

## СПИНОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР С УЧЕТОМ WRIGGLING- И BENDING-КОЛЕБАНИЙ

*С. Г. Кадменский<sup>1</sup>, Д. Е. Любашевский,  
А. А. Писклюков, П. В. Кострюков*

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В рамках квантовой теории деления предложен механизм, описывающий появление больших значений спинов легкого  $\mathbf{J}_1$  и тяжелого  $\mathbf{J}_2$  фрагментов деления (ФД), а также относительного орбитального момента  $\mathbf{L}$ . Важным отличием подхода, предложенного в работе, от широко используемой статистической модели, в которой предполагается нагрев ФД до температур порядка 1 МэВ, является «холодность» делящегося ядра на всех стадиях своей эволюции, начиная со спуска ядра с внешней седловой точки и заканчивая моментом разрыва его на указанные фрагменты. Предложенный подход позволяет успешно описать спиновые распределения (СП) фрагментов двойного деления как в случае индуцированного деления ядер  $^{232}\text{Th}(n, f)$  и  $^{238}\text{U}(n, f)$ , так и спонтанного деления ядра  $^{252}\text{Cf}(s, f)$  и базируется на совместном учете нулевых wriggling- и bending-колебаний.

Within the framework of quantum fission theory, a mechanism is proposed that describes the appearance of large values of the spins of light  $\mathbf{J}_1$  and heavy  $\mathbf{J}_2$  fission fragments (FF), as well as the relative orbital momentum  $\mathbf{L}$ . An important difference between the approach proposed in the work and the widely used statistical model, which assumes heating of the FF to temperatures of the order of 1 MeV, is the “coldness” of the fissile nucleus at all stages of its evolution, starting from the descent of the nucleus from the outer saddle point and ending with the moment of its scission into the indicated fragments. The proposed approach makes it possible to successfully describe the spin distributions (SD) of binary fission fragments, both in the case of induced fission of nuclei  $^{232}\text{Th}(n, f)$  and  $^{238}\text{U}(n, f)$ , and spontaneous fission of nucleus  $^{252}\text{Cf}(s, f)$ , and is based on the joint consideration of zero-point wriggling and bending oscillations.

PACS: 24.75.+i; 27.90.+b; 25.85.Ca

### ВВЕДЕНИЕ

Физиков, работающих в области спонтанного и индуцированного низкоэнергетического двойного деления ядер, уже около 70 лет занимает вопрос появления больших значений спинов легкого  $\mathbf{J}_1$  и тяжелого  $\mathbf{J}_2$  ФД, а также относительного орбитального момента  $\mathbf{L}$ . К настоящему моменту не было предложено единой теории, которая в полной мере объясняла бы все имеющиеся на сегодня экспериментальные данные. Для решения столь масштабной задачи будет использован аппарат квантовой теории

---

<sup>1</sup>E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

спонтанного и индуцированного низкоэнергетического двойного деления ядер [1–4], связанного с несколькими важнейшими характеристиками динамики указанного процесса.

Процесс деления в рамках квантовой теории деления [1–4] неотъемлемо связан с коллективными деформационными модами движения делящегося ядра [5]. Поэтому при спонтанном и индуцированном низкоэнергетическом двойном делении форма аксиально-симметричного ядра претерпевает значительные преобразования [5, 6], а именно происходит изменение параметров деформации, причем самое значительное изменение происходит с квадрупольным параметром деформации: если в первой яме потенциала деформации он принимает значения в области от 0,2 до 0,3, то при переходе ко второй яме его значения увеличиваются более чем в два раза. И, наконец, начиная с внешней седловой точки и заканчивая моментом разрыва ядра на ФД, указанное ядро переходит в предразрывную конфигурацию, где есть два полностью сформировавшихся предфрагмента деления, соединенных между собой шейкой с радиусом  $r_0 \ll R$ , где  $R = |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$  — расстояние между центрами масс предфрагментов деления. Сформированные предфрагменты деления и появляющиеся из них первичные ФД обладают большими по сравнению со своими равновесными значениями квадрупольными деформациями.

В процессе деления сохраняется аксиально-симметричная форма делящегося ядра [5], это дает возможность описания динамики указанного процесса использовать на ряде этапов проекцию  $K_s$  спина делящегося ядра  $J_s$  на его ось симметрии. Проблемой использования в качестве интеграла движения проекции  $K_s$  является кориолисово взаимодействие внутренних и вращательных состояний делящегося ядра, что приводит к смешиванию состояний с различными значениями  $K_s$ , которое динамически усиливается [7, 8] в случае термализации возбужденных состояний указанного ядра, имеющих высокую энергетическую плотность. Наглядным примером рассмотренного выше динамического усиления кориолисова смешивания проекций  $K_s$  может служить состояние деформированного ядра в первой яме его потенциала деформации [7], где нельзя использовать проекцию  $K_s$  как характеристику состояний нейтронных резонансов указанного ядра, что подтверждается экспериментально [5].

Аналогичного динамического усиления кориолисова взаимодействия стоило ожидать и для состояний делящегося ядра в окрестности его точки разрыва, которые имеют большие значения энергии возбуждения. Однако экспериментально наблюдаются анизотропии в угловых распределениях ФД двойного спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер [5], что позволяет сделать важный вывод [9] о сохранении проекций  $K_s$  как интеграла движения и отсутствии равномерного кориолисова смешивания, поскольку «входные» состояния за ядерные времена порядка  $10^{-20}$  с не успевают термализоваться, но характеризуются малой энергетической плотностью и достаточно простой структурой.

Появление больших значений спинов легкого  $\mathbf{J}_1$  и тяжелого  $\mathbf{J}_2$  ФД по сравнению со спином материнского ядра  $J$  ( $\approx 1h$ ) в работе [10] было связано с коллективными поперечными bending- и wiggling-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва.

Целью настоящей работы является анализ совместного влияния поперечных wiggling- и bending-колебаний на формирование спинов и их распределений в двойном индуцированном низкоэнергетическом и спонтанном делении.

## ПОСТРОЕНИЕ СПИНОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ (СР) ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Процессы формирования спинов индуцированного низкоэнергетического и спонтанного двойного деления ядер в фазовом пространстве описываются только распределением в импульсном представлении [11]. В указанном подходе пренебрегают силами упругости, что значительно облегчает аналитические расчеты. Поскольку делящееся ядро и вылетающие из него ФД в окрестности точки разрыва указанного ядра должны находиться в холодных неравновесных состояниях [3], можно использовать только нулевые поперечные bending- и wriggling-колебания в импульсном представлении [12, 13] вдоль осей  $X(Y)$ . Распределение вероятностей спинов двух независимых колебаний можно представить как произведение распределений этих колебаний [13], тогда

$$P(J_{k_x}, J_{k_y}) \equiv P(J_{k_x}) P(J_{k_y}) = \frac{1}{\pi I_k \hbar \omega_k} \exp \left[ -\frac{J_{k_x}^2 + J_{k_y}^2}{I_k \hbar \omega_k} \right], \quad (1)$$

где индекс  $k = w, b$  соответствует типу колебаний (wriggling или bending),  $I_k$  — момент инерции этих колебаний, а энергии рассматриваемых нулевых колебаний равны  $\hbar\omega_w = 2,5$  МэВ;  $\hbar\omega_b = 0,9$  МэВ [12].

Используя связь спинов  $\mathbf{J}_k$  ( $k = w, b$ ) и моментов инерции [14–16, 17], найдем связь проекций спинов  $J_{k_x}(J_{k_y})$  с проекциями спинов  $\mathbf{J}_i$  ( $i = 1, 2$ ) фрагментов на оси  $X$  и  $Y$ , перпендикулярные оси симметрии  $Z$  делящегося ядра. Далее, интегрируя по проекциям спинов второго (первого) ФД и перейдя в сферические координаты, а затем, интегрируя по азимутальному углу, получим формулу вероятности  $P(J_i)$  спинового распределения и среднего значения спинов ФД:

$$P(J_i) = \frac{2J_i}{d_i} \exp \left[ -\frac{J_i^2}{d_i} \right], \quad (2)$$

$$\bar{J}_i = \int_0^\infty P(J_i) J_i dJ_i = \int_0^\infty \frac{2J_i^2}{d_i} \exp \left[ -\frac{J_i^2}{d_i} \right] dJ_i = \frac{1}{2} \sqrt{\pi d_i},$$

где  $d_i = \frac{I_i^2 I_w \hbar \omega_w}{(I_1 + I_2)^2} + I_b \hbar \omega_b$ .

В рамках квантовой теории деления проведен расчет средних значений спинов  $\bar{J}_i$  (2) и сравнение их с экспериментальными данными [18]. Коэффициенты  $d_i$  найдены с учетом моментов инерции ФД в рамках сверхтекучей модели ядра Мигдала [19]. Как видно из рис. 1, 2, найденные  $\bar{J}_i$  фрагментов индуцированного двойного деления ядер  $^{232}\text{Th}(n, f)$  и  $^{238}\text{U}(n, f)$  продемонстрировали разумное согласие с экспериментальными данными. Аналогичного согласия удастся добиться и в случае спонтанного деления ядра  $^{252}\text{Cf}(s, f)$  (рис. 3), кроме чувствительного рассогласования  $\bar{J}_i$  для фрагментов  $^{110}\text{Ru}$ ,  $^{112}\text{Ru}$ ,  $^{112-116}\text{Pd}$ . Указанное рассогласование может быть связано, по крайней мере, с двумя факторами: с необходимостью более тонкого учета моментов инерции для указанных фрагментов [20] и зависимостью энергии рассматриваемых колебаний для различных пар фрагментов [17].

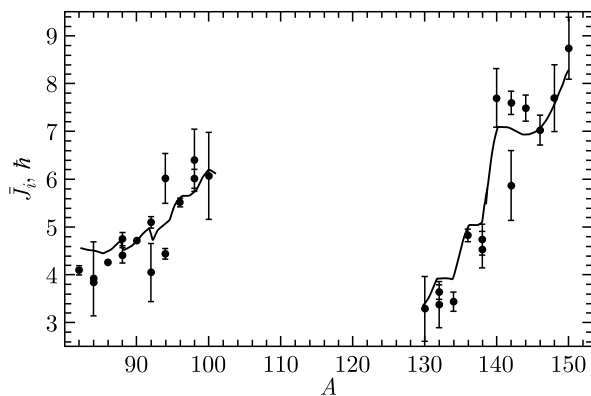


Рис. 1. Сравнение экспериментальных СР средних спинов  $\bar{J}_i$  фрагментов в зависимости от их атомного номера для двойного деления  $^{232}\text{Th}$  [18] (черные кружки с ошибками) и рассчитанных по (2) СР (сплошная линия) при значениях  $\hbar\omega_w = 2,5$  МэВ;  $\hbar\omega_b = 0,9$  МэВ

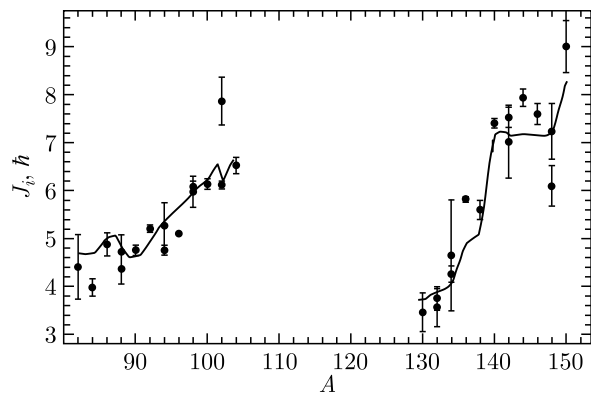


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для двойного деления  $^{238}\text{U}$

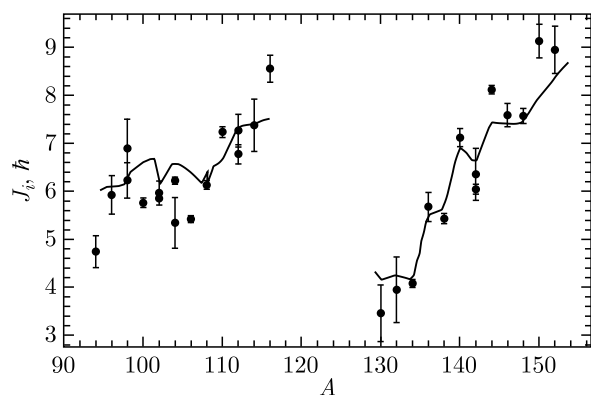


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках квантовой теории спонтанного и индуцированного низкоэнергетического двойного деления ядер предложен механизм появления больших значений спинов ФД и относительных орбитальных моментов. В основу предложенного механизма легли следующие теоретические положения: совместный учет нулевых поперечных wiggling- и bending-колебаний делящегося ядра; холодность указанного ядра в точке его разрыва; учет закона сохранения полного момента количества движения. Получены аналитические формулы для расчета спиновых распределений, а также оценки средних значений спинов, которые показали разумное согласие с экспериментальными данными [18] для всех ядер-мишеней.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кадменский С. Г.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1424.
2. *Кадменский С. Г., Родионова Л. В.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1259.
3. *Кадменский С. Г.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 2030.
4. *Кадменский С. Г.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1226.
5. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. New York: Benjamin, 1969; 1975. V. 1, 2.
6. *Brack M., Damgaard J., Jensen A. S., Pauli H. C., Strutinsky V. M., Wong C. Y.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 42. P. 320.
7. *Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 300.
8. *Кадменский С. Г., Кадменский С. С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 204.
9. *Кадменский С. Г.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 2030.
10. *Nix J. R., Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
11. *Moretto L. G., Schmitt R. P.* // Phys. Rev. 1980. V. 204. P. 21.
12. *Bohr N., Wheeler J. A.* // The Mechanism of Nuclear Fission // Phys. Rev. 1939. V. 56, No. 5. P. 426–450.
13. *Кадменский С. Г., Бунаков В. Е., Любашевский Д. Е.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 447.
14. *Randrup J., Døssing T., Vogt R.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. 014609.
15. *Vogt R., Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. 014610.
16. *Randrup J., Vogt R.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. 062502.
17. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Ivanova S. P., Jolos R. V., Scheid W.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. 064302.
18. *Wilson J. N., Thisse D., Lebois M., Jovančević N., Gjestvang D., Canavan R., Rudigier M., Étasse D., Gerst R.-B., Gaudefroy L., Adamska E., Adsley P., Algora A., Babo M., Belvedere K., Benito J., Benzoni G., Blazhev A., Boso A., Bottoni S., Bunce M., Chakma R., Cieplicka-Oryńczak N., Courtin S., Cortés M. L., Davies P., Delafosse C., Fallot M., Fornal B., Fraile L., Gottardo A., Guadilla V., Häfner G., Hauschild K., Heine M., Henrich C., Homm I., Ibrahim F., Iskra Ľ. W., Ivanov P., Jazrawi S., Korgul A., Koseoglou P., Kröll T., Kurtukian-Nieto T., Le Meur L., Leoni S., Ljungvall J., Lopez-Martens A., Lozeva R., Matea I., Miernik K., Nemer J., Oberstedt S., Paulsen W., Piersa M., Popovitch Y., Porzio C., Qi L., Ralet D., Regan P. H., Rezykina K., Sánchez-Tembleque V., Siem S., Schmitt C., Söderström P.-A., Sürder C., Tocabens G., Vedia V., Verney D., Warr N., Wasilewska B., Wiederhold J., Yavahchova M., Zeiser F., Ziliani S.* // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
19. *Мигдал А. Б.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 249.
20. *Ловчиков Г. Н., Максютенко Б. П., Симаков С. П., Труфанов А. М.* Препринт ФЭИ-1458. Обнинск: ФЭИ, 1983.

Получено 29 мая 2024 г.