

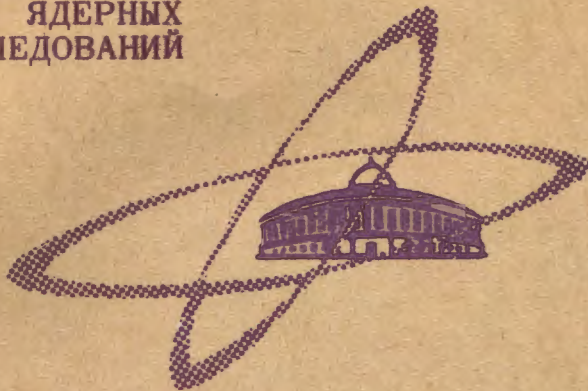
СЗУ1а УЗБ. АН ССР, сер. физ., 1971,  
К-636 Т. 35, № 8, с. 1550-1561.

18/17

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5126



А.Л. Комов, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев

ОДНОФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ АКТИНИДОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P4 - 5126

А.Л. Комов, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев

ОДНОФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ АКТИНИДОВ

8473/2 чф



Исследование коллективных вибрационных состояний деформированных ядер в настоящее время широко проводится на основе полумикроскопического подхода. В работе/1/ дан метод описания коллективных однофононных состояний в рамках сверхтекучей модели ядра. На основе этого метода были проведены расчёты квадрупольных и октупольных состояний чётно-нечётных деформированных ядер в редкоземельной и трансурановой областях/2-4,20/. В этих расчетах учитываются парное и мультиполь-мультипольные взаимодействия. Влияние спин-квадрупольных взаимодействий на свойства вибрационных состояний исследовалось в работе/5/. В работе/6/ были выполнены расчёты энергий и величин  $B(E\lambda)$  с учётом поверхностного дельта-взаимодействия.

Во всех вышеупомянутых работах для описания среднего поля использовались волновые функции и одночастичные уровни потенциала Нильссона/7/. В ряде случаев точность расчётов была ограничена грубостью описания среднего поля. Поэтому в последнее время проведены исследования коллективных свойств деформированных ядер/8-10/ с использованием потенциала Вудса-Саксона. Собственные энергии и волновые функции потенциала Вудса-Саксона взяты из работы/11/.

В данной работе одночастичные энергии и волновые функции потенциала Вудса-Саксона/12/ использованы для расчёта энергий и  $B(E\lambda)$  - величин квадрупольных и октупольных состояний большого числа чётно-нечётных деформированных ядер в области  $232 \leq A \leq 254$ . Расчёты проведены также с модифицированным потенциалом Нильссона/13/, параметры

которого уточнены в работе/14/. Результаты этих расчётов сравнены между собой и с соответствующими экспериментальными данными.

Потенциал Вудса-Саксона в работе/12/ взят в следующем виде:

$$V(\beta_2, \beta_4, \vec{r}) = V_r + V_{\ell_s} = \frac{-V_0}{1 + \exp\{a(r - R(\beta_2, \beta_4, \theta))\}} + V_{\ell_s}, \quad (1)$$

где

$$V_{\ell_s} = -\frac{\kappa}{r} \frac{d}{dr} V_r(\vec{\ell} \vec{\sigma}) -$$

спин-орбитальное взаимодействие,  $R(\beta_2, \beta_4, \theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)]$  - поверхность ядра,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  - радиус равновеликой сферы. Учитывались деформации второго-  $\beta_2$  и четвертого-  $\beta_4$  порядка.

В расчётах со схемой Вудса-Саксона изучаемая область ядер разбита на две зоны:  $A = 239$  и  $A = 247$ . В первую зону входят ядра с массовыми числами  $232 \leq A \leq 242$ , во вторую - ядра с  $244 \leq A \leq 254$ . Расчёты проведены при следующих равновесных деформациях; в первой зоне -  $\beta_2 = 0,2$ ;  $\beta_4 = 0,08$ ; во второй -  $\beta_2 = 0,23$ ;  $\beta_4 = 0,06$ . Квадрупольные моменты, рассчитанные с этими значениями  $\beta_2$  и  $\beta_4$ , совпадают со средними по зоне экспериментальными квадрупольными моментами/12/. Поскольку для большей однозначности расчётов не учитывались изменения  $\beta_2$  и  $\beta_4$  от ядра к ядру, то следует ожидать ухудшения точности расчётов на краях этих зон. Для исследования свойств изотопов радия, тория и легких изотопов урана необходимо ввести дополнительную зону с  $A = 228$ .

В таблице 1 даны параметры потенциала Вудса-Саксона для двух зон в области актинидов и для ранее изученных четырех зон в области  $150 < A < 190$ . Из таблицы 1 видна стабильность этих параметров в широкой области исследуемых ядер, что, несомненно, является большим преимуществом потенциала Вудса-Саксона по сравнению с потенциалом Нильссона. Увеличение параметров  $V_0$  и  $\kappa$  связано с членами, пропорциональными  $(\frac{N-Z}{A})$  /15/.

В данных расчётах со схемой Вудса-Саксона существенно расширено число учитываемых одночастичных уровней и тем самым матричных элементов по сравнению с расчётами со схемой Нильссона/1-3,5/ и с расчётами со схемой Вудса-Саксона для ядер в области  $150 < A < 190$ /8-10/. В нейтронной системе принимались во внимание около 100 уровней среднего поля, а в протонной - около 70 уровней. Были отброшены лишь уровни нижайших четырех нейтронных ( $N \leq 3$ ) и трех протонных ( $N \leq 2$ ) оболочек. Обрезание сверху проводилось при энергии +5 Мэв, т.е. учитывались нижайшие одночастичные уровни квазидискретного спектра. Число матричных элементов для некоторых мультипольностей  $\lambda\mu$  доходит до 1500.

В расчётах с волновыми функциями и одночастичными энергиями потенциала Нильссона для каждой системы (нейтроны и протоны) учитывалось 43 ближайших к поверхности Ферми уровня и практически все наиболее существенные матричные элементы, т.е. около 100-130 для каждого значения  $\lambda\mu$ .

Константы парного взаимодействия  $G_N$  и  $G_Z$  были взяты из работ/14/ и/16/.

Константы мультиполь-мультипольного взаимодействия для каждого значения  $\lambda\mu$  подбирались так, чтобы получить наилучшее описание экспериментальных значений энергий нижайших вибрационных состояний соответствующей мультипольности. Обычно принимается следующая зависимость констант мультиполь-мультипольного взаимодействия  $\kappa^{(\lambda)}$  от массового числа  $A$  /17,18/:

$$\kappa^{(\lambda)} = p^{(\lambda)} \cdot A^{-\frac{2\lambda+3}{3}} \quad (2)$$

Для ядер области актинидов количество экспериментальных данных по энергии коллективных состояний невелико, особенно октупольных состояний с  $K \neq 0$  ( $K$  - проекция момента ядра на его ось симметрии). Для некоторых известных из эксперимента состояний значение  $K$  установлено с малой достоверностью, что сильно затрудняет выбор констант мультипольного взаимодействия.

В таблице 2 приведены значения констант  $\rho^{(\lambda)}$  в единицах (Мэв. ферми<sup>-2λ</sup>) для обеих схем. Для сравнения здесь даны константы мультипольного взаимодействия, взятые из работ/1,3,10-12/. Из таблицы 2 видно, что если при переходе к более тяжелым ядрам число учитываемых в расчётах одночастичных уровней соответственно увеличивается, то зависимость  $\kappa^{(\lambda)}$  от  $\Lambda$  в виде (2) приблизительно выполняется (см. столбцы 1,2,3). Если же число одночастичных уровней остается постоянным при увеличении  $\Lambda$ , то зависимость вида (2) оказывается слишком сильной (см. столбцы 4,5,6 и 7,8,9). Это проиллюстрировано также на рис. 1, где приведены эмпирические значения констант мультипольного взаимодействия  $\kappa^{(\lambda)}$  эксп. и  $\rho^{(\lambda)}$  эксп., при которых получается наилучшее согласие экспериментальных и теоретических энергий квадрупольных, с  $K^\pi = 2^+$ , и октупольных, с  $K^\pi = 0^-$ , состояний для ядер в области актиноидов. Видно, что условие  $\kappa^{(\lambda)} = \text{const}$  выполняется гораздо лучше, чем  $\rho^{(\lambda)} = \text{const}$ .

В настоящей работе рассчитаны энергии и волновые функции состояний с  $K^\pi = 0^+$ ,  $2^+$ ,  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$  и  $3^-$  и соответствующие величины  $B(E\lambda)$  переходов на эти состояния для чётно-чётных ядер в области  $228 \leq A \leq 254$ . В таблице 3-7 представлена небольшая часть результатов.

Обсудим результаты расчётов энергий нижайших состояний с  $K^\pi = 0^+$  и  $2^+$ . Их значения являются первыми корнями соответствующих секулярных уравнений. Результаты, полученные с различными волновыми функциями и одночастичными уровнями, довольно близки между собой. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, сходством рассматриваемых схем одночастичных уровней, во-вторых, тем, что энергии и волновые функции нижайших квадрупольных вибрационных состояний определяются большим числом энергий двухквaziчастичных состояний и величин соответствующих матричных элементов.

Нижайшие состояния с  $K^\pi = 0^+$  и  $2^+$  для большинства актиноидов сильно коллективизированы, и поэтому первые корни соответствующих секулярных уравнений очень сильно опущены относительно нижайших полюсов.

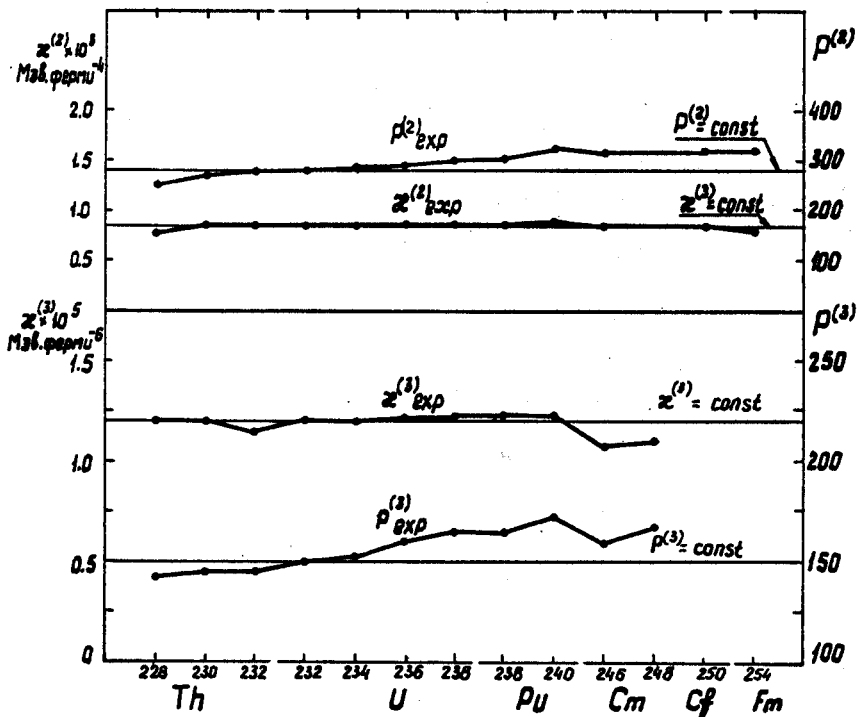


Рис. 1.

Наиболее прямым указанием на коллективную природу данного состояния является усиление вероятности соответствующего  $E\lambda$ -перехода с этого состояния. Экспериментальных данных по приведенным вероятностям  $E2$  и  $E3$  - переходов на вибрационные состояния ядер области актинидов практически нет, поэтому в расчётах имеется произвол, связанный с выбором величины эффективного заряда  $e^{(\lambda)}_{\text{эфф}}$ . В таблице 4 представлены результаты расчётов приведенных вероятностей  $E2$ -переходов из основного состояния в состояния с  $K^\pi = 0^+$  и  $2^+$  (в одночастичных единицах). Взяты следующие значения эффективного заряда:  $e^{(2)}_{\text{эфф}} = 0,2$  при расчётах с потенциалом Нильссона и  $e^{(2)}_{\text{эфф}} = 0$  при расчётах с потенциалом Вудса-Саксона.

Приведенные в табл. 3,4 результаты относятся к нижайшим состояниям с  $K^\pi = 0^+, 2^+$ . Расчёты показывают, что вторые и более высокие состояния с данными  $K^\pi$ , как правило, коллективизированы гораздо слабее, чем нижайшие.

В некоторых случаях может оказаться, что не первое, а второе состояние с данным  $K^\pi$  является коллективным. Это может произойти в том случае, если матричный элемент, соответствующий первому полюсу секулярного уравнения, мал по величине. Рассмотрим в связи с этим состояния с  $K^\pi = 2^+$  в ядрах  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Cm}$  с числом нейтронов  $N = 146$ . В этих ядрах два нижайших корня близки по энергии. При этом первый корень близок по своим свойствам к двухквaziчастичному состоянию  $\pi \pi 622 \uparrow 631 \downarrow$ , а второй является коллективным  $\gamma$ -вибрационным состоянием. В соответствии с этим,  $B(E2)$  на первый уровень  $2^+$  в этих ядрах заметно меньше по сравнению с  $B(E2)$  на второй уровень. Однако, при небольшом изменении константы мультипольного взаимодействия, коллективным может стать первый корень. В таблице 5 даны энергии первых двух  $2^+$ -состояний, величины  $B(E2)$  и структура этих состояний, рассчитанные со схемой Вудса-Саксона. Существование двух близких по энергии состояний с  $K^\pi = 2^+$  в ядре  $^{238}\text{U}$  подтверждается экспериментально.

Обсудим результаты расчётов энергий нижайших октупольных состояний и соответствующих приведенных вероятностей  $E3$ -переходов



на эти состояния в чётно-чётных ядрах исследуемой области, которые представлены в таблице 6 и 7. Для каждого варианта расчёта константа октупольного взаимодействия  $\kappa^{(8\mu)}$  взята одинаковой для всех ядер, но несколько отличной для различных  $\mu$ . Различие между наименьшей из них (для  $\mu = 0, 1, 3$ ) и наибольшей ( $\mu = 2$ )  $\approx 10\%$ . Это небольшое различие можно объяснить неодинаковой перенормировкой октупольных констант при обрезании по числу учитываемых уровней. В данных расчётах октупольные колебания с различными  $\mu$  рассматривались независимо. Учёт взаимодействия Кориолиса между состояниями с различными проекциями  $K$  приведет к некоторому смещению энергий октупольных состояний/19/, что может уменьшить эту разницу констант.

При вычислении величин  $V(E3)$  взяты те же значения эффективного заряда, что и при вычислении  $V(E2)$ .

Как видно из таблицы 4, расчёты, основанные на потенциалах Вудса-Саксона и Нильссона, дают близкие значения энергий октупольных состояний. Для величин  $V(E3)$  результаты в некоторых случаях заметно различаются. Так, в расчётах с потенциалом Вудса-Саксона различие в величинах приведенных вероятностей  $E3$  - переходов на состояния с  $K = 0, 1$  и  $2$  становится менее резким, чем в расчётах с потенциалом Нильссона.

Обсудим особенности октупольных состояний. Известно, что наиболее коллективизированными являются октупольные,  $K^\pi = 0^-$  - состояния; их энергии в большинстве ядер лежат очень низко, гораздо ниже щели. Октупольные состояния с другими проекциями,  $K \neq 0$ , расположены выше; экспериментально они изучены значительно хуже. Результаты расчётов объясняют эти особенности. Понижение энергий октупольных  $K^\pi = 0^-$  состояний в начале области актинидов объясняется наличием большого числа низких двухквaziчастичных полюсов с большими матричными элементами. Во всех изотопах калифорния энергии состояний с  $K^\pi = 2^-$  имеют низкую энергию ( $\approx 0,7$  МэВ), однако по своей природе эти состояния близки к протонному двухквaziчастичному состоянию  $pp633^{52}1+$ . Это показывает, что не всегда низкая энергия однофононного состояния свидетельствует о его коллективной природе.

Состояния с  $K^\pi = 3^-$ , согласно данным расчётам, коллективизированы гораздо слабее по сравнению с остальными октупольными состояниями. Волновые функции этих состояний имеют по одной-две главных двухквaziчастичных компоненты; примесь остальных – порядка одного или нескольких процентов. Положение этих состояний слабо зависит от константы октупольного взаимодействия и определяется энергиями двухквaziчастичных полюсов.

Уменьшение роли октупольного взаимодействия для состояний с  $K^\pi = 3^-$  является следствием уменьшения числа матричных элементов, а также отсутствием низколежащих полюсов с большими матричными элементами.

В тяжелых ядрах рассматриваемой области наблюдается некоторое усиление коллективизации первых состояний с  $K^\pi = 3^-$ . Это усиление можно понять, если заметить, что для ядер с  $Z = 96, 98, 100$  и с  $N = 152, 154$  вблизи поверхности Ферми появляется несколько низких двухквaziчастичных полюсов с большими матричными элементами. Так, для изотопов фермия матричные элементы, соответствующие нижайшим полюсам  $pp\ 633 \uparrow 521 \downarrow$ ,  $pp\ 624 \uparrow 521 \downarrow$  и  $pn\ 734 \uparrow 622 \downarrow$ , имеют величину 42,9; 30,1 и 6,8, соответственно (в ферми<sup>6</sup>). Структура состояний  $3^-$  в этих ядрах усложняется, а вероятность электрических E3-переходов на них достигает порядка единицы (см. табл. 5). Было бы интересно экспериментально обнаружить состояния с  $K^\pi = 3^-$  в изотопах калифорния и фермия.

Приведенные расчёты показали, что первые квадрупольные и октупольные состояния ядер в области  $228 \leq A \leq 254$  достаточно хорошо описываются в рамках сверхтекучей модели ядра при использовании метода приближенного вторичного квантования. Сравнение результатов, полученных с использованием одночастичных уровней и волновых функций потенциалов Нильссона и Вудса-Саксона, показывает, что они довольно сходны. Однако сравнительно хорошие результаты расчётов со схемой Нильссона получены, в некоторой степени, искусственно, т.к. проводились сдвиги отдельных одночастичных уровней, и для некоторых подоболочек употреблялись различные параметры потенциала. В расчётах, основанных

на потенциале Вудса-Саксона, для всех уровней взяты одни и те же параметры потенциала и не проведено никаких произвольных сдвигов уровней. Поэтому эти расчёты являются существенно более однозначными, по сравнению с расчётами, основанными на потенциале Нильссона.

В заключение выражаем благодарность С.П. Ивановой за полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

1. V.G. Soloviev. *Atom.En.Rev.*, 3, 117 (1965).
2. V.G. Soloviev. *Nucl.Phys.*, 69, 1 (1965); V.G. Soloviev, P. Vogel, *Phys.Lett.* 8, 126 (1963).  
В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук, ДАН СССР, 154, 72 (1964);  
В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1599 (1964).
3. L.A. Malov, V.G. Soloviev, P. Vogel. *Phys.Lett.*, 22, 441 (1966).
4. I. Blocki, W. Kurcewicz. *Phys.Lett.*, 30B, 458 (1969).
5. A.A. Kuliev, N.I. Pyatov. *Nucl.Phys.*, A106, 689 (1968).
6. A. Faessler, A. Plastino. *Phys.Rev.*, 156, 1072 (1967);  
*Zeit. Phys.*, 203, 333 (1967).
7. S.G. Nilsson. *Mat.Fys.Dan.Selsk.*, 29, N.16 (1959);  
B. Mottelson, S.G. Nilsson. *Mat.Fys.Skr.Dan.Selsk.*, 1, N.8 (1959).
8. А.А. Корнейчук, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов, Г. Шульц.  
9, 750 (1969).
9. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, У.М. Файнер. ДАН СССР, 186, 299 (1969).
10. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. ДАН СССР, 189, 987 (1969).
11. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин, Изв. АН СССР, сер. физ.,  
32, 1690 (1968).
12. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Л.А. Малов. Программа и тезисы докладов  
XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атом-  
ного ядра. Изд. "Наука", 1970, стр. 192.
13. C. Gustafson. I.L. Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson. *Ark.Fys.*, 36,  
613 (1967).

14. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, И.Д. Христов. ЯФ, 6, 1186 (1967).
15. П.Э. Немировский, В.А. Чепурнов. ЯФ, 3, 998 (1966).
16. А.И. Вдовин, А.Л. Комов, Л.А. Малов. Сообщение ОИЯИ Р4-5125, Дубна, 1970.
17. S.T. Beliaev. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 31, N.11 (1959).
18. D.R. Bes, R.A. Sorensen. Advances in Nucl.Phys., 11, 129 (1969).
19. K. Neergard, P.Vogel. Nucl.Phys., A145, 33 (1970).
20. E.R. Marshalek, I.O. Rasmussen. Nucl.Phys., 43, 438 (1963);  
D. Bes. Nucl.Phys., 49, 544 (1963);  
D. Bes, P. Federman, M. Magueda, A. Zuker. Nucl.Phys.,  
65, 1 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

10 июня 1970 года.

Таблица I.

Параметры потенциала Вудса-Саксона для ядер редкоземельной области и актинидов.

| Зона<br>▲ | Нейтронные системы |                      |                              |                             | Протонные системы  |                      |                              |                             |
|-----------|--------------------|----------------------|------------------------------|-----------------------------|--------------------|----------------------|------------------------------|-----------------------------|
|           | $V_0, \text{МэВ.}$ | $V_0, \text{ферми.}$ | $\alpha, \text{ферми.}^{-1}$ | $\alpha^2, \text{ферми.}^2$ | $V_0, \text{МэВ.}$ | $V_0, \text{ферми.}$ | $\alpha, \text{ферми.}^{-1}$ | $\alpha^2, \text{ферми.}^2$ |
| I55       | 44,2               | 1,26                 | 1,59                         | 0,360                       | 59,2               | 1,24                 | 1,59                         | 0,356                       |
| I65       | 44,8               | 1,26                 | 1,59                         | 0,362                       | 60,0               | 1,24                 | 1,59                         | 0,356                       |
| I73       | 44,1               | 1,26                 | 1,59                         | 0,365                       | 60,0               | 1,24                 | 1,59                         | 0,356                       |
| I81       | 43,4               | 1,26                 | 1,59                         | 0,370                       | 59,8               | 1,24                 | 1,59                         | 0,365                       |
| 239       | 46,7               | 1,26                 | 1,45                         | 0,430                       | 61,0               | 1,24                 | 1,55                         | 0,375                       |
| 247       | 46,0               | 1,26                 | 1,38                         | 0,430                       | 62,0               | 1,24                 | 1,55                         | 0,370                       |

ТАБЛИЦА 2.

Величины  $\rho^{(\lambda)} = \rho^{(\lambda)} \cdot A^{\frac{2\lambda+3}{3}}$  (в единицах Мэв, ферми<sup>-2</sup>)  
 для ядер в области  $150 < A < 190$  и  $228 < A < 254$

|  | Схемы потенциала Нильссона |                          |                          |                          |                          | Схемы потенциала Вудса-Саксона |                          |                          |                          |                           |
|--|----------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------|
| Область ядер                                   | 150<A<188                  | 228<A<254                | 228<A<254                | 150<A<174                | 174<A<188                | 228<A<254                      | 150<A<174                | 174<A<188                | 232<A<254                | 232<A<254                 |
| Ссылка   | /1/                        | /1/                      | /3/                      | /8/                      | /9/                      | данная работа                  | /8/                      | /9/                      | данная работа            | данная работа             |
| Количество во уровней нейтрон и протонов $n_p$ | $n_n = 36$<br>$n_p = 36$   | $n_n = 46$<br>$n_p = 43$ | $n_n = 43$<br>$n_p = 43$ | $n_n = 43$<br>$n_p = 43$ | $n_n = 42$<br>$n_p = 42$ | $n_n = 43$<br>$n_p = 43$       | $n_n = 50$<br>$n_p = 43$ | $n_n = 42$<br>$n_p = 42$ | $n_n = 43$<br>$n_p = 43$ | $n_n = 100$<br>$n_p = 70$ |
| $\lambda = 2$                                  | 350                        | 360-400                  | 370-470                  | 280                      | 240-290                  | 290-340                        | 400-430                  | 370                      | 570-590                  | 260-320                   |
| $\lambda = 3$                                  | 200                        | 200                      | 150-170                  | -                        | 140                      | 120-150                        | 170-200                  | 240                      | 240-250                  | 160-180                   |

Таблица 3

Энергии (в Мэв)  $\beta$ - и  $\gamma$ - вибрационных состояний, рассчитанные по двум одночастичным схемам: Вудса-Саксона (W-S.) и Нильсона (N.).

| Ядра  | $K^{\pi} = 0^{+}$ |      |      | $K^{\pi} = 2^{+}$ |      |      |
|-------|-------------------|------|------|-------------------|------|------|
|       | эксп.             | W-S. | N.   | эксп.             | W-S. | N.   |
| 228Th | (0,830)           |      | 0,83 | 0,969             |      | 0,94 |
| 230   | 0,634             |      | 0,64 | 0,783             |      | 0,70 |
| 232   | 0,730             |      | 0,72 | 0,790             |      | 0,79 |
| 234   |                   |      | 1,2  |                   |      | 0,88 |
| 230U  |                   |      | 0,65 |                   |      | 1,1  |
| 232   | 0,693             |      | 0,69 | 0,867             |      | 0,87 |
| 234   | 0,811             | 1,0  | 0,80 | 0,927             | 0,86 | 0,92 |
| 236   | 0,910             | 1,1  | 0,90 | (0,953)           | 1,1  | 0,95 |
| 238   | 0,925             | 1,1  | 1,0  | 1,061             | 1,1  | 1,0  |
| 240   |                   | 0,6  | 0,87 |                   | -    | 1,2  |
| 236Pu |                   | 1,2  | 1,1  |                   | 0,69 | 1,0  |
| 238   | 0,943             | 1,2  | 0,96 | 1,030             | 1,1  | 1,0  |
| 240   | 0,863             | 1,1  | 0,87 | 0,945             | 1,2  | 1,0  |
| 242   |                   | 0,8  | 0,89 |                   | 1,5  | 1,3  |
| 244   |                   | -    | 1,1  |                   | -    | 1,2  |
| 240Cm |                   | 1,3  | 1,2  |                   | 1,1  | 1,1  |
| 242   |                   | 1,0  | 1,0  |                   | 1,2  | 1,0  |
| 244   |                   | 0,8  | 1,0  |                   | 1,2  | 1,3  |
| 246   |                   | 1,2  | 1,2  | 1,126             | 1,1  | 1,2  |
| 248   |                   | 1,0  | 1,2  |                   | 0,90 | 1,1  |
| 246Cf |                   | 0,9  | 1,0  |                   | 1,3  | 1,2  |
| 248   |                   | 1,2  | 1,2  |                   | 1,2  | 1,1  |
| 250   |                   | 1,1  | 1,3  | 1,0382            | 1,0  | 1,0  |
| 252   |                   | 1,3  | 0,92 |                   | 0,70 | 0,80 |
| 248Fm |                   | 0,9  | 1,0  |                   | 1,3  | 1,2  |
| 250   |                   | 1,1  | 1,1  |                   | 1,3  | 1,1  |
| 252   |                   | 1,0  | 1,1  |                   | 1,1  | 1,0  |
| 254   |                   | 1,2  | 0,88 | 0,693             | 0,9  | 0,79 |

Таблица 4

Приведенные вероятности  $V(E2; 0_2 \rightarrow I=2, K_2)$  электрических переходов (в одночастичных яд. В з. р. и.  $(E2)=0,3A^{2/3}$ ), рассчитанные по двум одночастичным схемам: Вудса-Саксона (W-S) и Нильссона (N.) из основного состояния в квадрупольные.

| ядра  | $K^\pi = 0^+$ |     | $K^\pi = 2^+$ |      |
|-------|---------------|-----|---------------|------|
|       | W-S.          | N.  | W-S.          | N.   |
| 228Th |               | 4,9 |               | -    |
| 230   |               | 8,5 |               | 10,0 |
| 232   |               | 9,5 |               | 6,6  |
| 234   |               | 4,5 | 4,6           | 4,4  |
| 230U  |               | 5,7 |               | -    |
| 232   |               | 6,5 |               | 7,1  |
| 234   | 4,3           | 7,8 | 7,1           | 4,4  |
| 236   | 3,0           | 7,6 | 4,0           | 3,0  |
| 238   | 2,4           | 1,6 | 1,1           | 0,5  |
| 240   | 3,9           | 3,9 |               | 2,0  |
| 236Pu | 1,7           | 3,3 | 3,6           | 3,0  |
| 238   | 1,6           | 5,8 | 2,2           | 2,0  |
| 240   | 1,5           | 3,3 | 0,1           | 0,2  |
| 242   | 1,7           | 2,9 | 1,7           | 0,8  |
| 244   | 2,1           | 3,0 | 6,1           | 2,6  |
| 240Cm | 1,0           | 1,7 | 1,7           | 1,6  |
| 242   | 1,2           | 1,4 | 0,03          | 0,2  |
| 244   | 0,8           | 1,4 | 3,4           | 0,4  |
| 246   | 0,3           | 1,2 | 2,9           | 2,1  |
| 248   | 0,4           | 2,6 | 3,2           | 2,6  |
| 246Cf | 0,5           | 1,0 | 2,7           | 1,1  |
| 248   | 0,1           | 0,8 | 2,3           | 2,7  |
| 250   | 0,3           | 2,0 | 2,5           | 3,3  |
| 252   | 0,5           | 3,3 | 3,5           | 3,6  |
| 248Fm | 0,7           | 1,2 | 0,1           | 1,5  |
| 250   | 0,6           | 1,3 | 2,0           | 2,8  |
| 252   | 0,5           | 1,8 | 2,1           | 3,4  |
| 254   | 0,7           | 3,0 | 2,4           | 3,6  |



Энергии и структура двух нижайших состояний с  $K^\pi = 2^+$   
в ядрах с числом нейтронов  $N=146$ .

| Ядро              | Энергия (Мэв) |       | $B(E2)$ |       | Структура (%) |      |      |
|-------------------|---------------|-------|---------|-------|---------------|------|------|
|                   | эксп.         | теор. | эксп.   | теор. |               |      |      |
| $^{238}\text{U}$  | 1,061         | 1,16  | 2       | 1,1   | nn 622↑       | 63I↓ | 69,4 |
|                   |               |       |         |       | nn 633↓       | 63I↓ | 7,7  |
|                   |               |       |         |       | nn 63I↑       | 63I↓ | 2,6  |
|                   |               |       |         |       | nn 622↑       | 620↑ | 2,5  |
|                   |               |       |         |       | nn 734↑       | 752↑ | 2,3  |
|                   | 1,16          | 1,25  | -       | 2,2   | nn 622↑       | 63I↓ | 30,6 |
|                   |               |       |         |       | nn 633↓       | 63I↓ | 19,0 |
|                   |               |       |         |       | nn 63I↑       | 63I↓ | 5,8  |
|                   |               |       |         |       | nn 622↑       | 620↑ | 5,5  |
|                   |               |       |         |       | nn 734↑       | 752↑ | 5,2  |
| $^{240}\text{Pu}$ | 0,945         | 1,18  | -       | 0,1   | nn 622↑       | 63I↓ | 97,8 |
|                   |               |       |         |       | nn 633↓       | 63I↓ | 0,6  |
|                   |               |       |         |       | nn 63I↓       | 63I↑ | 0,2  |
|                   |               |       |         |       | nn 622↑       | 620↑ | 0,2  |
|                   |               |       |         |       | nn 734↑       | 752↑ | 0,2  |
|                   | -             | 1,43  | -       | 2,0   | nn 633↓       | 63I↓ | 35,4 |
|                   |               |       |         |       | nn 63I↑       | 63I↓ | 8,5  |
|                   |               |       |         |       | nn 622↑       | 620↑ | 7,6  |
|                   |               |       |         |       | nn 734↑       | 752↑ | 7,5  |
|                   |               |       |         |       | pp 633↑       | 65I↑ | 3,9  |
| $^{242}\text{Cm}$ | -             | 1,18  | -       | 0,03  | nn 622↑       | 63I↓ | 99,0 |
|                   |               |       |         |       | nn 633↑       | 63I↓ | 0,3  |
|                   |               |       |         |       | nn 63I↓       | 63I↑ | 0,1  |
|                   |               |       |         |       | nn 622↑       | 620↑ | 0,1  |
|                   |               |       |         |       | nn 734↑       | 752↑ | 0,1  |
|                   | -             | 1,51  | -       | 1,7   | nn 633↓       | 63I↓ | 40,9 |
|                   |               |       |         |       | nn 63I↓       | 63I↑ | 8,4  |
|                   |               |       |         |       | nn 734↑       | 752↑ | 7,4  |
|                   |               |       |         |       | nn 622↑       | 620↑ | 7,2  |
|                   |               |       |         |       | nn 743↑       | 76I↑ | 3,4  |

Таблица 6.

Энергии ( $\lambda$  Мэв) ядер окислов при совпадении с  $K^{\pi}$   $-0,1,2$  и  $3$ , рассчитанные по двум одночастичным схемам: Вудса-Саксона (W.S.) и Нильсона (N.).

| Ядро  | $K^{\pi} = 0^{-}$ |      |      | $K^{\pi} = 2^{-}$ |      |      | $K^{\pi} = 3^{-}$ |      |      |
|-------|-------------------|------|------|-------------------|------|------|-------------------|------|------|
|       | эвел.             | W.S. | N.   | эвел.             | W.S. | N.   | эвел.             | W.S. | N.   |
| 288Th | 0,328             |      | 0,46 | 0,954             |      | I,1  | I,123             |      | I,4  |
| 290   | 0,508             |      | 0,51 | (1,045)           |      | I,0  | (1,080)           |      | I,2  |
| 292   |                   |      | 0,61 |                   |      | I,0  |                   |      | I,1  |
| 294   |                   |      | 0,51 |                   |      | I,2  |                   |      | I,4  |
| 290U  |                   |      | 0,55 | 1,146             |      | I,2  |                   |      | I,5  |
| 292   | 0,565             | 0,36 | 0,59 | 1,434             | 0,97 | I,0  | 1,018             | 0,94 | I,2  |
| 294   | 0,788             | 0,74 | 0,72 |                   | 1,0  | I,2  | 0,989             | 0,92 | I,4  |
| 296   | 0,687             | 0,48 | 0,61 | 0,931             | 0,94 | I,3  | 0,688             | 0,94 | I,1  |
| 298   | 0,680             | 0,68 | 0,54 |                   | 1,0  | I,3  | 1,129             | 0,82 | I,3  |
| 240   |                   | 0,86 | 0,51 |                   | 1,3  | I,2  |                   | 0,60 | I,3  |
| 236Pu |                   | 0,64 | 0,74 |                   | 1,0  | I,0  |                   | 1,1  | I,1  |
| 238   | 0,605             | 0,52 | 0,64 |                   | 0,92 | I,3  |                   | 1,2  | I,1  |
| 240   | 0,610             | 0,69 | 0,61 |                   | 1,0  | I,3  |                   | 1,0  | I,5  |
| 242   |                   | 0,88 | 0,55 |                   | 1,2  | I,2  |                   | 1,0  | I,5  |
| 244   |                   | -    | 0,67 |                   | 1,0  | 0,94 |                   | 1,0  | I,2  |
| 240Cm |                   | -    | 0,80 |                   | 1,1  | I,2  |                   | 1,81 | I,0  |
| 242   |                   | 0,73 | 0,76 |                   | 1,1  | I,2  |                   | 1,1  | I,3  |
| 244   |                   | 0,79 | 0,74 |                   | 1,2  | I,1  |                   | 0,96 | I,1  |
| 246   | (1,030)           | 1,0  | 0,85 | 1,080             | 1,0  | I,2  | 0,950             | 0,96 | I,1  |
| 248   |                   | 1,1  | 0,87 |                   | 1,1  | I,1  | 0,842             | 0,95 | I,0  |
| 246Cf |                   | 0,89 | 1,0  |                   | 1,3  | I,3  |                   | 1,0  | I,2  |
| 248   |                   | 1,1  | 1,0  |                   | 1,1  | I,0  |                   | 0,80 | 0,76 |
| 250   |                   | 1,2  | 1,0  |                   | 1,2  | I,2  | 0,850             | 0,80 | 0,73 |
| 252   |                   | 1,1  | 0,97 |                   | 1,4  | I,3  |                   | 0,56 | 0,80 |
| 248Fm |                   | 0,96 | 0,96 |                   | 1,3  | I,3  |                   | 0,93 | 0,80 |
| 250   |                   | 1,2  | 1,0  |                   | 1,1  | I,0  |                   | 0,92 | I,2  |
| 252   |                   | 1,3  | 1,0  |                   | 1,2  | I,2  |                   | 0,95 | I,0  |
| 254   |                   | 1,2  | 1,0  |                   | 1,4  | I,3  |                   | 0,73 | I,3  |

Таблица 7

Приведенные вероятности  $W(KZ; 0, \rightarrow I=3, K)$  электрических переходов (в одночастичных ед.  $W(EZ)=0,42A^2$ ), рассчитанные по двум одночастичным схемам: Вудса-Саксона ( $W-S$ ) и Нильссона ( $N.$ ), из основного состояния в октупольное с  $K^\pi=0^-, 1^-, 2^-$  и  $3^-$ .

| Ядра  | $K^\pi=0^-$ |      | $K^\pi=1^-$ |     | $K^\pi=2^-$ |     | $K^\pi=3^-$ |
|-------|-------------|------|-------------|-----|-------------|-----|-------------|
|       | W-S.        | N.   | W-S.        | N.  | W-S.        | N.  | W-S.        |
| 228Th |             | 20,8 |             | 8,4 |             | 3,8 |             |
| 230   |             | 21,8 |             | 7,2 |             | 1,9 |             |
| 232   |             | 20,2 |             | 5,8 |             | 1,6 |             |
| 234   |             | 23,5 |             | 6,0 |             | 4,1 |             |
| 230U  |             | 18,4 |             | 7,3 |             | 3,9 |             |
| 232   | 8,3         | 12,8 | 6,3         | 5,9 | 3,4         | 2,8 | 0,06        |
| 234   | 5,8         | 19,0 | 4,1         | 5,8 | 3,4         | 2,0 | 0,07        |
| 236   | 12,2        | 21,0 | 2,9         | 3,4 | 3,6         | 4,0 | 0,006       |
| 238   | 8,2         | 25,5 | 2,1         | 3,7 | 4,1         | 4,3 | 0,009       |
| 240   | 6,0         | 26,5 | 2,6         | 4,4 | 5,2         | 3,4 | 0,08        |
| 236Pu | 5,4         | 16,8 | 3,8         | 4,3 | 3,1         | 1,4 | 0,009       |
| 238   | 10,7        | 18,6 | 3,1         | 3,8 | 3,5         | 4,9 | 0,005       |
| 240   | 7,5         | 22,4 | 2,3         | 4,2 | 3,6         | 5,1 | 0,006       |
| 242   | 5,5         | 16,7 | 2,8         | 4,4 | 2,3         | 2,5 | 0,02        |
| 244   | 6,3         | 18,8 | 1,7         | 2,7 | 2,7         | 2,1 | 0,06        |
| 240Cm | 7,8         | 15,2 | 2,5         | 4,0 | 3,7         | 4,4 | 0,006       |
| 242   | 6,9         | 17,9 | 2,2         | 3,9 | 3,9         | 4,7 | 0,007       |
| 244   | 5,7         | 18,1 | 2,0         | 4,1 | 2,6         | 3,6 | 0,004       |
| 246   | 5,5         | 16,1 | 1,4         | 2,9 | 3,0         | 2,9 | 0,37        |
| 248   | 5,8         | 15,2 | 1,8         | 3,5 | 3,4         | 4,9 | 0,002       |
| 246Cf | 4,3         | 13,8 | 1,4         | 2,0 | 3,5         | 4,7 | 0,006       |
| 248   | 4,4         | 13,2 | 1,0         | 1,4 | 3,9         | 4,9 | 0,52        |
| 250   | 4,8         | 12,5 | 1,2         | 0,4 | 4,2         | 4,3 | 0,003       |
| 252   | 5,6         | 11,6 | 1,9         | 0,7 | 6,0         | 3,9 | 0,02        |
| 248Fm | 3,3         | 9,2  | 1,1         | 1,2 | 2,8         | 2,2 | 0,43        |
| 250   | 3,5         | 7,4  | 0,8         | 1,0 | 3,3         | 1,8 | 0,45        |
| 252   | 3,7         | 6,9  | 0,9         | 0,2 | 3,7         | 4,4 | 0,45        |
| 254   | 4,4         | 7,4  | 1,3         | 0,2 | 4,7         | 3,5 | 0,52        |