять в качестве наиболее вероятного прогноза.

Получим коридор от $\sigma_{min} = \sigma_{avg} - \Delta\sigma$ до $\sigma_{max} = \sigma_{avg} + \Delta\sigma$ для истинного значения сечения.