

УДК 539.1

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ЭНЕРГИИ И ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА—ВУДСА И НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ $150 < A < 190$

*Ф. А. Гареев, С. П. Иванова
В. Г. Соловьев,
С. И. Федотов*

Объединенный институт ядерных
исследований, г. Дубна

Приведены одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона — Вудса для описания деформированных ядер в области $150 < A < 190$. Рассчитаны энергии и волновые функции неротационных состояний нечетных ядер с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. Проведен учет эффекта $\Delta N = \pm 2$ смешивания. Изучено влияние изменения равновесной деформации ядра в возбужденном состоянии по сравнению с основным на энергию и структуру состояний.

Получено достаточно хорошее описание энергий низколежащих неротационных состояний в ядрах данной области. Рассчитанные одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона — Вудса могут служить базисом при вычислении различных характеристик ядер рассматриваемой области.

The single-particle energies and the wave functions of the Saxon-Woods potential are given for the description of deformed nuclei in the region $150 < A < 190$. The energies and the wave functions of the nonrotational states of odd-mass nuclei are calculated with the account of the quasiparticle-phonon interaction. The $\Delta N = \pm 2$ mixing effect is taken into account. It is studied how changes in the equilibrium deformation of the excited state of a nucleus compared with the ground state affect the energy and the structure of the state.

A rather good description of the energies of low-lying non-rotational states for the nuclei of the region mentioned is obtained. The calculated single-particle energies and wave functions of the Saxon—Woods potential may serve as a basis for computing various characteristics of the nuclei in question.

1. ВВЕДЕНИЕ

В теории атомного ядра для описания низколежащих возбужденных состояний атомных ядер широко используется полумикроскопическое описание. Оно основано на выборе эффективного ядерного взаимодействия. При полумикроскопическом описании взаимодействия между нуклонами в ядре разделяют на две части:

среднее поле ядра и остаточные взаимодействия. Среднее поле — это тот ядерный потенциал, который создается всеми нуклонами ядра. Большая совокупность экспериментальных данных, полученных при изучении α -, β -, γ -спектров и ядерных реакций, используется для определения параметров потенциала среднего поля. Остаточные взаимодействия — это та часть сил, которая не включена в среднее поле. Остаточные взаимодействия приобретают в ядре весьма важное значение, они монотонно и медленно меняются от ядра к ядру, они не малы, и их нельзя учитывать по теории возмущений. Роль среднего поля ядра велика: среднее поле определяет многие свойства ядер непосредственно; кроме того, оно управляет остаточными взаимодействиями, т. е. дает возможность в той или иной мере проявляться действию ядерных сил. Таким образом, среднее поле определяет конкретные свойства каждого ядра, оно ответственно за отличие многих свойств одних ядер от других.

В рассматриваемом варианте полумикроскопического описания ядерной модельный гамильтониан записывается в следующем виде (см. [1]):

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q + H', \quad (1.1)$$

где H_{pair} — взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа; H_Q — мультиполь-мультипольные взаимодействия; H' — другие виды остаточного взаимодействия (например, спин-мультиполь — спин-мультипольные, гамов-теллеровское); H_{av} — среднее поле нейтронной и протонной систем. Для описания среднего поля деформированных ядер используются потенциалы Нильссона [2, 3] и Саксона — Вудса [4, 5].

Следует отметить, что применяемые в расчетах потенциалы лучше описывают среднее поле ядер в случае деформированных ядер, чем в случае сферических. В деформированных ядрах параметры потенциала среднего поля выбираются так, чтобы ядерный потенциал содержал соответствующую часть взаимодействия между всеми нуклонами в ядре, поэтому добавление каждого двух нуклонов как бы эффективно уже учтено. Можно сказать, что для основного состояния каждого деформированного ядра, лежащего в зоне β -стабильности, среднее поле является самосогласованным. Именно с этим обстоятельством связан успех в описании низлежащих уровней нечетных деформированных ядер с помощью потенциалов Нильссона и Саксона — Вудса.

При изучении парных корреляций сверхпроводящего типа используется гамильтониан:

$$H_0 = H_{av} + H_{pair} = H_0(n) + H_0(p), \quad (1.2)$$

где для нейтронной системы

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} \{E(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{s,s'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+}. \quad (1.3)$$

Здесь $E(s)$ — одночастичные энергии; $a_{s\sigma}$ — оператор уничтожения нуклона; G_N — константа парного взаимодействия; λ_n — химический потенциал нейтронной системы. В протонной системе константу парного взаимодействия и химический потенциал обозначим G_z и λ_p . Совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичное состояние нейтронной системы, обозначим $(s\sigma)$, нейтронной и протонной систем — $(q\sigma)$, причем $\sigma = \pm 1$.

Проведем каноническое преобразование Боголюбова:

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+, \tag{1.4}$$

где $\alpha_{s\sigma}$ — оператор поглощения квазичастицы, а

$$u_s^2 + v_s^2 = 1. \tag{1.5}$$

Волновую функцию основного состояния системы определим из условия

$$\alpha_{s\sigma} \Psi_0 = 0. \tag{1.6}$$

Найдем среднее значение $H_0(n)$ по состоянию Ψ_0 , воспользуемся вариационным принципом и в результате (см. работу [1]) получим следующую систему уравнений для определения корреляционной функции C_n и химического потенциала λ_n :

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{\sqrt{C_n^2 + (E(s) - \lambda_n)^2}}; \tag{1.7}$$

$$N = \sum_s \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{C_n^2 + (E(s) - \lambda_n)^2}} \right\}, \tag{1.8}$$

где N — число нейтронов.

Энергия и волновая функция основного состояния системы имеют следующий вид:

$$\mathcal{E}_0 = \sum_s 2E(s) v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N}; \tag{1.9}$$

$$\Psi_0 = \prod_s (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \Psi_{00}, \tag{1.10}$$

где

$$a_{s\sigma} \Psi_{00} = 0; \quad \varepsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + (E(s) - \lambda_n)^2}; \tag{1.11}$$

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\}; \quad v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\varepsilon(s)} \right\}. \tag{1.12}$$

В модели независимых квазичастиц возбужденные состояния четно-четных ядер являются двухквазичастичными. При более высоких энергиях возбуждения имеются четырехквазичастичные состояния и т. д. Основными и низколежащими состояниями нечетных ядер являются одноквазичастичные состояния. С ростом

энергии возбуждения к ним добавляются трехквaziчастичные состояния и т. д.

Часть гамильтониана (1.1), соответствующая мультиполь-мультипольному взаимодействию, имеет вид:

$$H_Q = - \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \frac{\kappa^{(\lambda)}}{2} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu}, \quad (1.13)$$

где $Q_{\lambda\mu}$ — оператор мультипольного момента $\lambda\mu$ (см. работу [1]). Для описания вибрационных состояний вводятся операторы фононов

$$Q_j(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{q, q'} \{ \psi_{qq'}^{\lambda\mu j} A(q, q') - \varphi_{qq'}^{\lambda\mu j} A^+(q, q') \} \quad (1.14)$$

и операторы

$$B(q, q') = \sum_{\sigma} \alpha_{q\sigma}^+ \alpha_{q'\sigma} \quad (\text{или} = \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{q-\sigma}^+ \alpha_{q'\sigma}); \quad (1.15)$$

$$A(q, q') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{q'\sigma} \alpha_{q-\sigma} \quad (\text{или} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \alpha_{q\sigma} \alpha_{q'\sigma}). \quad (1.16)$$

Соответствующую часть гамильтониана (1.1) можно записать так:

$$\begin{aligned} H_v = & \sum_q \varepsilon(q) B(q, q) - \frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \kappa^{(\lambda)} \sum_{qq'} \sum_{q_2 q_2'} \sum_{jj'} f^{\lambda\mu}(q, q') f^{\lambda\mu}(q_2, q_2') \times \\ & \times u_{qq'} u_{q_2 q_2'} (\psi_{qq'}^{\lambda\mu j} + \varphi_{qq'}^{\lambda\mu j}) (\psi_{q_2 q_2'}^{\lambda\mu j'} + \varphi_{q_2 q_2'}^{\lambda\mu j'}) Q_j^+(\lambda\mu) Q_j(\lambda\mu) - \\ & - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \kappa^{(\lambda)} \sum_{qq'} \sum_{q_2 q_2'} \sum_j f^{\lambda\mu}(q, q') f^{\lambda\mu}(q_2, q_2') u_{qq'} v_{q_2 q_2'} \times \\ & \times \{ (Q_j^+(\lambda\mu) + Q_j(\lambda\mu)) B(q_2, q_2') + B(q_2, q_2') (Q_j^+(\lambda\mu) + Q_j(\lambda\mu)) \}. \quad (1.17) \end{aligned}$$

Здесь $f^{\lambda\mu}(q, q')$ — матричный элемент от оператора мультипольного момента $\lambda\mu$; $u_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$; $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$.

Волновая функция основного состояния четно-четного ядра определяется как бесфононная, т. е.

$$Q_j(\lambda\mu) \Psi = 0. \quad (1.18)$$

Возбужденные состояния трактуются как однофононные и описываются волновыми функциями

$$Q_j^+(\lambda\mu) \Psi. \quad (1.19)$$

Энергии $\omega_j^{\lambda\mu}$ и волновые функции однофононных состояний находятся с помощью вариационного принципа (см. работу [1]). Для всех однофононных состояний (кроме 0^+ -состояний) секулярное

уравнение имеет вид:

$$1 = 2\kappa(\lambda) \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'})^2 (\varepsilon(q) + \varepsilon(q'))}{(\varepsilon(q) + \varepsilon(q'))^2 - (\omega_j^{\lambda\mu})^2}. \quad (1.20)$$

Используя условие нормировки волновых функций (1.19), нетрудно найти:

$$\Psi_{qq'}^{\lambda\mu j} = \frac{1}{\sqrt{2Y_j(\lambda\mu)}} \cdot \frac{f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'}}{\varepsilon(q) + \varepsilon(q') - \omega_j^{\lambda\mu}}; \quad (1.21)$$

$$\Phi_{qq'}^{\lambda\mu j} = \frac{1}{\sqrt{2Y_j(\lambda\mu)}} \cdot \frac{f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'}}{\varepsilon(q) + \varepsilon(q') + \omega_j^{\lambda\mu}}; \quad (1.21')$$

$$Y_j(\lambda\mu) = \sum_{q, q'} \frac{(f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'})^2 \omega_j^{\lambda\mu} (\varepsilon(q) + \varepsilon(q'))}{[(\varepsilon(q) + \varepsilon(q'))^2 - (\omega_j^{\lambda\mu})^2]^2}. \quad (1.22)$$

Таким путем удалось получить довольно хорошее описание однофононных квадрупольных и октупольных состояний в четно-четных деформированных ядрах [1, 6—8].

При расчетах низколежащих состояний деформированных ядер до 1967 г., а в некоторых работах и позже использовались одночастичные энергии и волновые функции потенциала Нильссона [2, 3]. Для того чтобы получить правильный порядок одночастичных уровней при равновесных деформациях, приходилось полагать параметры потенциала Нильссона различными для разных оболочек, а в отдельных случаях дополнительно проводить сдвиги некоторых подоболочек. Таким путем удалось добиться правильного порядка одночастичных уровней. В расчетах [9], где учитывались парные корреляции сверхпроводящего типа и взаимодействия квазичастиц с фононами, получено достаточно хорошее описание низколежащих неротационных состояний ряда нечетных деформированных ядер редкоземельной области.

Однако потенциалу Нильссона присущи серьезные недостатки. Он является бесконечным по глубине, и поэтому его собственные волновые функции имеют неправильное поведение на границе и вне ядра; спин-орбитальный член не зависит от радиуса и параметров деформации и т. д. Для лучшего описания среднего поля необходимо выбрать более реалистичский потенциал. В последние годы получил широкое распространение конечный потенциал с размытым краем — потенциал Саксона — Вудса. Впервые задачу о нахождении одночастичных состояний в деформированном потенциале Саксона — Вудса решили П. Э. Немировский и В. А. Чепурнов [4]. Они использовали метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений и получили

одночастичные энергии и волновые функции для нейтронных и протонных систем ядер редкоземельной области. Однако расчеты сложны, а представление собственных функций в виде громоздких таблиц затрудняет практическое применение этого метода. Позже были предложены другие методы решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона — Вудса [10].

В работах [5, 11] был разработан приближенный метод решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона — Вудса для сферических и деформированных ядер. Этот метод позволяет получить волновые функции сферических ядер в аналитическом виде. Для того чтобы оценить точность приближенного метода в случае деформированных ядер, было проведено сравнение результатов расчетов по методу, приведенному в работе [11], с теми, которые были получены в работе [4]. Было показано [12], что рассчитанные по этим двум методам энергии и волновые функции одночастичных состояний, расположенных вблизи поверхности Ферми, практически совпадают между собой.

На базе этого приближенного метода в работах [5, 13, 14] вычислены одночастичные спектры и волновые функции сильно деформированных ядер. В работе [14] был создан одночастичный базис для проведения расчетов по сверхтекучей модели ядра для областей $150 \leq A \leq 190$ и $234 \leq A \leq 254$.

В работе [15] показано, что использование одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона — Вудса ведет к лучшему описанию интенсивностей переходов ($E\lambda$ -, $M\lambda$ -переходы, β -распад) между одноквазичастичными состояниями в нечетных ядрах в области $150 \leq A \leq 190$ по сравнению с расчетами, основанными на потенциале Нильссона.

Полученные одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона — Вудса [14] привели к лучшему описанию тех свойств ядер, которые были исследованы на основе потенциала Нильссона, позволили проанализировать такие экспериментальные данные, которые ранее оставались необъясненными. К ним относятся, например, N — запрещенный β -распад, для которого в работе [16] получены значения $\lg ft$, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными.

Следует отметить, что приближенный метод решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона — Вудса, предложенный в работах [5, 11], приводит к результатам, обладающим теми же преимуществами в практическом использовании, что и схема Нильссона (асимптотические квантовые числа $Nn_z\Lambda$ для характеристики одночастичных состояний, представление волновых функций деформированных ядер в виде разложения по базисным аналитическим функциям).

Волновая функция деформированного ядра в случае, когда проекция момента на ось симметрии ядра K является хорошим

квантовым числом, имеет следующий вид:

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{D_{MK}^I(\theta_e) \Psi_i(K^\pi) + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I(\theta_e) \Psi_i(-K^\pi)\}, \quad (1.23)$$

где θ_e — углы Эйлера. В настоящей работе рассматриваются волновые функции $\Psi_i(K^\pi)$, которые можно использовать для вычисления вероятностей переходов и характеристик ядер с учетом ротационного движения. Функции $\Psi_i(K^\pi)$ служат основой при вычислении эффектов, связанных с кориолисовым взаимодействием.

В настоящей работе изложен метод решения уравнения Шредингера с аксиально симметричным потенциалом Саксона — Вудса. Приведены энергии и волновые функции одночастичных состояний потенциала Саксона — Вудса в зонах $A = 155, 165, 173$ и 181 . Дан математический формализм для описания энергий и волновых функций неротационных состояний нечетных деформированных ядер с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. Изучены роль гексадекапольной деформации и влияние взаимодействия частиц с фононами на $\Delta N = \pm 2$ смешивание. Учтен эффект изменения равновесной деформации возбужденного состояния по сравнению с основным на энергии и структуру неротационных состояний. Приведены энергии и структура низколежащих состояний большого числа нечетных ядер в области $150 \leq A \leq 190$ и сделано сравнение теории с экспериментом.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА С АНИЗОТРОПНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ САКСОНА-ВУДСА

Исходим из предположения о том, что форма ядра описывается формулой:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left(1 + \beta_0 + \sum_{\nu} \sum_{\mu} \beta_{\nu\mu} Y_{\nu\mu}(\theta, \varphi) \right), \quad (2.1)$$

где R_0 — радиус равновеликого сферического ядра; β_0 — постоянная, которая вводится для выполнения условия сохранения объема; $\beta_{\nu\mu}$ — параметры деформаций. Имеющиеся экспериментальные данные указывают, что для ядер в областях $150 < A < 190$, $226 < A < 256$ $\beta_{20} > 0$, $\beta_{40} \neq 0$ и $\beta_{60} \sim 0$ [17]. Согласно расчетам [18] равновесные деформации типа β_{22} , $\beta_{3\mu}$ для ядер этих областей равны нулю. Поэтому считаем, что ν принимает только четные значения, а $\mu = 0$.

Ядерный потенциал, состоящий из двух частей, имеет вид:

$$V_{nuc}(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) + V_{s.o.}(\mathbf{r}); \quad (2.2)$$

$$V(\mathbf{r}) = -V_0 \{1 + \exp[(r - R(\theta, \varphi))\alpha]\}^{-1}; \quad (2.3)$$

$$V_{s.o.} = -\kappa [p\sigma] \text{grad } V(\mathbf{r}), \quad (2.4)$$

где κ — константа спин-орбитального взаимодействия, σ — матрицы Паули; \mathbf{p} — импульс нуклона.

В случае протонной системы необходимо добавить кулоновское взаимодействие в виде:

$$V_c(\mathbf{r}) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{n(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (2.5)$$

где $n(\mathbf{r}') = \{1 + \exp[(\mathbf{r}' - R(\theta', \varphi'))\alpha]\}^{-1}$ — плотность распределения заряда в ядре.

Обозначив $U(\mathbf{r})$ сумму ядерного и кулоновского потенциалов, запишем уравнение Шредингера

$$[(-\hbar^2/2M)\Delta + U(\mathbf{r}) - E]\varphi(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.6)$$

Проведем в уравнении (2.6) тождественное преобразование для выделения сферически симметричной части потенциала и в результате получим

$$[(-\hbar^2/2M)\Delta + U(r) + \tilde{U}(\mathbf{r}) - E]\varphi(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.7)$$

где

$$\tilde{U}(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) - U(r). \quad (2.8)$$

Для решения задачи разложим $\tilde{U}(\mathbf{r})$ в ряд по сферическим гармоникам $Y_{\lambda 0}(\theta)$, тогда для $\tilde{V}(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) - V(r)$ будем иметь:

$$\tilde{V}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda} A_{\lambda}^0(\beta_{v_0}, r) Y_{\lambda 0}(\theta). \quad (2.9)$$

Функции A_{λ}^0 находятся численно.

Для спин-орбитального взаимодействия можно записать:

$$\tilde{V}_{s.o}(\mathbf{r}) = V_{s.o}(\mathbf{r}) - V_{s.o}(r) = W_1 + W_2 + W_3, \quad (2.10)$$

причем

$$\begin{aligned} W_1 &= -\frac{\kappa}{r} \cdot \frac{\partial \tilde{V}}{\partial r} \left(p_{\theta} \sigma_{\varphi} - \frac{1}{\sin \theta} p_{\varphi} \sigma_{\theta} \right); \\ W_2 &= -\frac{\kappa}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \theta} p_{\varphi} \sigma_r; \\ W_3 &= \frac{\kappa}{r} \cdot \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \theta} p_r \sigma_{\varphi}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

где σ_{θ} , σ_{φ} , σ_r — матрицы Паули в сферической системе координат; p_{θ} , p_{φ} , p_r — соответствующие операторы импульса. Вклады этих трех слагаемых различны. Операторы W_1 , W_2 , W_3 — неэрмитовы, в то время как $\tilde{V}_{s.o}$ — эрмитов. Поэтому отбрасывание того или другого слагаемого может привести к неортогональности волновых функций. Это особенно опасно для близких уровней с $\Delta N = \pm 2$.

Рассмотрим вопрос о сохранении объема ядра. Для однородного распределения ядерного вещества с резкой границей

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 = 3/(4\pi R_0^3), & r \leq R(\theta, \varphi); \\ 0, & r > R(\theta, \varphi) \end{cases} \quad (2.12)$$

и нормировкой $\int \rho(r) dr = 1$ условие сохранения объема имеет вид:

$$\int d\Omega \int_0^{R(\theta)} r^2 dr = 4\pi R_0^3/3. \quad (2.13)$$

Подставляя для $R(\theta, \varphi)$ выражение (2.1) при $\mu = 0$ (тогда $R(\theta, \varphi) \equiv R(\theta)$), имеем

$$\beta_0 + \beta_0^2 + \frac{1}{3}\beta_0^3 = -\frac{1}{4\pi} \left[\sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 (1 + \beta_0/3) + \frac{1}{3} \sum_{\nu' \nu'' \nu'''} \beta_{\nu' 0}^* \beta_{\nu'' 0} \beta_{\nu''' 0} \left\{ \frac{(2\nu'' + 1)(2\nu''' + 1)}{4\pi(2\nu' + 1)} \right\}^{1/2} (\nu'' \nu''' 00 | \nu' 0)^2 \right]. \quad (2.14)$$

Сохраняя в (2.14) члены до $\beta_{\nu 0}^2$ включительно, получаем

$$\beta_0 = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{4\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2}. \quad (2.15)$$

Если $\sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 < \pi$, то (2.15) сводится к известной формуле:

$$\beta_0 = -\frac{p}{4\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2, \quad (2.16)$$

где

$$p = 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \right) + \frac{3}{12} \left(\frac{1}{\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \right)^2 + \dots$$

и $p \rightarrow 1$ при $\sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \rightarrow 0$.

В случае распределения ядерного вещества типа Саксона — Вудса условие (2.13) преобразуется следующим образом:

$$\int d\Omega \int n(\mathbf{r}) r^2 dr = 4\pi \int n(r) r^2 dr, \quad (2.17)$$

здесь $n(\mathbf{r})$ имеет вид (2.5).

Перепишем уравнение (2.17) в виде:

$$\int \int [n(\mathbf{r}) - n(r)] d\Omega r^2 dr = \int \int \tilde{n}(\mathbf{r}) d\Omega r^2 dr,$$

где $\tilde{n}(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) - n(r)$. Разложим $\tilde{n}(\mathbf{r})$ в ряд по сферическим гармоникам $Y_{\lambda 0}(\theta)$, тогда условие сохранения объема (2.17) сведется

к простому соотношению:

$$\int \int \tilde{n}(\mathbf{r}) d\Omega r^2 dr = \int d\Omega \int \sum_{\lambda} C_{\lambda}^0 \left(r, \beta_0, \sum_{\nu} \beta_{\nu 0} \right) Y_{\lambda 0}(\theta) r^2 dr = \\ = \sqrt{4\pi} \int C_0^0 \left(r, \beta_0, \sum_{\nu} \beta_{\nu 0} \right) r^2 dr = 0. \quad (2.18)$$

Уравнение (2.18) решается методом последовательных приближений и нулевое приближение выбирается в виде (2.16) с $p = 1$. При равновесных значениях параметров деформации $\beta_{\nu 0} \equiv \beta_{\nu 0}^0$ величина β_0 порядка нескольких тысячных и всегда отрицательна. Это приводит к эффективному уменьшению $R(\theta)$, вследствие чего все уровни одночастичного спектра примерно одинаково поднимаются вверх. При $\beta_{20} > \beta_{20}^0$ введение β_0 становится весьма важным, так как сдвиг различных уровней неодинаков и спектр одночастичных уровней сильно меняется. Такое изменение нельзя компенсировать малыми изменениями параметра потенциала r_0 (что было возможно для равновесных β_{20}^0).

Будем искать решение уравнения (2.6) в виде суперпозиции

$$\varphi = \sum_{nlj} a_{nlj}^{\Omega} \varphi_{nlj}^{\Omega}. \quad (2.19)$$

Функции φ_{nlj}^{Ω} являются собственными функциями уравнения Шредингера со сферически симметричным потенциалом

$$[(-\hbar^2/2M)\Delta + V(r) - \varepsilon_{nlj}] \varphi_{nlj}^{\Omega} = 0 \quad (2.20)$$

и $\varphi_{nlj}^{\Omega} = R_{nlj}(r) Y_{lj}^{\Omega}$, Y_{lj}^{Ω} — шаровой спинор, а радиальная часть волновой функции с высокой точностью аппроксимируется формулой [11]:

$$R_{nlj} = (1/r) N_n (A/C)^{1/2} H_n [S(r)] \exp[-S^2(r)/2], \quad (2.21)$$

где N_n — константа нормировки; $H_n(x)$ — полином Эрмита; A и C — параметры, характеризующие волновую функцию данного состояния [11]; $S(r)$ — корректирующая функция, удовлетворяющая условию:

$$\int_{-r_1}^S (E - \sigma^2)^{1/2} d\sigma = \int_{r_1}^r p(\xi) d\xi, \quad (2.22)$$

здесь $p(\xi)$ — квазиклассический импульс; r_1 — точка поворота. Функция $S(r)$ выбирается так, что $(E - \sigma^2)^{1/2}$ обращается в нуль одновременно с $p(\xi)$ [11]. Подставляя (2.19) в (2.6), умножая на $(\varphi_{n'l'j'})^*$ и интегрируя, получаем

$$(\varepsilon_{n'l'j'} - E) a_{n'l'j'}^{\Omega} + \sum_{nlj} a_{nlj}^{\Omega} \langle \varphi_{n'l'j'}^{\Omega} | \tilde{U} | \varphi_{nlj}^{\Omega} \rangle = 0. \quad (2.23)$$

Вследствие аксиальной симметрии потенциала \tilde{U} в (2.19) входят члены с l , одинаковыми по четности. Решая систему уравнений (2.23), находим одночастичные энергии E и волновые функции [коэффициенты a_{nlj}^Q разложения (2.19)].

3. СХЕМЫ ОДНОЧАСТИЧНЫХ УРОВНЕЙ

Известно, что схема Нильссона предусматривает постоянство относительного расположения уровней с изменением A при фиксированном значении параметров деформации. Меняется лишь масштаб отсчета энергии $\hbar\omega_0 \sim A^{-1/3}$. В случае потенциала Саксона — Вудса относительное расположение подболочек является функцией массового числа A , так как энергии состояний с разными n, l, j (при $\beta_{v,0} = 0$) имеют разную зависимость от радиуса ядра. Поэтому, строго говоря, одночастичные состояния потенциала Саксона — Вудса необходимо вычислять для каждого значения массового числа A . Однако одночастичные энергии и волновые функции меняются при увеличении A медленно и монотонно. Поэтому область ядер $150 \leq A \leq 190$ разделим на четыре зоны с $A = 155, 165, 173, 181$.

Расчет одночастичных состояний проведен на основе изложенного в разд. 2 метода, когда в сумме $\sum_{\nu} \beta_{\nu,0} Y_{\nu,0}(\theta)$ сохранена квадрупольная ($\nu = 2$) и гексадекапольная ($\nu = 4$) деформации и $R(\theta)$ имеет вид:

$$R(\theta) = R_0 \{1 + \beta_0 + \beta_{20} Y_{20}(\theta) + \beta_{40} Y_{40}(\theta)\}. \quad (3.1)$$

Результаты вычислений представлены для равновесных значений β_{40} , которые согласно [17] равны 0,06; 0,02; -0,02; -0,03 для A вблизи 155, 165, 173 и 181 соответственно. На рис. 1—8 приведены фрагменты схем нейтронных и протонных уровней с $A = 155, 165, 173$ и 181 при значениях β_{20} , близких к равновесным. Параметры потенциала Саксона — Вудса даны в табл. 3.1. Как видно из таблицы, параметры потенциала несколько изменяются при переходе от одной зоны к другой. Параметры табл. 3.1 близки к параметрам потенциала Саксона — Вудса для ядер в области $234 \leq A \leq 260$, приведенным в работе [19].

Таблицы одночастичных энергий и волновых функций приведены в Приложении. Чтобы уменьшить объем таблиц, ограничимся только состояниями, находящимися в интервале энергий от -12 до 0 Мэв для рассматриваемых зон ядер. Одночастичные энергии и коэффициенты волновых функций даны при равновесных значениях параметров деформации β_{20} и β_{40} . Из таблиц можно видеть, что коэффициенты смешивания базисных волновых функций слабо меняются при переходе от одной зоны к другой, в то время как одночастичные энергии сильно зависят от A . В табл. 3.2

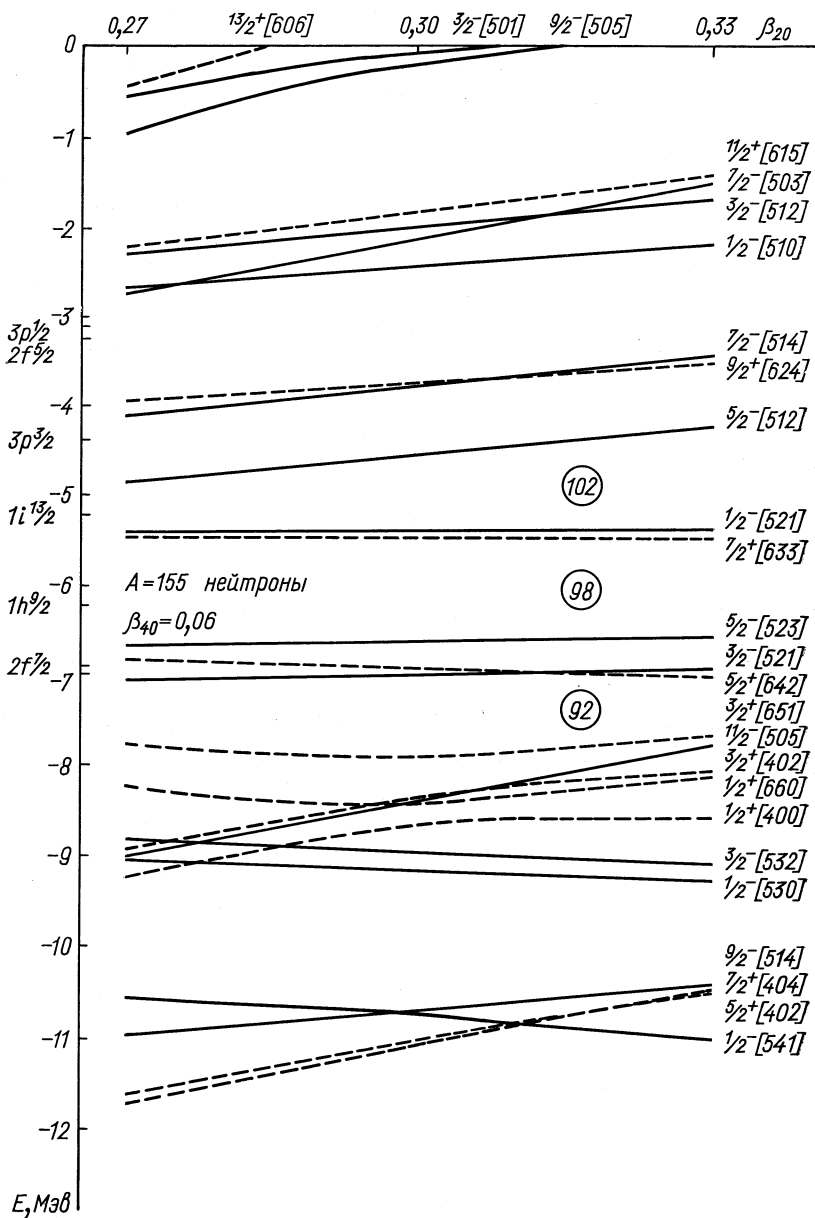


Рис. 1. Схема нейтронных одночастичных состояний $A = 155$.

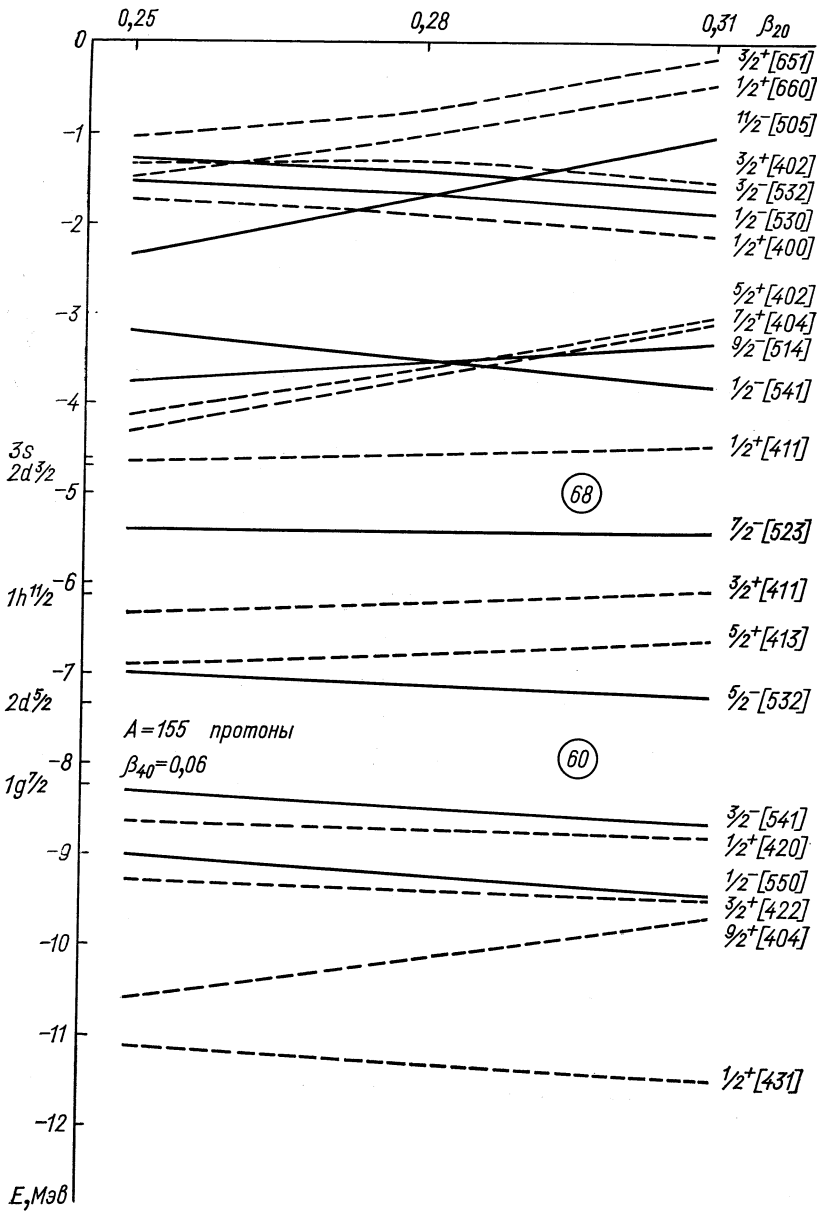


Рис. 2. Схема протонных одночастичных состояний $A = 155$.

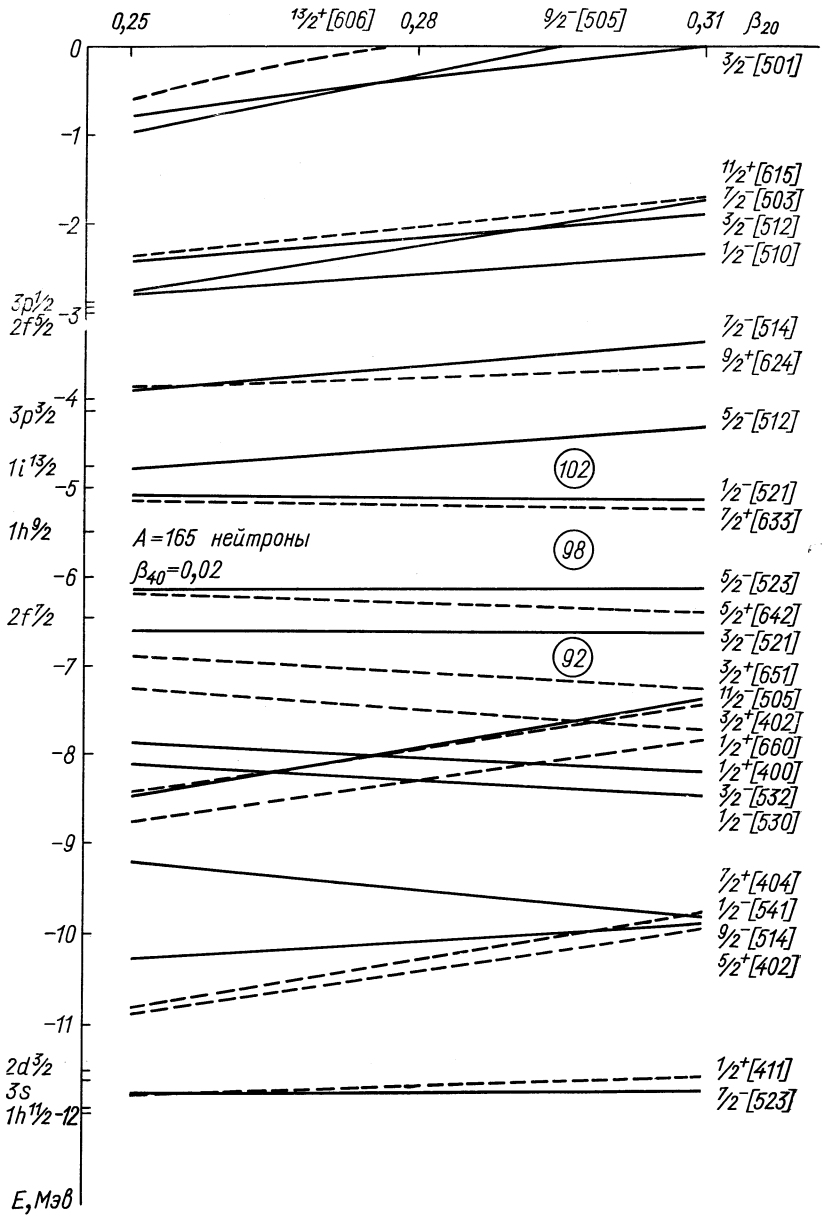


Рис. 3. Схема нейтронных одночастичных состояний $A = 165$.

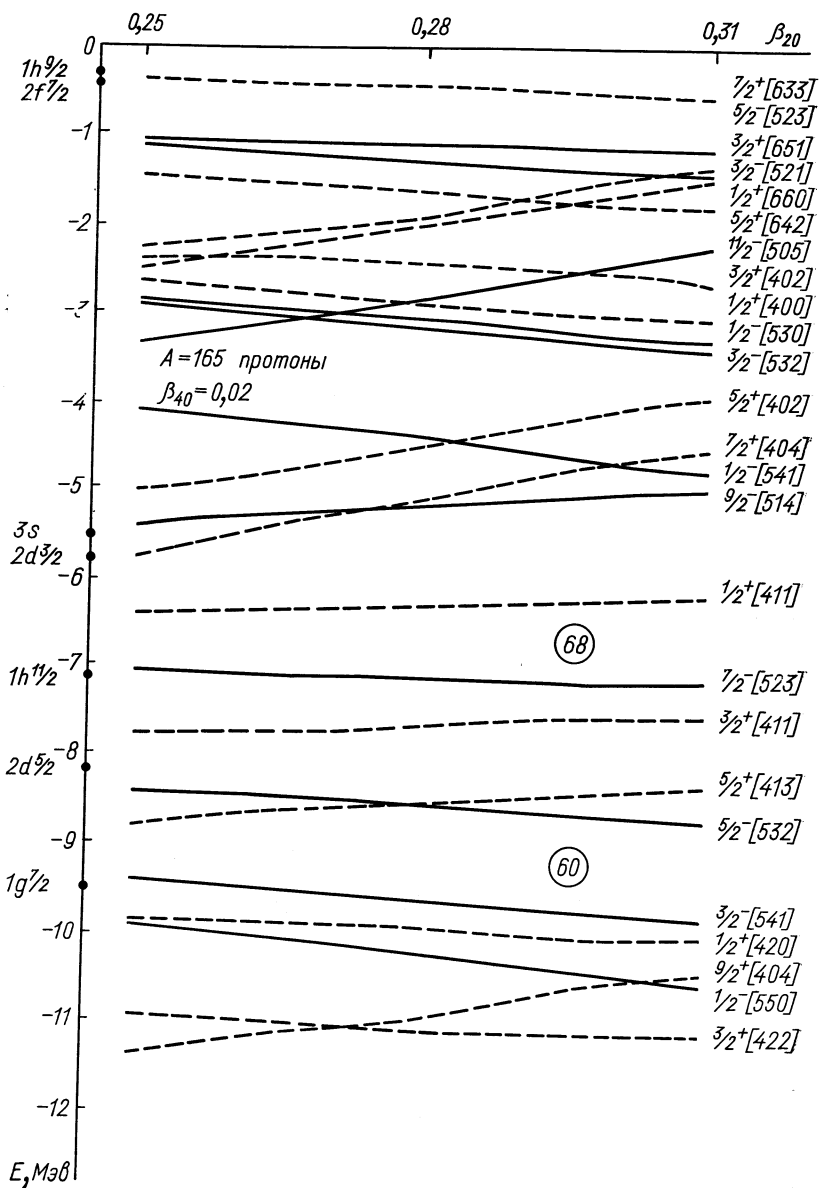


Рис. 4. Схема протонных одночастичных состояний $A = 165$.

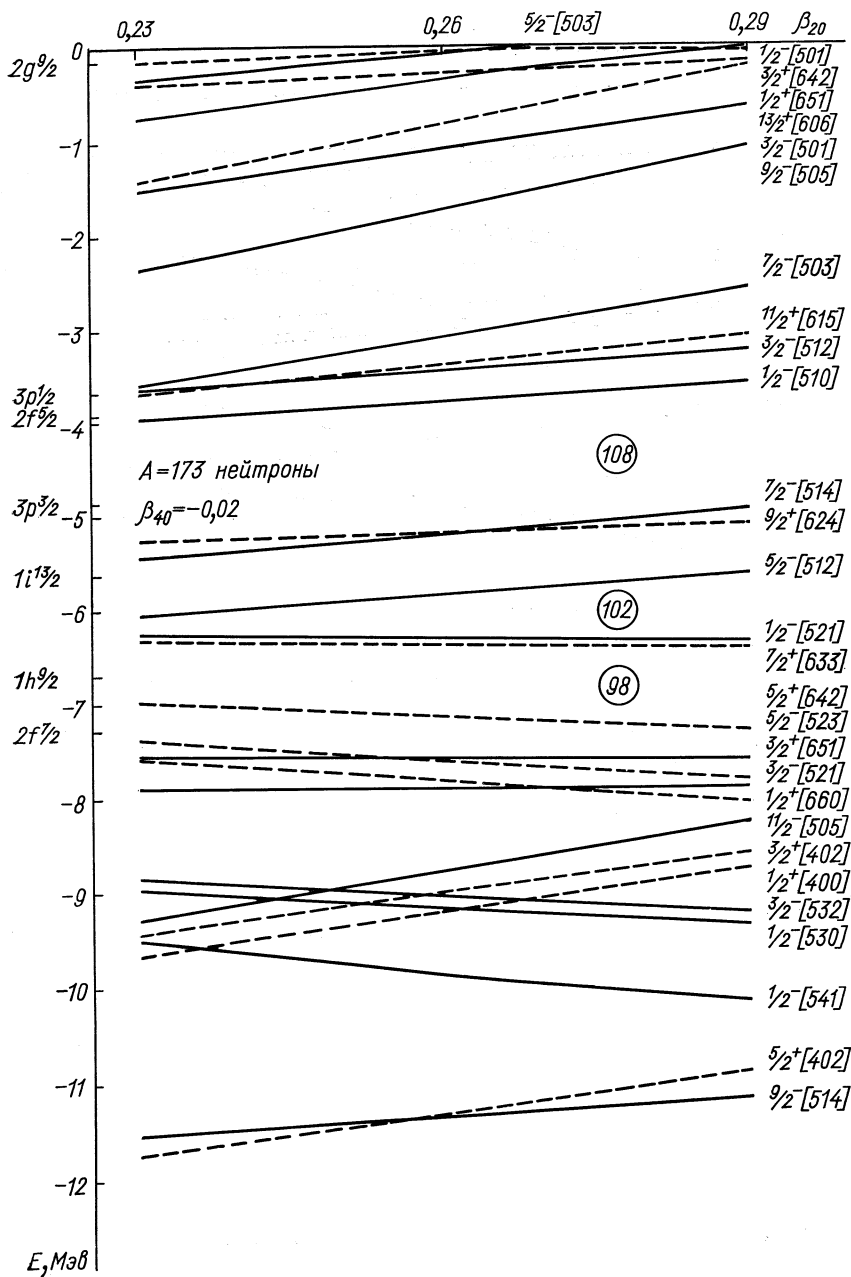


Рис. 5. Схема нейтронных одночастичных состояний $A = 173$

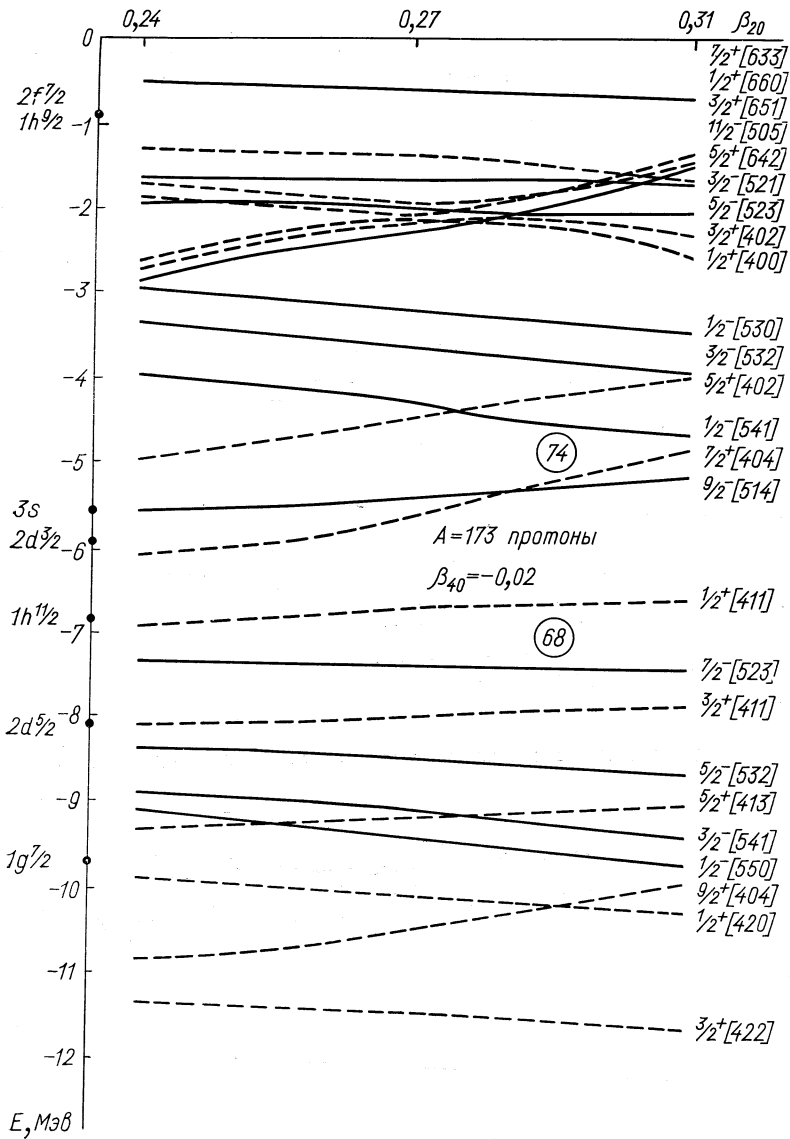


Рис. 6. Схема протонных одночастичных состояний $A = 173$.

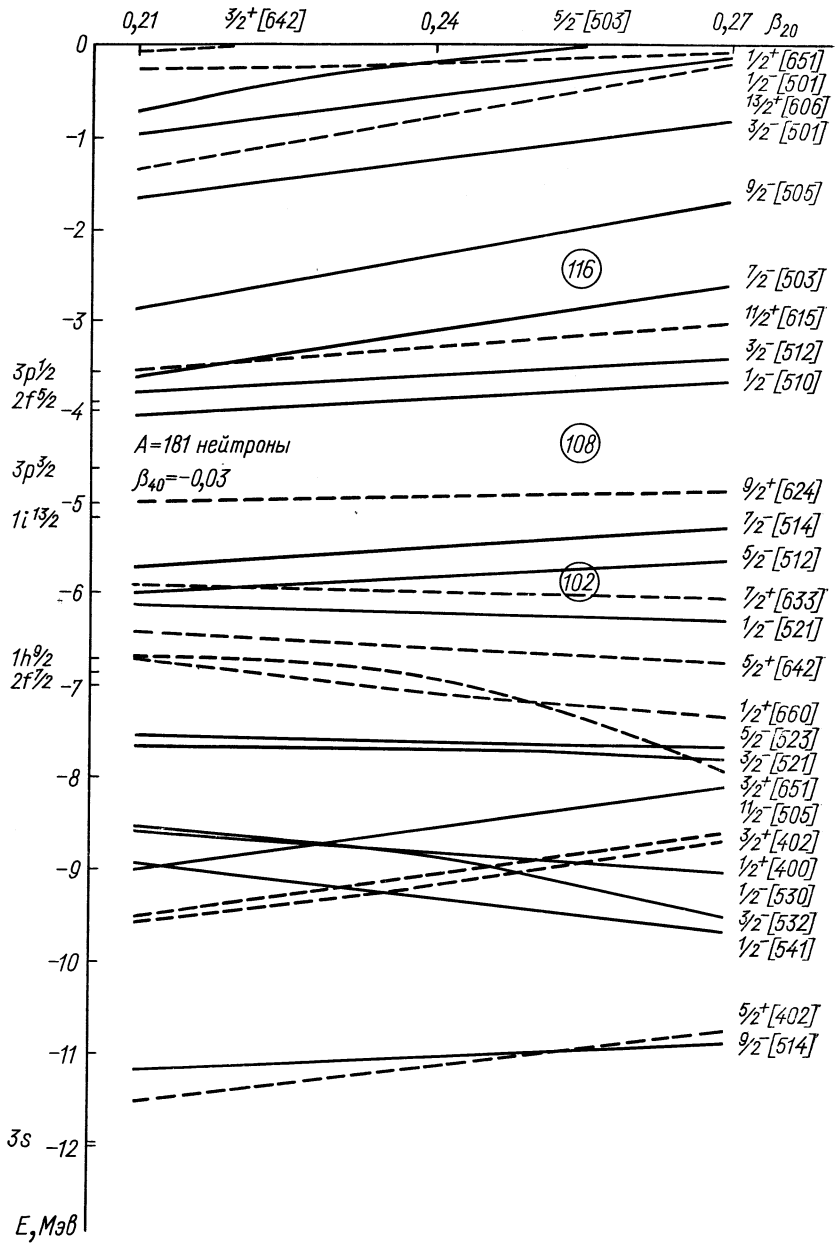


Рис. 7. Схема нейтронных одночастичных состояний $A = 181$.

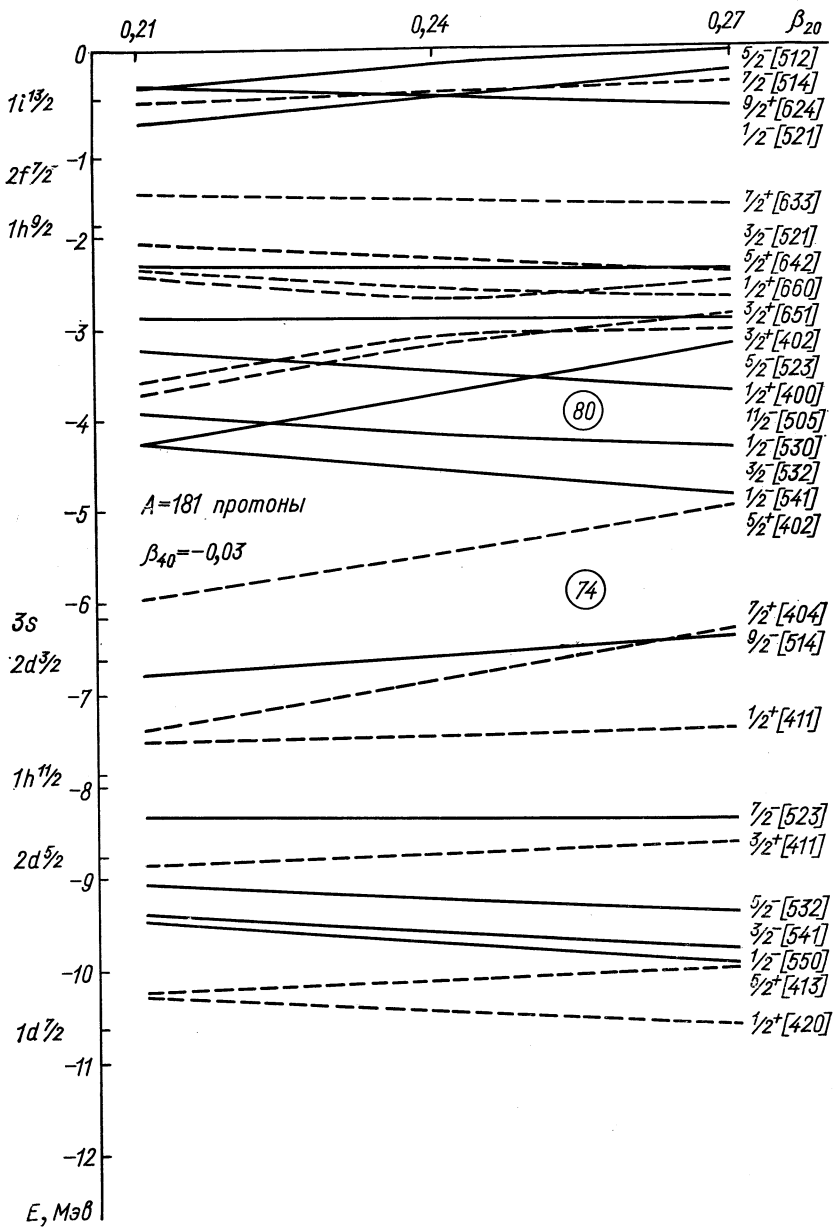


Рис. 8. Схема протонных одночастичных состояний $A=181$.

Т а б л и ц а 3.1

Параметры потенциала Саксона — Вудса

A	Нейтронная система				Протонная система			
	V_0 , Мэв	r_0 , ферми	κ , ферми ²	α , ферми ⁻¹	V_0 , Мэв	r_0 , ферми	κ , ферми ²	α , ферми ⁻¹
155	47,2	1,26	0,40	1,67	59,2	1,24	0,360	1,63
165	44,8	1,26	0,43	1,67	59,2	1,25	0,355	1,63
173	44,8	1,26	0,42	1,67	59,2	1,25	0,320	1,59
181	43,4	1,26	0,40	1,67	59,8	1,24	0,330	1,67

Т а б л и ц а 3.2

Коэффициенты разложения a_{nlj}^Ω протонного состояния $411 \downarrow$
для $\beta_{20}=0,24$, $\beta_{40}=-0,03$ при $A=173$ и $A=181$

A	173	181	A	173	181
E			E		
nlj	-6,811	-7,544	nlj	-6,811	-7,544
$1k_{15/2}$	-0,009	-0,009	$2d_{3/2}$	0,727	0,736
$1k_{17/2}$	-0,009	-0,009	$2d_{5/2}$	0,442	0,428
$2g_{7/2}$	0,074	0,075	$1g_{7/2}$	-0,367	-0,359
$3d_{5/2}$	0,000	-0,003	$1g_{9/2}$	-0,163	-0,160
$1i_{11/2}$	-0,108	-0,113	$2s_{1/2}$	0,021	0,023
$2g_{9/2}$	0,068	0,067	$1d_{3/2}$	0,000	-0,005
$1i_{13/2}$	-0,079	-0,090	$1d_{5/2}$	0,023	0,022
$3s_{1/2}$	-0,292	-0,299	$1s_{1/2}$	0,006	0,007

даны коэффициенты a_{nlj}^Ω состояния $1/2^+ [411]$ для $A=173$ и $A=181$. Видно, что зависимость коэффициентов a_{nlj}^Ω от A слабая.

Чтобы вычислить различные характеристики деформированных ядер, необходимо знать величины корреляционных функций C_n , C_p и химических потенциалов λ_n , λ_p для нейтронных и протонных систем.

В табл. 3.3 приведены корреляционные функции для основных состояний четно-четных и нечетных ядер. Корреляционные функции и химические потенциалы рассчитаны со схемами одночастичных уровней, данными на рис. 1—8 при значениях β_{20} и β_{40} , близких к равновесным.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

На энергию и волновые функции неротационных состояний нечетных деформированных ядер оказывают наибольшее влияние парные корреляции сверхпроводящего типа, взаимодействия квазичастиц с фононами и кориолисово взаимодействие.

В данном параграфе рассмотрим влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на структуру неротационных состояний деформированных ядер с нечетным числом нейтронов и протонов. Роль кориолисова взаимодействия для большинства оснований ротационных полос невелика. Однако согласно работе [20] и другим работам кориолисово взаимодействие может быть важно для уровней, исходящих из сферических подболочек с большим j , и является особенно существенным для ротационных состояний с большими спинами. В изучаемой области ядер наиболее сильное влияние взаимодействие Кориолиса может оказать на состояния подболочек $i_{13/2}$ (в нечетных N -ядрах) и $h_{11/2}$ (в нечетных Z -ядрах). В рамках сверхтекучей модели учет кориолисова взаимодействия нетрудно провести так, как это было сделано в работах [20].

В нечетном ядре имеется одна квазичастица в дополнение к фононам и квазичастицам четно-четного ядра с $A - 1$. Наличие дополнительной квазичастицы приводит к некоторому изменению фононов, однако этим изменением обычно пренебрегают. При изучении взаимодействия квазичастиц с фононами полагают, что операторы фононов полностью определены, а тем самым фиксированы константы мультиполь-мультипольного взаимодействия.

Впервые учет взаимодействия квазичастиц с фононами в рамках сверхтекучей модели был проведен в работе [21]. В этой работе был взят гамильтониан (1.1) с $H' = 0$ и на основе вариационного принципа получено секулярное уравнение. Корни этого уравнения являются энергиями основных и возбужденных состояний нечетных деформированных ядер. Математический аппарат такого рассмотрения изложен в работе [4]. В работах [9, 22, 23] на основе учета взаимодействия квазичастиц с фононами был проведен анализ структуры большого числа ядер. Было показано, что только нижайшие и небольшое число более высоких возбужденных состояний близки к одноквазичастичным. Отдельные состояния имеют чисто коллективный характер, т. е. в их волновой функции преобладает одна компонента квазичастица плюс фонон. Большинство же состояний имеет сложную структуру, т. е. в их волновые функции дают вклад несколько компонент типа квазичастица плюс фонон.

Приведем основные формулы теории, учитывающей взаимодействия квазичастиц с фононами в нечетных деформированных ядрах. Если принять во внимание секулярное уравнение (1.20)

для определения энергий фононов $\omega_j^{\lambda\mu}$, то гамильтониан (1.17) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 H_{vq} = & \sum_q \varepsilon(q) B(q, q) - \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu j} \frac{1}{Y_j(\lambda\mu)} \times \\
 & \times \sum_{q, q'} \frac{(j^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'})^2 (\varepsilon(q) + \varepsilon(q'))}{(\varepsilon(q) + \varepsilon(q'))^2 - (\omega_j^{\lambda\mu})^2} Q_j^+(\lambda\mu) Q_j(\lambda\mu) - \\
 & - \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu j} \frac{1}{\sqrt{Y_j(\lambda\mu)}} \sum_{q, q'} v_{qq'} f^{\lambda\mu}(q, q') \times \\
 & \times \{B(q, q') (Q_j^+(\lambda\mu) + Q_j(\lambda\mu)) + (Q_j^+(\lambda\mu) + Q_j(\lambda\mu)) B(q, q')\}. \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

Волновая функция для нечетного ядра, описывающая состояние с данным K^π , имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \Psi_i(K^\pi) = & \frac{N_i(\rho_1 \dots \rho_n)}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ \sum_{\rho_n} C_{\rho_n}^i \alpha_{\rho_n \sigma}^+ + \right. \\
 & \left. + \sum_{\lambda\mu j} \sum_q D_{v\sigma}^{\lambda\mu ij}(\rho_1 \dots \rho_n) \alpha_{q\sigma}^+ Q_j^+(\lambda\mu) \right\} \Psi_0. \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

Здесь коэффициенты $(N_i(\rho_1 \dots \rho_n) C_{\rho_n}^i)^2$ и $(N_i(\rho_1 \dots \rho_n) \times D_{v\sigma}^{\lambda\mu ij}(\rho_1 \dots \rho_n))^2$ характеризуют вклад в рассматриваемое состояние одноквазичастичной компоненты ρ_n и компоненты квазичастица в состоянии $q\sigma$ плюс фонон $\lambda\mu j$. Суммирование по ρ_n означает, что принимается во внимание несколько состояний $\rho_1 \dots \rho_n$ с одинаковым значением K^π , которые имеются в одночастичной схеме потенциала Саксона — Вудса. Однако при изучении низколежащих возбужденных состояний нет необходимости учитывать все состояния с одинаковым значением K^π , так как они, как правило, расположены далеко друг от друга. Обычно можно ограничиться учетом двух состояний с одинаковыми K^π , имеющими близкие квазичастичные энергии. В этом случае волновую функцию запишем в виде

$$\begin{aligned}
 \Psi_i(K^\pi; \rho_1, \rho_2) = & N_i(\rho_1, \rho_2) \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ C_{\rho_1}^i \alpha_{\rho_1 \sigma}^+ + \right. \\
 & \left. + C_{\rho_2}^i \alpha_{\rho_2 \sigma}^+ + \sum_{\lambda\mu j q} D_{\rho_1 \rho_2 q \sigma}^{\lambda\mu ij} \alpha_{q\sigma}^+ Q_j^+(\lambda\mu) \right\} \Psi_0 \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

с условием нормировки

$$N_i^2(\rho_1, \rho_2) \left\{ (C_{\rho_1}^i)^2 + (C_{\rho_2}^i)^2 + \frac{1}{2} \sum_{q\sigma} (D_{\rho_1 \rho_2 q \sigma}^{\lambda\mu ij})^2 \right\} = 1. \quad (4.4)$$

Найдем среднее значение H_{vq} по состоянию (4.3) и, пользуясь вариационным принципом, получим секулярное уравнение, определяющее энергии η_i , в виде:

$$P(\eta) = \begin{vmatrix} V_i(\rho_1, \rho_1) - (\varepsilon(\rho_1) - \eta_i) & V_i(\rho_1, \rho_2) \\ V_i(\rho_1, \rho_2) & V_i(\rho_2, \rho_2) - (\varepsilon(\rho_2) - \eta_i) \end{vmatrix} = 0, \quad (4.5)$$

где

$$V_i(\rho, \rho') = \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu j q} \frac{v_{\rho q} v_{\rho' q}}{Y_j(\lambda\mu)} \cdot \frac{f^{(\lambda\mu)}(\rho q) f^{(\lambda\mu)}(\rho' q)}{\varepsilon(q) + \omega_j^{\lambda\mu} - \eta_i}; \quad (4.6)$$

$Y_j(\lambda\mu)$ определено формулой (1.22). Величины $C_{\rho_1}^i$ и $C_{\rho_2}^i$ имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} C_{\rho_1}^i &= 1 - \frac{V_i(\rho_1, \rho_2)}{V_i(\rho_1, \rho_1) - (\varepsilon(\rho_1) - \eta_i)}; \\ C_{\rho_2}^i &= 1 - \frac{V_i(\rho_1, \rho_2)}{V_i(\rho_2, \rho_2) - (\varepsilon(\rho_2) - \eta_i)}. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Тогда

$$D_{\rho_1\rho_2q\sigma}^{\lambda\mu ij} = C_{\rho_1}^i D_{\rho_1q\sigma}^{\lambda\mu ij} + C_{\rho_2}^i D_{\rho_2q\sigma}^{\lambda\mu ij}. \quad (4.8)$$

В случае учета только одного одночастичного состояния ρ с данным K^π в волновой функции (4.2) секулярное уравнение сводится к приравненному нулю диагональному члену в (4.5).

В каждом ядре наименьшее из всех значений $\eta_1(K_0^\pi)$ является энергией основного состояния, а энергии возбужденных состояний определяются разностями

$$\eta_i(K^\pi) - \eta_1(K_0^\pi). \quad (4.9)$$

При суммировании по $\lambda\mu j$ в уравнении (4.5) обычно учитывают фононы с $j = 1, 2$; $\lambda = 2$; $\mu = 0, 2$ и $\lambda = 3$, $\mu = 0, 1$ и 2. Такое ограничение первыми двумя корнями уравнения (1.20) и фононами с $\lambda < 4$ вполне оправдано, так как при этом учтены все основные коллективные вибрационные состояния деформированных ядер. Состояния, близкие к двухквартичным, играют малую роль, так как для них величины $Y_j(\lambda\mu)$ весьма велики, и поэтому вклад соответствующих членов в секулярное уравнение очень мал.

Для улучшения точности расчетов учитывается эффект блокировки. Для этого величины $\varepsilon(\rho)$ вычисляются со значениями $C(\rho)$ и $\lambda(\rho)$ для нечетной системы. В тех случаях, когда взаимодействие квартиц с фононом $\lambda = 2$, $\mu = 0$ имеет преобладающее значение, необходимо решать более сложное секулярное уравнение, включающее члены, которые используются при исключении духового состояния [1].

На энергию и структуру неротационного состояния, близкого к одноквазичастичному, существенное влияние может оказать изменение равновесной деформации ядра в возбужденном состоянии по сравнению с основным.

В работе [24] обращено внимание на то, что равновесные деформации β_{20}^e возбужденных одноквазичастичных состояний, одночастичные энергии которых сильно меняются с ростом параметра деформации, могут отличаться от равновесной деформации β_{20}^0 ядра в основном состоянии. Расчеты, проведенные в работах [18, 25], подтвердили возможность существования возбужденных состояний с $\beta_{20}^e \neq \beta_{20}^0$.

Для рассматриваемой области ядер в работе [25] были вычислены равновесные деформации возбужденных состояний. Для состояний, у которых $\beta_{20}^e \neq \beta_{20}^0$, были вычислены энергии и структура в рамках изложенного выше метода. Расчеты равновесных деформаций основных и возбужденных состояний нечетных ядер были проведены методом оболочечной поправки Струтинского [26].

В результате показано, что имеется заметное изменение равновесных деформаций возбужденных состояний по сравнению с основными $\Delta\beta_{\nu 0} = \beta_{\nu 0}^e - \beta_{\nu 0}^0$ для одночастичных состояний $n505\uparrow$, $p541\downarrow$, $p404\downarrow$ и ряда других. Изменения параметров квадрупольной $\Delta\beta_{20}$ и гексадекапольной $\Delta\beta_{40}$ деформаций этих состояний в некоторых ядрах приведены в табл. 4.1.

Из табл. 4.1 видно, что в отдельных ядрах $\Delta\beta_{20}$ принимает значение до 0,04, а $\Delta\beta_{40}$ — до 0,032. В тех случаях, когда $\Delta\beta_{20}$ и $\Delta\beta_{40}$ превышают 0,01, эффект $\beta_{\nu 0}^e \neq \beta_{\nu 0}^0$ следует принимать во внимание при расчетах энергий и волновых функций возбужденных состояний.

Энергии и волновые функции состояний $n505\uparrow$, $p541\downarrow$, $p404\downarrow$, $p402\uparrow$ вычислены с теми же матричными элементами и фононами, что и расчеты в работах [22, 23]. Только для указанных состояний одночастичные энергии потенциала Саксона — Вудса были взяты при равновесных деформациях $\beta_{\nu 0}^e$. Энергии и волновые функции однофононных состояний вычислены при равновесных деформациях $\beta_{\nu 0}^0$.

В качестве примера в табл. 4.2 приведены расчеты для состояния, близкого к $11/2^-$ [505]. В этой таблице также даны энергии состояний, рассчитанные в работе [23] при $\beta_{\nu 0}^e = \beta_{\nu 0}^0$. Экспериментальные данные взяты из обзора [27]. Табл. 4.2 демонстрирует, что во всех случаях учет эффекта $\beta_{\nu 0}^e \neq \beta_{\nu 0}^0$ привел к лучшему согласию с экспериментом рассчитанных энергий. Сравнение структуры состояний, данных в табл. 4.2, с таковой, приведенной в работах [23], показывает, что эффект $\beta_{\nu 0}^e \neq \beta_{\nu 0}^0$ не оказывает существенного влияния на структуру состояний. Учет эффекта $\beta_{\nu 0}^e \neq \beta_{\nu 0}^0$ приводит только к небольшому возрастанию величин одноквазичастичных компонент.

Т а б л и ц а 4.1

Изменение равновесных деформаций $\Delta\beta_{20}$, $\Delta\beta_{40}$
в возбужденных состояниях по сравнению с основными

Ядро	$n\ 505\ \uparrow$		Ядро	$p\ 541\ \downarrow$	
	$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$		$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$
153Sm	0,027	-0,008	171Tm	0,026	0,017
155Sm	0,019	-0,007	169Lu	0,027	0,003
155Gd	0,033	0,002	171Lu	0,030	0,003
157Gd	0,017	-0,011	173Lu	0,034	0,004
159Gd	0,008	-0,017	175Lu	0,035	0,005
161Gd	0,008	-0,016	177Lu	0,033	0,005
157Dy	0,035	0	173Ta	0,011	0,001
159Dy	0,017	-0,012	175Ta	0,019	0,004
161Dy	0,012	-0,015	177Ta	0,026	0,007
163Dy	0,009	-0,017	179Ta	0,040	0,010
165Dy	0,013	-0,003	181Ta	0,040	0,010
161Er	0,017	-0,018	181Re	0,040	0,010
163Er	0,016	-0,012	183Re	0,030	0,010
165Er	0,007	-0,017			
167Er	0,008	-0,014			
169Er	0,007	-0,013			
				$p\ 404\ \downarrow$	
	$p\ 541\ \downarrow$		161Ho	-0,010	0,016
159Ho	0,028	0,016	163Ho	-0,009	0,015
161Ho	0,024	0,016	163Tm	-0,007	0,01
163Ho	0,023	0,015	165Tm	-0,006	0,013
165Ho	0,024	0,013	167Tm	-0,008	0,032
165Tm	0,024	0,015	169Tm	-0,008	0,014
167Tm	0,023	0,015	171Tm	-0,009	0,014
169Tm	0,024	0,016	181Re	0,020	0
			183Re	0,020	0
			185Re	0,020	0

Т а б л и ц а 4.2

Влияние $\Delta\beta_{20} \neq 0$, $\Delta\beta_{40} \neq 0$ на энергии состояний $n505\ \uparrow$

Ядро	К π	Энергия, кэв			Структура
		Опыт	Теория		
			$\beta_{v_0}^e = \beta_{v_0}^0$	$\Delta\beta_{20} \neq 0$ $\Delta\beta_{40} \neq 0$	
153Sm	11/2-	94	470	100	505 \uparrow 97%
155Sm	11/2-	—	800	460	505 \uparrow 98%
157Gd	11/2-	426	830	490	505 \uparrow 98%
159Gd	11/2-	681	1100	820	505 \uparrow 99%
161Gd	11/2-	—	1490	1140	505 \uparrow 99%
159Dy	11/2-	352	820	470	505 \uparrow 99%
161Dy	11/2-	486	1100	760	505 \uparrow 99%

Обсуждаемые результаты получены для хорошо деформированных ядер, которые имеют большие энергии деформации и являются жесткими относительно β - и γ -колебаний. В этих ядрах учет эффекта $\beta_{v_0}^e \neq \beta_{v_0}^o$ оказал заметное влияние на энергию возбуждения ряда состояний, близких к одноквазичастичным, и привел к улучшению согласия с соответствующими экспериментальными данными. Эффект $\beta_{v_0}^e \neq \beta_{v_0}^o$ должен оказывать более сильное влияние на энергии и структуру состояний в ядрах переходной области.

5. $\Delta N = \pm 2$ -СМЕШИВАНИЕ В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Используя результаты разд. 4, обсудим эффект смешивания двух состояний с одинаковыми значениями K^π в нечетных деформированных ядрах. Имеются экспериментальные указания [28, 29] на существование в ряде нечетных ядер редкоземельной области состояний, волновые функции которых содержат значительную смесь компонент с $N = 4$ и 6. Большое смешивание компонент с $\Delta N = \pm 2$ должно наблюдаться в тех нечетных ядрах, для которых квазипересечение уровней с $\Delta N = \pm 2$ происходит при их равновесных деформациях вблизи энергии поверхности Ферми.

Как известно, при описании среднего поля с помощью потенциала Нильссона обычно пренебрегают матричными элементами с $\Delta N = \pm 2$, так как их величины (порядка нескольких килоэлектронвольт) значительно меньше энергетического расстояния между оболочками с $\Delta N = \pm 2$. В результате такого приближения в схеме Нильссона уровни с одним и тем же значением K^π , но из разных N -оболочек, пересекаются.

Использование в качестве среднего поля потенциала Саксона — Вудса привело к лучшему описанию $\Delta N = \pm 2$ -смешивания. Это связано с тем, что потенциал Саксона — Вудса имеет, по сравнению с потенциалом Нильссона, более реалистическую радиальную зависимость. Небольшие примеси компонент с $\Delta N = \pm 2$ содержатся во всех собственных волновых функциях потенциала Саксона — Вудса; с их помощью, например, объяснены в работе [16] N -запрещенные β -переходы.

Впервые анализ $\Delta N = \pm 2$ -смешивания был проведен в работах [4, 5] на базе волновых функций потенциала Саксона — Вудса. В работе [30] указано, что введение гексадекапольной деформации β_{40} является важным для $\Delta N = \pm 2$ -смешивания. В работах [31—33] изучено влияние эффекта $\Delta N = \pm 2$ -смешивания на величины спектроскопических факторов в (d, p) - и (d, t) -реакциях.

В работе [34] было показано, что взаимодействие квазичастиц с фононами оказывает большое влияние на $\Delta N = \pm 2$ -смешивание в нечетных деформированных ядрах.

Следуя [35], рассмотрим в некоторых деформированных ядрах с нечетным числом нейтронов $\Delta N = \pm 2$ -смешивание для двух пар состояний: $400\uparrow, 660\uparrow$ и $402\downarrow, 651\uparrow$. Исследуем зависимость смешивания компонент $N = 4$ и 6 от параметров деформации β_{30} и β_{40} и учета взаимодействия квазичастиц с фононами.

Рассмотрим поведение одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона — Вудса вблизи квазипересечения состояний $400\uparrow, 660\uparrow$ и $402\downarrow, 651\uparrow$. Как известно, при учете связи $\Delta N = \pm 2$ одночастичные уровни с одинаковыми значениями K^π не пересекаются. Интервал наибольшего сближения двух таких уровней получил название квазипересечения.

В расчетах для нейтронной системы с $A = 155$ выбраны следующие значения параметров потенциала Саксона — Вудса: $r_0 = 1,24$ ферми, $V_0 = 48,2$ Мэв, $\kappa = 0,39$ ферми², $\alpha = 1,8$ ферми⁻¹. Уточнение параметров, по сравнению с представленными в табл. 3.1, вызвано тем, что $\Delta N = \pm 2$ -смешивание очень чувствительно к выбору параметров потенциала среднего поля. Кроме того, была улучшена точность расчетов (увеличен ранг матрицы диагонализации). Проведенное уточнение параметров в основном сказалось на поведении квазипересекающихся уровней. Энергии и структура основных и других возбужденных состояний нечетных деформированных ядер изменились слабо. Собственную функцию (2.19) уравнения Шредингера с потенциалом Саксона — Вудса для состояний с положительной четностью перепишем в виде:

$$\begin{aligned} \varphi_q(\mathbf{r}) = & a_{001/2}^q(N=0) \varphi_{001/2}^q + \sum_{nlj} a_{nlj}^q(N=2) \varphi_{nlj}^q + \\ & + \sum_{nlj} a_{nlj}^q(N=4) \varphi_{nlj}^q + \sum_{nlj} a_{nlj}^q(N=6) \varphi_{nlj}^q + \dots \end{aligned} \quad (5.1)$$

Условие нормировки таково:

$$\begin{aligned} \int \varphi_q^*(\mathbf{r}) \varphi_q(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = & 1 = [a_{001/2}^q(N=0)]^2 + \sum_{nlj} [a_{nlj}^q(N=2)]^2 + \\ & + \sum_{nlj} [a_{nlj}^q(N=4)]^2 + \sum_{nlj} [a_{nlj}^q(N=6)]^2 + \dots = \\ & = d_0^2(q) + d_2^2(q) + d_4^2(q) + d_6^2(q) + \dots, \end{aligned} \quad (5.2)$$

т. е. волновые функции содержат компоненты с $N = 0, 2, 4, 6, \dots$, хотя в большинстве случаев одна из компонент $d_N^2(q)$ преобладает. Для состояний с отрицательной четностью разложение (5.2) содержит компоненты с $N = 1, 3, 5, \dots$

Рассмотрим смесь компонент с $N = 4$ и 6 для двух пар состояний $400\uparrow$, $660\uparrow$ и $402\downarrow$, $651\uparrow$ вблизи их квазипересечений. В нижней части рис. 9 дано поведение уровней $402\downarrow$ и $651\uparrow$ в зависимости от β_{20} при $\beta_{40} = 0$ и $\beta_{40} = 0,04$. В интервале квазипересечения уровням нельзя приписать квантовые числа $Nn_z\Lambda$. Структура волновой функции до и после квазипересечения такова, как будто пересечение имело место. Поэтому верхним кривым при $\beta_{20} = 0,30$ приписаны квантовые числа $651\uparrow$, а при $\beta_{20} = 0,33$ — $402\downarrow$. В верхней части рисунка даны значения d_4^2 и d_6^2 для состояния $402\downarrow$ при $\beta_{40} = 0$ и $\beta_{40} = 0,04$. Из рисунка видно, что при $\beta_{40} = 0$ смешивание этих компонент происходит в весьма узком интервале $\Delta\beta_{20}$, а при $\beta_{40} = 0,04$ этот интервал увеличивается.

Таблица 5.1

Смесь компонент с $N = 4$ и $N = 6$ вблизи точки квазипересечения состояний $660\uparrow$ и $400\uparrow$ в нейтронной системе с $A = 155$

β_{20}	$E(q),$ <i>Мэв</i>	$d_4^2(q)$	$d_6^2(q)$	$E(q'),$ <i>Мэв</i>	$d_4^2(q')$	$d_6^2(q')$	$\frac{E(q) - E(q')}{\text{Мэв}}$
$\beta_{40} = 0,04$							
0,300	-8,524	0,098	0,856	-8,772	0,937	0,052	0,248
0,305	-8,552	0,190	0,766	-8,695	0,844	0,138	0,143
0,310	-8,549	0,628	0,345	-8,649	0,409	0,558	0,100
0,312	-8,528	0,796	0,184	-8,649	0,240	0,718	0,121
0,315	-8,485	0,903	0,080	-8,661	0,132	0,822	0,176
0,320	-8,403	0,950	0,035	-8,691	0,086	0,866	0,288
0,325	-8,317	0,961	0,024	-8,725	0,074	0,876	0,408
0,330	-8,226	0,965	0,020	-8,751	0,071	0,878	0,525
$\beta_{40} = 0$							
0,300	-8,228	0,058	0,902	-8,549	0,954	0,027	0,321
0,305	-8,266	0,078	0,880	-8,465	0,934	0,048	0,199
0,310	-8,295	0,220	0,743	-8,389	0,795	0,184	0,094
0,312	-8,295	0,454	0,516	-8,370	0,560	0,412	0,075
0,315	-8,267	0,810	0,172	-8,369	0,206	0,754	0,102
0,320	-8,188	0,927	0,057	-8,399	0,086	0,868	0,211
0,325	-8,103	0,944	0,039	-8,434	0,070	0,885	0,331
0,330	-8,012	0,949	0,034	-8,468	0,065	0,888	0,456

Для другой пары состояний $400\uparrow$ и $660\uparrow$ в табл. 5.1 приведены одночастичные энергии $E(q)$, $E(q')$, их разности и компоненты d_4^2 и d_6^2 в зависимости от β_{20} при $\beta_{40} = 0$ и $\beta_{40} = 0,04$. Из табл. 5.1 видно, что большое смешивание компонент $N = 4$ и 6 имеет место в интервале $\Delta\beta_{20} \approx 0,01$ вблизи квазипересечения. Интервал смешивания $\Delta\beta_{20}$ несколько увеличивается с ростом параметра гексадекапольной деформации β_{40} .

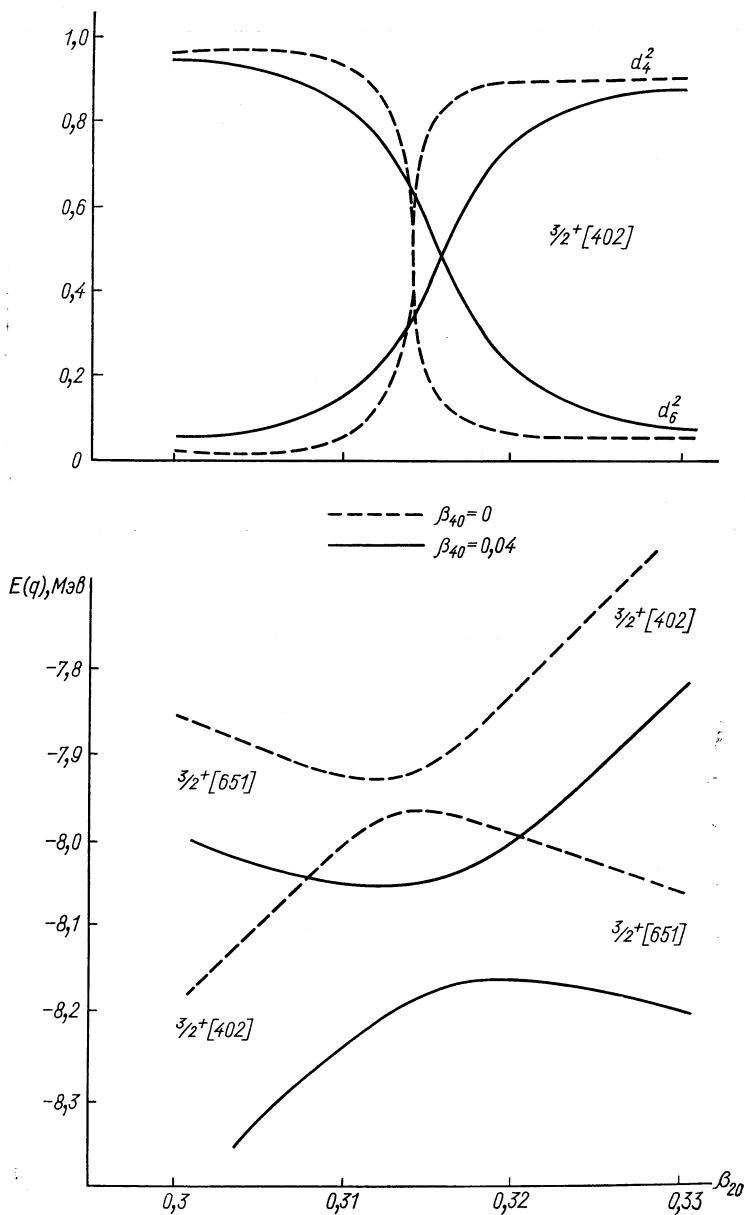


Рис. 9. Зависимость величины компонент d_4^2 и d_6^2 для состояния $402 \downarrow$ от β_{20} (верхняя часть рисунка) и положение одночастичных уровней $402 \downarrow$ и $651 \uparrow$ в районе их квазипересечения при $\beta_{40} = 0$ (пунктирные кривые) и $\beta_{40} = 0,04$ (сплошные кривые), нижняя часть рисунка.

Исследования решений уравнения Шредингера для потенциала Саксона — Вудса показали, что квазипересечения уровней с одинаковыми значениями K^π и величины смешивания компонент с $\Delta N = \pm 2$ сильно зависят от формы потенциала, от его параметров, а также от точности решения уравнения. Поэтому изучение квазипересечений позволит уточнить форму потенциала среднего поля и его параметры.

Рассмотрим влияние взаимодействия квазичастиц с фононами в нечетных деформированных ядрах на $\Delta N = \pm 2$ -смешивание. Волновую функцию (4.2) в случае одновременного описания двух одночастичных состояний ρ_1 и ρ_2 с одинаковыми значениями K^π запишем в следующем виде:

$$\Psi_i(K^\pi; \rho_1, \rho_2) = N_i(\rho_1, \rho_2) \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ C_{\rho_1}^i \alpha_{\rho_1 \sigma}^+ + C_{\rho_2}^i \alpha_{\rho_2 \sigma}^+ + \right. \\ \left. + \sum_{\lambda \mu j} \sum_q D_{\rho_1 \rho_2 q \sigma}^{\lambda \mu j i} \alpha_{q \sigma}^+ Q_j^+ (\lambda \mu) \right\} \Psi. \quad (5.3)$$

Ввиду того что в интервале квазипересечения одночастичным состояниям нельзя приписать асимптотические квантовые числа $N n_z \Lambda$, квантовые числа волновой функции верхнего уровня обозначим ρ_a , нижнего — ρ_b . Поэтому волновую функцию (5.3) перепишем в виде:

$$\Psi_i(K^\pi; \rho_1, \rho_2) = N_i(\rho_1, \rho_2) \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ C_{\rho_a}^i \alpha_{\rho_a \sigma}^+ + C_{\rho_b}^i \alpha_{\rho_b \sigma}^+ + \right. \\ \left. + \sum_{\lambda \mu j} \sum_q D_{\rho_1 \rho_2 q \sigma}^{\lambda \mu j i} \alpha_{q \sigma}^+ Q_j^+ (\lambda \mu) \right\} \Psi. \quad (5.4)$$

Условие нормировки запишем так:

$$N_i^2(\rho_1, \rho_2) \left\{ (C_{\rho_a}^i)^2 + (C_{\rho_b}^i)^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu j} \sum_{q \sigma} (D_{\rho_1 \rho_2 q \sigma}^{\lambda \mu j i})^2 \right\} = 1. \quad (5.5)$$

Секулярное уравнение, определяющее значение энергий η_i основного и возбужденных состояний нечетного ядра, имеет вид (4.5).

Вклад в нормировку (5.5) одноквазичастичных компонент ρ_a и ρ_b равен:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{L}_{ai}^2 &= (N_i(\rho_1, \rho_2) C_{\rho_a}^i)^2; \\ \mathcal{L}_{bi}^2 &= (N_i(\rho_1, \rho_2) C_{\rho_b}^i)^2. \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

Согласно (5.1) волновая функция одночастичного состояния состоит из суммы членов с различными значениями N . Учтем это обстоятельство при определении вклада членов с различными значениями N в условие нормировки (5.5). Пользуясь выраже-

ниями (5.2) и (5.6), получим, что вклад членов с $N = 4$ и 6 в нормировку волновой функции (5.3) имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} P_{4i}(\rho_1, \rho_2) &= \mathcal{L}_{a_i}^2 d_4^2(\rho_a) + \mathcal{L}_{b_i}^2 d_4^2(\rho_b); \\ P_{6i}(\rho_1, \rho_2) &= \mathcal{L}_{a_i}^2 d_6^2(\rho_a) + \mathcal{L}_{b_i}^2 d_6^2(\rho_b). \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

Ввиду того что взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к смешиванию одночастичных состояний, они могут быть причиной значительного перераспределения величин компонент N и $N \pm 2$ в нечетных ядрах по сравнению с одночастичной моделью.

С учетом взаимодействия квазичастиц с фононами рассчитаны энергии и волновые функции первых и вторых неротационных состояний в ряде деформированных ядер с нечетным числом нейтронов. Расчеты проведены со схемой $A = 155$ при $\beta_{40} = 0,04$ и β_{20} в интервале от 0,29 до 0,34. Результаты расчетов представлены в табл. 5.2 и 5.3; в них приведены для первых двух корней ($i = 1, 2$) энергии возбуждения и вклады одноквазичастичных компонент P_{4i} и P_{6i} .

Изучим влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на смешивание компонент $N = 4$ и 6. Для этого сравним табл. 5.1 при $\beta_{40} = 0,04$ с табл. 5.2 и дополним их данными при $\beta_{20} = 0,29$ и 0,34. При деформации $\beta_{20} = 0,29$ $\Delta N = \pm 2$ -смешивание мало как в одночастичной модели, так и при учете взаимодействий квазичастиц с фононами. Исключение составляет ^{161}Du , у которого при $\beta_{20} = 0,29$ $\eta_1(1/2^+) - \eta_F = 754$ кэв, $P_{41} = 0,19$, $P_{61} = 0,41$; $\eta_2(1/2^+) - \eta_F = 852$ кэв, $P_{42} = 0,45$, $P_{62} = 0,15$. При деформации $\beta_{20} = 0,30$ $\Delta N = \pm 2$ -смешивание мало в одночастичной модели, является несколько большим в исследуемых ядрах, и только в ^{161}Du оно велико.

При $\beta_{20} = 0,31$ $\Delta N = \pm 2$ -смешивание является сильным в одночастичной модели и во всех рассчитанных ядрах. При $\beta_{20} = 0,32$ $\Delta N = \pm 2$ -смешивание в одночастичной модели и в ряде ядер невелико, хотя в ^{157}Gd , ^{159}Gd и ^{159}Du оно значительно. При $\beta_{20} = 0,33$ это смешивание в одночастичной модели и в большинстве ядер мало, хотя, например, в ^{163}Du оно остается значительным.

В тех ядрах, где квазипересечение происходит вблизи поверхности Ферми, наблюдается следующая особенность: для первого корня при $\beta_{20} = 0,30$ компонента P_{61} является превалирующей; при $\beta_{20} = 0,31$ величины P_{61} и P_{41} становятся близкими; при $\beta_{20} = 0,32$ величина P_{61} оказывается больше P_{41} ; при $\beta_{20} = 0,33$ компонента P_{61} является превалирующей; при $\beta_{20} = 0,34$ наибольшей оказывается компонента P_{41} , т. е. по мере роста β_{20} происходит смешивание компонент $N = 4$ и 6, которое далее ослабляется, и только затем происходит обмен большими компонентами между двумя квазипересекающимися уровнями. Эта

особенность связана с изменением положения химического потенциала с ростом β_{20} . Она имеет место в $^{153}, ^{155}\text{Sm}$, ^{155}Gd и ^{157}Dy . Так, при $\beta_{20} = 0,34$ имеем в ^{155}Gd $\eta_1(3/2^+) - \eta_F = 105$ кэв, $P_{41} = 0,62$, $P_{61} = 0,27$; $\eta_2(3/2^+) - \eta_F = 158$ кэв, $P_{42} = 0,34$, $P_{62} = 0,52$; в ^{157}Dy $\eta_1(3/2^+) - \eta_F = 95$ кэв, $P_{41} = 0,91$, $P_{61} = 0,03$; $\eta_2(3/2^+) - \eta_F = 208$ кэв, $P_{42} = 0,06$, $P_{62} = 0,74$.

При деформации $\beta_{20} = 0,34$ в одночастичной модели нет сильного $\Delta N = \pm 2$ -смешивания, а в некоторых рассчитанных ядрах это смешивание является заметным. Так, в ^{163}Dy $\eta_1(3/2^+) - \eta_F = 191$ кэв, $P_{41} = 0,67$, $P_{61} = 0,04$; $\eta_2(3/2^+) - \eta_F = 420$ кэв, $P_{42} = 0,08$, $P_{62} = 0,59$.

Таким образом, взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к расширению интервала $\Delta N = \pm 2$ -смешивания относительно β_{20} . В случаях, когда малая компонента превосходит $1/10$ часть от большой, интервал смешивания в одночастичной модели составляет $\Delta\beta_{20} = 0,01$. При учете взаимодействия квазичастиц с фононами он равен $\Delta\beta_{20} = 0,03$, а для отдельных ядер еще больше. Если бы интервал $\Delta\beta_{20}$ был весьма мал, как в расчетах, основанных на потенциале Нильссона без учета взаимодействия квазичастиц с фононами, то вероятность экспериментального наблюдения $\Delta N = \pm 2$ -смешивания была бы очень мала, так как маловероятно, что значение равновесной деформации ядра попадает именно в этот узкий интервал.

Взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к усложнению структуры состояний с ростом энергии возбуждения, что ведет к уменьшению суммарного вклада двух одноквазичастичных компонент. Следует отметить, что при энергии возбуждения около 4 Мэв $\Delta N = \pm 2$ -смешивание еще является значительным.

Результаты расчетов относительных величин компонент с $N = 4$ и 6 удовлетворительно согласуются с экспериментальными при следующих значениях деформаций: для $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^+$ -состояний в ^{153}Sm при $\beta_{20} = 0,310$, в ^{155}Gd при $\beta_{20} = 0,305$; для $K^\pi = 1/2^+$ -состояний в ^{159}Gd при $\beta_{20} = 0,305$, в ^{161}Dy при $\beta_{20} = 0,305$, в ^{163}Dy при $\beta_{20} = 0,300$; для $K^\pi = 3/2^+$ -состояний в ^{157}Dy при $\beta_{20} = 0,315$, в ^{159}Dy при $\beta_{20} = 0,320$, в ^{161}Dy при $\beta_{20} = 0,315$, в ^{163}Dy при $\beta_{20} = 0,335$. Таким образом, приведенное описание относительных значений компонент P_{4i} и P_{6i} имеет место при деформациях β_{20} , несколько больших равновесных деформаций соседних четно-четных ядер. При деформации $\beta_{20} = 0,30$ для $K^\pi = 3/2^+$ -состояний в $^{159-163}\text{Dy}$ рассчитанные значения P_{41} и P_{61} для нижнего состояния хорошо описывают наблюдаемые компоненты верхнего состояния, и наоборот.

Рассчитанные значения энергий первых и вторых $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^+$ -состояний несколько меньше экспериментальных значений. В одних ядрах это различие невелико, в других, как в ^{157}Gd и ^{159}Dy , оно является заметным. Рассчитанные разности

Таблица 5.2

Смесь компонент с $N=4$ и $N=6$ вблизи точки квазипересечения состояний $400\uparrow$ и $660\uparrow$ при $\beta_{40}=0,04$

Ядро	i	$\beta_{20}=0,30$			$\beta_{20}=0,31$			$\beta_{20}=0,32$			$\beta_{20}=0,33$		
		$\eta_i(1/g^+) - \eta_{ip},$ кэВ	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %	$\eta_i(1/g^+) - \eta_{ip},$ кэВ	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %	$\eta_i(1/g^+) - \eta_{ip},$ кэВ	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %	$\eta_i(1/g^+) - \eta_{ip},$ кэВ	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %
^{153}Sm	{	54	9	67	58	38	35	45	10	61	98	7	62
	{	736	73	6	325	42	34	338	74	6	432	81	3
^{155}Sm	{	401	8	68	447	41	35	454	15	61	496	5	51
	{	783	72	4	654	41	36	622	70	10	567	62	20
^{155}Gd	{	120	8	64	114	37	34	132	10	60	163	7	62
	{	342	67	4	259	41	33	280	73	6	257	80	3
^{157}Gd	{	480	8	68	498	40	33	436	29	44	437	75	4
	{	634	66	4	586	37	34	493	50	23	619	8	64
^{159}Gd	{	713	7	62	737	40	30	715	41	28	670	68	4
	{	894	63	4	866	33	34	796	32	36	806	8	60
^{161}Gd	{	812	5	38	817	32	18	725	56	4	690	60	2
	{	1052	54	3	922	23	28	878	6	37	844	4	42
^{157}Dy	{	201	15	62	131	35	32	123	9	56	185	7	56
	{	254	61	13	243	40	32	245	71	5	251	77	3
^{159}Dy	{	469	7	65	448	38	30	495	45	25	490	71	2
	{	516	59	5	520	33	32	540	28	39	530	6	61
^{161}Dy	{	624	45	23	539	37	26	453	63	2	365	66	1
	{	780	27	36	736	28	31	753	5	51	781	4	49
^{163}Dy	{	783	5	33	588	29	24	450	11	43	374	16	41
	{	1024	54	3	833	30	27	672	50	8	586	47	12

Таблица 5.3

Смесь компонент с $N=4$ и $N=6$ вблизи точки квазипересечения состояний 402_{\downarrow} и 651_{\uparrow} при $\beta_{40}=0,04$

Ядро	i	$\beta_{20}=0,30$			$\beta_{20}=0,31$			$\beta_{20}=0,32$			$\beta_{20}=0,33$		
		$\eta_{\downarrow}^{(3/2^+)} - \eta_{\uparrow}^{(3/2^+)}$ кэв	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %	$\eta_{\downarrow}^{(3/2^+)} - \eta_{\uparrow}^{(3/2^+)}$ кэв	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %	$\eta_{\downarrow}^{(3/2^+)} - \eta_{\uparrow}^{(3/2^+)}$ кэв	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %	$\eta_{\downarrow}^{(3/2^+)} - \eta_{\uparrow}^{(3/2^+)}$ кэв	$P_{4i},$ %	$P_{6i},$ %
^{153}Sm	1	46	6	64	6	22	62	10	35	48	46	15	65
	2	543	264	4	264	66	20	245	58	32	215	79	12
^{155}Sm	1	227	211	77	211	23	60	213	40	44	260	39	45
	2	618	541	4	541	66	20	476	51	36	376	54	34
^{155}Gd	1	31	0	79	0	24	60	0	35	47	8	16	64
	2	225	220	5	220	64	21	212	56	32	157	79	12
^{157}Gd	1	265	205	75	205	26	53	212	43	38	241	60	23
	2	527	480	6	480	58	25	436	45	40	447	29	53
^{158}Gd	1	471	415	7	415	24	50	317	41	33	468	58	28
	2	878	739	5	739	56	23	671	41	40	640	25	52
^{161}Gd	1	772	638	8	638	27	44	521	47	15	438	66	7
	2	981	934	67	934	50	27	900	29	50	747	11	62
^{157}Dy	1	98	75	11	75	29	53	51	40	40	85	23	54
	2	165	188	74	188	57	27	183	50	37	198	70	19
^{159}Dy	1	235	240	65	240	28	46	240	42	33	243	64	17
	2	441	420	69	420	52	27	397	40	40	390	23	56
^{161}Dy	1	556	491	27	491	42	33	422	56	18	343	74	3
	2	657	648	51	648	43	37	628	24	55	627	14	70
^{163}Dy	1	753	543	10	543	22	43	322	31	34	232	24	40
	2	976	845	64	845	50	22	680	40	29	431	47	21

энергий между первыми и вторыми $K^\pi = 3/2^-$ или $1/2^+$ -состояниями достаточно хорошо (с точностью до 10—40 кэв) описывают соответствующие экспериментальные данные. Исключение представляют энергии расщепления в ^{153}Sm .

Проведенные исследования позволяют делать следующие выводы относительно смешивания состояний 400^\dagger , 660^\dagger и 402^\dagger , 651^\ddagger в изотопах самария, гадолиния и диспрозия с нечетным числом нейтронов:

а) компоненты с $N = 4$ и 6 волновых функций потенциала Саксона — Вудса сильно смешаны в интервале $\Delta\beta_{20} = 0,01$ около квазипересечения уровней, причем он существенно больше интервала смешивания волновых функций потенциала Нильссона;

б) интервал смешивания $\Delta\beta_{20}$ несколько возрастает с увеличением параметра гексадекапольной деформации β_{40} ;

в) изучение поведения одночастичных уровней вблизи их квазипересечения позволяет уточнить форму и параметры потенциала среднего поля;

г) взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к расширению интервала $\Delta N = \pm 2$ -смешивания до $\Delta\beta_{20} = 0,03$. Это обстоятельство дает возможность наблюдать на опыте $\Delta N = \pm 2$ -смешивание;

д) взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к изменению величин компонент с $N = 4$ и 6 по сравнению с одночастичной моделью, причем в ряде ядер это изменение является существенным.

6. НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕЧЕТНЫХ А ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Поведение близких к одноквазичастичным неротационных состояний нечетных деформированных ядер является прямым отражением поведения энергий одночастичных состояний. Нельзя сравнивать непосредственно одночастичные энергии с экспериментальными данными, так как на энергии низколежащих состояний оказывают существенное влияние парные корреляции сверхпроводящего типа и взаимодействия квазичастиц с фононами. Взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к фрагментации одночастичных состояний по многим ядерным уровням. Процесс фрагментации усиливается с ростом энергии возбуждения. Основные состояния являются близкими к одноквазичастичным, при энергии возбуждения 0,5 Мэв начинается проявляться процесс фрагментации. При больших энергиях возбуждения фрагментация отдельных одночастичных состояний является значительной. Для выяснения того, насколько хорошими являются представленные здесь схемы одночастичных уровней, необходимо провести сравнение энергий и структуры неротационных состояний, расчи-

танных с учетом взаимодействий квазичастиц с фононами, с соответствующими экспериментальными данными. Выполнению этой задачи посвящен настоящий раздел.

Результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные, заимствованные из обзоров [27, 36] и оригинальных работ [37], представлены в виде табл. 6.1—6.57. В первой графе таблицы даны величины K^π , далее экспериментальные и рассчитанные значения энергий оснований ротационных полос и в последней графе — структура состояний, вычисленная из условия нормировки волновых функций. Например, в табл. 6.2 даны неротационные состояния ^{155}Sm . Основное состояние ^{155}Sm имеет $K^\pi = 3/2^-$ и структуру: одноквазичастичная компонента $521\uparrow$ — 93%; компонента квазичастицы $521\downarrow$ плюс первый корень γ -вibrационного фонона $Q_1(22)$ — 2%, остальные компоненты составляют менее одного процента. Фононы обозначены $Q_j(\lambda\mu)$, где j — номер корня уравнения (1.20). В отдельные состояния дают вклад две одноквазичастичные компоненты; если величина наименьшей компоненты более 1%, то она записывается в таблице. Например, в табл. 6.2 состояние $K^\pi = 5/2^-$ с энергией 338 кэв, согласно расчетам, имеет энергию 310 кэв и структуру: одноквазичастичная компонента $523\downarrow$ — 90%; одноквазичастичная компонента $512\uparrow$ — 2%; $521\downarrow + Q_1(22)$ — 3% и $642\uparrow + Q_1(30)$ — 2%. В таблицах приведены все одноквазичастичные компоненты, если они больше 1%; кроме того, даны все неротационные состояния до энергий возбуждения 1,3—1,5 Мэв и ряд более высоких состояний. В некоторых таблицах записаны трехквазичастичные состояния с большими значениями K^π . Анализ трех квазичастичных состояний в нечетных деформированных ядрах выполнен в работе [38].

Как уже было отмечено выше, ядра в области $150 < A < 190$ разделены на четыре зоны. В каждой зоне вычисления проводились при определенных значениях β_{20} и β_{40} . Исключения составляют состояния, у которых $\beta_{20}^e \neq \beta_{20}^0$ и $\beta_{40}^e \neq \beta_{40}^0$. Этот эффект учитывался для состояний $n505\uparrow$, $n503\uparrow$, $p541\downarrow$, $p404\downarrow$ и $p402\uparrow$.

Ядра распределены по зонам следующим образом:

1) зона $A = 155$, $\beta_{20}^0 = 0,29$, $\beta_{40}^0 = 0,06$ — изотопы самария, гадолиния, европия и тербия, а также ^{159}Dy , ^{161}Dy , ^{159}Ho и ^{161}Ho ;

2) зона $A = 165$, $\beta_{20}^0 = 0,28$, $\beta_{40}^0 = 0,02$ — остальные изотопы диспрозия и гольмия, изотопы тулия, а также ^{163}Er , ^{165}Er , ^{157}Er , ^{169}Er и ^{167}Yb ;

3) зона $A = 173$, $\beta_{20}^0 = 0,26$, $\beta_{40}^0 = -0,02$ — ^{139}Yb , ^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{175}Yb , ^{173}Hf , ^{175}Hf , ^{169}Lu , ^{171}Lu , ^{173}Lu , ^{175}Lu и ^{177}Ta ;

4) зона $A = 181$, $\beta_{20}^0 = 0,26$, $\beta_{40}^0 = -0,03$ — ^{177}Yb , ^{177}Hf , ^{179}Hf , ^{177}Lu , ^{179}Ta и ^{181}Ta ; $\beta_{20}^0 = 0,24$, $\beta_{40}^0 = -0,03$ — ^{181}Hf , ^{179}W , ^{181}W , ^{183}W и ^{181}Re ; $\beta_{20}^0 = 0,21$, $\beta_{40}^0 = -0,03$ — ^{185}W , ^{183}Os , ^{185}Os , ^{183}Re и ^{185}Re .

Т а б л и ц а 6.1

Ядро ^{153}Sm

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2 ⁺	0	0	651 ↑ 62%; 402 ↓ 22%; 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
3/2 ⁻	35,8	57	521 ↑ 88%; 521 ↓ + Q ₁ (22) 5%; 633 ↑ + Q ₁ (32) 3%
1/2 ⁺	—	60	660 ↑ 40%; 400 ↑ 40%; 550 ↑ + Q ₁ (30) 2%
3/2 ⁺	320	260	402 ↓ 66%; 651 ↑ 20%; 400 ↑ + Q ₁ (22) 10%; 404 ↓ + Q ₁ (22) 3%
5/2 ⁺	195	290	642 ↑ 92%; 521 ↑ + Q ₁ (31) 2%
1/2 ⁺	412	330	400 ↑ 42%; 660 ↑ 34%; 402 ↓ + Q ₁ (22) 20%; 402 ↑ + Q ₁ (22) 3%
11/2 ⁻	94	100	505 ↑ 97%;
3/2 ⁻	127	540	532 ↓ 80%; 521 ↑ 3%; 530 ↑ + Q ₁ (22) 7%; 660 ↑ + Q ₁ (32) 2%
1/2 ⁻	—	560	530 ↑ 72%; 521 ↓ 3%; 532 ↓ + Q ₁ (22) 10%; 660 ↑ + Q ₁ (30) 5%
5/2 ⁻	322	570	523 ↓ 89%; 521 ↓ + Q ₁ (22) 6%; 642 ↑ + Q ₁ (30) 3%
1/2 ⁻	698	780	521 ↓ 52%; 530 ↑ 4%; 521 ↑ + Q ₁ (22) 25%; 523 ↓ + Q ₁ (22) 12%
7/2 ⁺	—	1040	633 ↑ 61%; 651 ↑ + Q ₁ (22) 18%; 521 ↑ + Q ₁ (32) 18%
5/2 ⁺	—	1250	402 ↑ 31%
1/2 ⁺	—	1280	660 ↑ + Q ₁ (20) 100%
3/2 ⁻	—	1300	521 ↑ + Q ₁ (20) 99%
5/2 ⁻	—	1350	642 ↑ + Q ₁ (30) 21%; 523 ↓ + Q ₁ (20) 10%
7/2 ⁺	—	1390	404 ↓ 18%; 402 ↓ + Q ₁ (22) 78%; 651 ↑ + Q ₁ (22) 3%
11/2 ⁺	—	1440	615 ↑ 2%; 505 ↑ + Q ₁ (30) 97%
7/2 ⁻	—	1540	503 ↑ 4%; 505 ↑ + Q ₁ (22) 94%
1/2 ⁻	—	1560	660 ↑ + Q ₁ (30) 95%

Т а б л и ц а 6.2

Ядро ^{155}Sm

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2 ⁻	0	0	521 ↑ 93%; 521 ↓ + Q ₁ (22) 2%
5/2 ⁺	25	90	642 ↑ 94%; 523 ↓ + Q ₁ (30) 1%
3/2 ⁺	—	230	651 ↑ 77%; 402 ↓ 7%; 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
5/2 ⁻	338	310	523 ↓ 90%; 512 ↑ 2%; 521 ↓ + Q ₁ (22) 3%; 642 ↑ + Q ₁ (30) 2%
1/2 ⁺	—	400	660 ↑ 68%; 400 ↑ 8%; 651 ↑ + Q ₁ (22) 4%; 550 ↑ + Q ₁ (30) 2%
3/2 ⁺	—	620	402 ↓ 79%; 651 ↑ 4%; 400 ↑ + Q ₁ (22) 13%; 404 ↓ + Q ₁ (22) 3%
1/2 ⁺	—	780	400 ↑ 72%; 660 ↑ 4%; 402 ↓ + Q ₁ (22) 19%; 402 ↑ + Q ₁ (22) 4%
11/2 ⁻	—	460	505 ↑ 98%
1/2 ⁻	824	810	521 ↓ 66%; 530 ↑ 5%; 521 ↑ + Q ₁ (22) 15%; 523 ↓ + Q ₁ (22) 10%
7/2 ⁺	—	980	633 ↑ 81%; 521 ↑ + Q ₁ (32) 12%; 651 ↑ + Q ₁ (22) 2%
3/2 ⁻	—	990	532 ↓ 75%; 651 ↑ + Q ₁ (30) 13%; 530 ↑ + Q ₁ (22) 4%
1/2 ⁻	—	1000	530 ↑ 65%; 521 ↓ 5,5%; 660 ↑ + Q ₁ (30) 11%; 532 ↓ + Q ₁ (22) 5%
5/2 ⁻	—	1220	512 ↑ 45%; 523 ↓ 5%; 642 ↑ + Q ₁ (30) 42%; 510 ↑ + Q ₁ (22) 2%
5/2 ⁺	—	1500	523 ↓ + Q ₁ (30) 98%
11/2 ⁺	—	1560	615 ↑ 2%; 505 ↑ + Q ₁ (30) 98%

Т а б л и ц а 6.3
Ядро ^{155}Gd

Кπ	Энергия, кэв		Структура			
	экспе- римент	тео- рия				
3/2-	0	0	521 ↑ 89%;	521 ↓ + Q ₁ (22)	6%;	633 ↑ + Q ₁ (32) 2%
3/2+	105	30	651 ↑ 79%;	402 ↓ 8%;	660 ↑ + Q ₁ (22)	2%
11/2-	121	40	505 ↑ 98%			
1/2+		120	660 ↑ 64%;	400 ↑ 8%;	651 ↑ + Q ₁ (22) 6%;	550 ↑ + Q ₁ (30) 5%
3/2+	269	225	402 ↑ 75%;	651 ↑ 5%;	400 ↑ + Q ₁ (22) 10%;	404 ↓ + Q ₁ (22) 3%
5/2+	85	250	642 ↑ 94%;		523 ↓ + Q ₁ (30) 1%	
1/2+	368	342	400 ↑ 67%;	660 ↑ 4%;	402 ↓ + Q ₁ (22) 15%;	402 ↑ + Q ₁ (22) 4%
5/2-	321	450	523 ↑ 89%;		521 ↓ + Q ₁ (22) 7%	
1/2-	560	620	521 ↓ 52%;		521 ↑ + Q ₁ (22) 31%;	523 ↓ + Q ₁ (22) 14%
3/2-		640	532 ↓ 84%		530 ↑ + Q ₁ (22) 10%	
1/2-	423	730	530 ↑ 76%		532 ↓ + Q ₁ (22) 15%;	660 ↑ + Q ₁ (30) 3%
7/2+		1000	633 ↑ 50%;		651 ↑ + Q ₁ (22) 38%;	521 ↑ + Q ₁ (32) 10%
5/2+		1050	402 ↑ 29%;		400 ↑ + Q ₁ (22) 66%;	660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2+		1130			660 ↑ + Q ₁ (20) 100%;	
3/2-		1170			521 ↑ + Q ₁ (20) 100%	
7/2+	1297	1180	404 ↓ 18%		402 ↓ + Q ₁ (22) 79%	
3/2+		1280			402 ↓ + Q ₁ (20) 100%	
5/2-		1300	512 ↑ 47%;		523 ↓ + Q ₁ (20) 33%;	642 ↑ + Q ₁ (30) 9%
5/2+		1310			642 ↑ + Q ₁ (20) 100%;	
1/2+		1320			651 ↑ + Q ₁ (22) 100%	
7/2-		1325	504 ↓ 4%		505 ↑ + Q ₁ (22) 94%	
7/2+		1490	633 ↑ 24%		511 ↑ + Q ₁ (22) 61%;	521 ↑ + Q ₁ (32) 13%
1/2-		1500			530 ↑ + Q ₁ (20) 100%	

Т а б л и ц а 6.4
Ядро ^{157}Gd

Кπ	Энергия, кэв		Структура			
	экспе- римент	тео- рия				
3/2-	0	0	521 ↑ 92%	521 ↓ + Q ₁ (22)	4%	
5/2+	64	140	642 ↑ 95%			
3/2+	—	270	651 ↑ 75%;	402 ↓ 9%;	660 ↑ + Q ₁ (22) 4%	
5/2-	435	270	523 ↓ 88%;	512 ↑ 1,6%;	521 ↓ + Q ₁ (22) 6%	
3/2+	475	530	402 ↓ 72%;	651 ↑ 6%;	400 ↑ + Q ₁ (22) 10%;	404 ↓ + Q ₁ (22) 4%
1/2+	684	630	400 ↑ 66%;	660 ↑ 4%;	402 ↓ + Q ₁ (22) 20%;	402 ↑ + Q ₁ (22) 6%
1/2+	—	480	660 ↑ 68%;	400 ↑ 8%;	651 ↑ + Q ₁ (22) 9%;	550 ↑ + Q ₁ (30) 1%
1/2-	704	570	521 ↓ 60%;	530 ↑ 2,3%;	521 ↑ + Q ₁ (22) 21%;	523 ↓ + Q ₁ (22) 14%
1/2-	—	720	530 ↑ 63%;	521 ↓ 2,4%;	532 ↓ + Q ₁ (22) 13%;	651 ↑ + Q ₁ (31) 6%
11/2-	426	490	505 ↑ 98%			
3/2-	700	1020	532 ↓ 81%;		530 ↑ + Q ₁ (22) 9%;	651 ↑ + Q ₁ (30) 6%
7/2+	—	1030	633 ↑ 79%;		521 ↑ + Q ₁ (32) 10%;	651 ↑ + Q ₁ (22) 6%
5/2-	—	1250	512 ↑ 65%;	523 ↓ 1,7%;	523 ↓ + Q ₁ (20) 13%;	642 ↑ + Q ₁ (30) 7%
3/2-	—	1450			521 ↑ + Q ₁ (20) 100%	
5/2+	—	1500	402 ↑ 28%;		400 ↑ + Q ₁ (22) 56%;	521 ↑ + Q ₁ (31) 10%
7/2-	—	1520	523 ↑ 2%;		521 ↑ + Q ₁ (22) 97%	
9/2+	—	1550	624 ↑ 9%;		642 ↑ + Q ₁ (22) 90%	
7/2+	1825	1590	404 ↓ 14%;		402 ↓ + Q ₁ (22) 52%;	651 ↑ + Q ₁ (22) 32%
7/2+	—	1660	404 ↓ 5%;		651 ↑ + Q ₁ (22) 68%;	402 ↓ + Q ₁ (22) 26%

Таблица 6.5
Ядро ^{159}Gd

К π	Энергия, кэв		Структура	
	эксперимент	теория		
3/2-	0	0	521 \uparrow 93%;	521 \downarrow + Q_1 (22) 3%
5/2+	68	-70	642 \uparrow 95%;	660 \uparrow + Q_1 (22) 1%
5/2-	146	40	523 \downarrow 92%; 512 \uparrow 1,4%;	521 \downarrow + Q_1 (22) 4%
3/2-	—	470	651 \uparrow 67%; 402 \downarrow 7%;	660 \uparrow + Q_1 (22) 6%; 521 \uparrow + Q_1 (20) 3%
1/2+	780	710	660 \uparrow 62%; 400 \uparrow 7%;	651 \uparrow + Q_1 (22) 12%; 642 \uparrow + Q_1 (22) 6%
1/2-	506	490	521 \downarrow 74%;	523 \downarrow + Q_1 (22) 14%; 521 \uparrow + Q_1 (22) 10%
3/2+	743	870	402 \downarrow 71%; 651 \uparrow 5%;	400 \uparrow + Q_1 (22) 21%; 404 \downarrow + Q_1 (22) 4%
1/2+	973	890	400 \uparrow 63%; 660 \uparrow 4%;	402 \downarrow + Q_1 (22) 28%; 402 \uparrow + Q_1 (22) 5%
7/2+	—	740	633 \uparrow 92%;	521 \uparrow + Q_1 (32) 4%
5/2-	875	920	512 \uparrow 73%; 523 \downarrow 2,4%;	642 \uparrow + Q_1 (30) 9%; 510 \uparrow + Q_1 (22) 6%
11/2-	681	820	505 \uparrow 99%	
1/2-	—	1150	530 \uparrow 58%;	660 \uparrow + Q_1 (30) 12%; 532 \downarrow + Q_1 (22) 10%
3/2-	1109	1200	532 \downarrow 60%;	651 \uparrow + Q_1 (30) 27%; 530 \uparrow + Q_1 (22) 6%
5/2+	—	1330		523 \downarrow + Q_1 (30) 98%
9/2+	—	1340	624 \uparrow 9%;	642 \uparrow + Q_1 (22) 89%
1/2-	—	1410	510 \uparrow 2%;	521 \uparrow + Q_1 (22) 75%; 523 \downarrow + Q_1 (22) 10%
7/2-	—	1420		521 \uparrow + Q_1 (22) 100%
3/2-	—	1430		521 \uparrow + Q_1 (20) 95%
1/2-	—	1440	510 \uparrow 7%;	523 \downarrow + Q_1 (22) 61%; 521 \uparrow + Q_1 (22) 15%
9/2-	—	1470		523 \downarrow + Q_1 (22) 100%
7/2+	—	1570	404 \downarrow 1%;	523 \downarrow + Q_1 (31) 97%
1/2-	1602	1640	510 \uparrow 35%;	512 \uparrow + Q_1 (22) 34%; 523 \downarrow + Q_1 (22) 10%
11/2+	—	1820	615 \uparrow 2%;	505 \uparrow + Q_1 (30) 97%
7/2+	—	1840	404 \downarrow 2%;	651 \uparrow + Q_1 (22) 91%; 402 \downarrow + Q_1 (22) 6%
7/2+	1960	1850	404 \downarrow 15%;	402 \downarrow + Q_1 (22) 74%; 651 \uparrow + Q_1 (22) 9%

Таблица 6.6
Ядро ^{161}Gd

К π	Энергия, кэв		Структура	
	эксперимент	теория		
5/2-	0	0	523 \downarrow 94%; 512 \uparrow 1,4%;	521 \downarrow + Q_1 (22) 3%
5/2+	—	90	642 \uparrow 95%;	660 \uparrow + Q_1 (22) 3%
1/2-	356	290	521 \downarrow 89%	523 \downarrow + Q_1 (22) 8%
3/2-	313	300	521 \uparrow 96%	
7/2+	—	420	633 \uparrow 98%	
3/2+	—	770	651 \uparrow 66%; 402 \downarrow 8%;	660 \uparrow + Q_1 (22) 12%
5/2-	809	610	512 \uparrow 84%; 523 \downarrow 2,5%;	510 \uparrow + Q_1 (22) 8%; 521 \downarrow + Q_1 (22) 2%
1/2+	—	810	660 \uparrow 38%; 400 \uparrow 5%;	642 \uparrow + Q_1 (22) 29%; 651 \uparrow + Q_1 (22) 12%
3/2+	—	980	402 \downarrow 67%; 651 \uparrow 6%;	400 \uparrow + Q_1 (22) 25%; 404 \downarrow + Q_1 (22) 3%
1/2+	—	1050	400 \uparrow 54%; 660 \uparrow 3%;	402 \downarrow + Q_1 (22) 33%; 402 \uparrow + Q_1 (22) 5%

Продолжение табл. 6.6

Кл	Энергия, кэв		Структура	
	эксперимент	теория		
1/2-	—	1060	510 ↑ 7%;	523 ↓ + Q ₁ (22) 85%; 512 ↑ + Q ₁ (22) 7%
9/2-	—	1070		523 ↓ + Q ₁ (22) 100%
9/2+	—	1090	624 ↑ 6%;	642 ↑ + Q ₁ (22) 93%
1/2-	1309	1220	510 ↑ 27%;	512 ↑ + Q ₁ (22) 38%; 521 ↑ + Q ₁ (22) 16%
7/2-	—	1240		521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2-	—	1450	512 ↓ 3%;	521 ↓ + Q ₁ (22) 52%; 521 ↑ + Q ₁ (20) 44%
11/2-	—	1140	505 ↑ 99%;	
11/2+	—	1530	615 ↑ 1%;	633 ↑ + Q ₁ (22) 99%

Таблица 6.7

 Ядро ¹⁵⁹Dy

Кл	Энергия, кэв		Структура	
	эксперимент	теория		
3/2-	0	0	521 ↑ 91%; 521 ↓ + Q ₁ (22)	5%
5/2+	178	197	642 ↑ 97%	
3/2+	549	240	651 ↑ 65%; 660 ↑ + Q ₁ (22)	7%
5/2-	310	290	523 ↓ 91%; 521 ↓ + Q ₁ (22)	7%
3/2+	418	440	402 ↓ 69%; 400 ↑ + Q ₁ (22)	20%; 404 ↓ + Q ₁ (22) 1%; 651 ↑ 8%
1/2+	560	520	400 ↑ 59%; 402 ↓ + Q ₁ (22)	29%; 402 ↑ + Q ₁ (22) 6%; 660 ↑ 5%
1/2+	—	500	660 ↑ 65%; 651 ↑ + Q ₁ (22)	16%; 400 ↑ + Q ₁ (20) 1%; 400 ↑ 7%
1/2-	534	530	521 ↓ 55%; 521 ↑ + Q ₁ (22)	27%; 523 ↓ + Q ₁ (22) 17%
11/2-	352	470	505 ↑ 99%	
7/2+	—	1000	633 ↑ 64%; 521 ↑ + Q ₁ (32)	21%; 651 ↑ + Q ₁ (22) 13%
3/2-	627	1040	532 ↓ 80%; 530 ↑ + Q ₁ (22)	13%; 660 ↑ + Q ₁ (32) 3%
1/2-	—	1100	530 ↑ 66%; 532 ↓ + Q ₁ (22)	20%; 651 ↑ + Q ₁ (32) 4%
5/2-	—	1200	512 ↑ 64%; 523 ↓ + Q ₁ (20)	22%; 510 ↑ + Q ₁ (22) 7%
7/2-	—	1270	523 ↑ 2%; 521 ↑ + Q ₁ (22)	97%
1/2-	—	1315	521 ↑ + Q ₁ (22)	100%
9/2+	—	1320	624 ↑ 5%; 642 ↑ + Q ₁ (22)	94%
5/2+	—	1340	402 ↑ 26%; 400 ↑ + Q ₁ (22)	68%; 660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
3/2-	—	1350	521 ↑ + Q ₁ (20)	100%
7/2+	—	1360	404 ↓ 7%; 651 ↑ + Q ₁ (22)	63%; 402 ↓ + Q ₁ (22) 29%
1/2-	—	1500	510 ↑ 3%; 523 ↓ + Q ₁ (22)	93%; 512 ↑ + Q ₁ (22) 2%
9/2-	—	1520	523 ↓ + Q ₁ (22)	99%

Т а б л и ц а 6.8

Ядро ^{161}Dy

К ^π	Энергия, кэв		Структура		
	экспе- римент	тео- рия			
5/2 ⁺	0	0	642 ↑ 96%,	660 ↑ + Q ₁ (22)	2%
3/2 ⁻	75	20	521 ↑ 94%,	521 ↓ + Q ₁ (22)	3%
5/2 ⁻	27	28	523 ↓ 93%,	521 ↓ + Q ₁ (22)	5%
3/2 ⁺	679	560	651 ↑ 51%, 402 ↓ 27%,	660 ↑ + Q ₁ (22)	10%
1/2 ⁻	370	400	521 ↓ 66%,	523 ↓ + Q ₁ (22)	19%, 521 ↑ + Q ₁ (22)
1/2 ⁺	608	780	660 ↑ 36%, 400 ↑ 27%,	651 ↑ + Q ₁ (22)	20%, 642 ↑ + Q ₁ (22)
3/2 ⁺	551	660	402 ↓ 51%, 651 ↑ 28%,	400 ↑ + Q ₁ (22)	14%, 404 ↓ + Q ₁ (22)
1/2 ⁺	774	620	400 ↑ 45%, 660 ↑ 23%,	402 ↓ + Q ₁ (22)	30%, 402 ↑ + Q ₁ (22)
7/2 ⁺	—	760	633 ↑ 91%,	521 ↑ + Q ₁ (32)	5%
5/2 ⁻	—	950	512 ↑ 80%, 523 ↓ 2%,	510 ↑ + Q ₁ (22)	9%, 521 ↓ + Q ₁ (22)
11/2 ⁻	486	760	505 ↑ 99%,		
9/2 ⁺	—	1120	624 ↑ 5%,	642 ↑ + Q ₁ (22)	94%
1/2 ⁻	—	1130	530 ↑ 4%,	521 ↑ + Q ₁ (22)	92%
7/2 ⁻	—	1180		521 ↑ + Q ₁ (22)	99%
1/2 ⁻	—	1214	510 ↑ 3%,	523 ↓ + Q ₁ (22)	93%, 512 ↑ + Q ₁ (22)
9/2 ⁻	—	1230		523 ↓ + Q ₁ (22)	100%
3/2 ⁻	—	1300	532 ↓ 75%,	530 ↑ + Q ₁ (22)	14%, 642 ↑ + Q ₁ (31)
5/2 ⁺	—	1450	402 ↑ 7%,	521 ↑ + Q ₁ (31)	79%, 400 ↑ + Q ₁ (22)
1/2 ⁻	—	1460	510 ↑ 5%,	642 ↑ + Q ₁ (32)	86%, 512 ↑ + Q ₁ (22)
3/2 ⁻	—	1470	512 ↓ 0.4%,	521 ↑ + Q ₁ (20)	99%
7/2 ⁺	—	1480		521 ↑ + Q ₁ (32)	100%
7/2 ⁺	1416	1490	404 ↓ 2.4%, 651 ↑ + Q ₁ (22)	82%, 523 ↓ + Q ₁ (31)	8%
3/2 ⁻	—	1500	642 ↑ + Q ₁ (31)	100%	
3/2 ⁻	1977	1840	512 ↓ 4%, 521 ↓ + Q ₁ (22)	93%	

Т а б л и ц а 6.9

Ядро ^{163}Dy

К ^π	Энергия, кэв		Структура		
	экспе- римент	тео- рия			
5/2 ⁻	0	0	523 ↓ 96%		
5/2 ⁺	251	50	642 ↑ 95%		
7/2 ⁺	—	180	633 ↑ 98%		
1/2 ⁻	351	270	521 ↓ 88%,	523 ↓ + Q ₁ (22)	10%
3/2 ⁻	422	280	521 ↑ 95%		
5/2 ⁻	719	350	512 ↑ 90%,	510 ↑ + Q ₁ (22)	6%
3/2 ⁺	—	750	651 ↑ 65%, 402 ↓ 10%,	660 ↑ + Q ₁ (22)	12%
1/2 ⁺	738	780	660 ↑ 33%, 400 ↑ 5%,	642 ↑ + Q ₁ (22)	20%, 651 ↑ + Q ₁ (22)
1/2 ⁻	1159	810	510 ↑ 36%,	512 ↑ + Q ₁ (22)	46%, 523 ↓ + Q ₁ (22)
9/2 ⁺	—	900	624 ↑ 31%,	642 ↑ + Q ₁ (22)	63%, 512 ↑ + Q ₁ (32)

Продолжение табл. 6.9

КП	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
11/2-	495	910	505 ↑ 98%
3/2+	859	980	402 ↓ 64%, 651 ↑ 8%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 20%
9/2-		990	523 ↓ + Q ₁ (22) 100%
1/2+		1020	400 ↑ 54%, 660 ↑ 3%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 30%
1/2-		1020	510 ↑ 3%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 89%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 7%
1/2-		1140	530 ↑ 15%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 51%, 642 ↑ + Q ₁ (32) 28%
7/2-		1160	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
9/2+		1200	624 ↑ 26%, 523 ↓ + Q ₁ (32) 42%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 26%
11/2+		1220	615 ↑ 2%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 98%
5/2-		1240	523 ↓ + Q ₁ (20) 100%
7/2-	1448	1270	514 ↓ 78%, 633 ↑ + Q ₁ (30) 11%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 8%
3/2-		1275	532 ↓ 58%, 521 ↑ + Q ₁ (20) 13%, 530 ↑ + Q ₁ (22) 11%
9/2-		1280	642 ↑ + Q ₁ (32) 100%
3/2-	1795	1300	512 ↓ 16%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 67%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 7%
3/2-		1400	521 ↑ + Q ₁ (20) 87%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 10%
5/2-		1410	521 ↓ + Q ₁ (22) 50%, 642 ↑ + Q ₁ (30) 49%
7/2+		1420	521 ↑ + Q ₁ (32) 100%
1/2+		1420	521 ↑ + Q ₁ (32) 100%

Таблица 6.10

Ядро ¹⁶⁵Dy

КП	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	633 ↑ 96%
5/2-	184	50	512 ↑ 84%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 8%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 4%
1/2-	108	130	521 ↓ 97%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 7%
5/2+		330	642 ↑ 89%
5/2-	534	400	523 ↓ 97%
1/2-	570	520	510 ↑ 38%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 54%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 5%
1/2+		600	660 ↑ 49%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 33%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 14%
3/2-	574	630	521 ↑ 82%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 8%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 4%
3/2+		670	651 ↑ 66%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 16%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 13%
9/2+		710	624 ↑ 73%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 21%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 3%
11/2+		970	615 ↑ 2%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 98%
3/2-	1258	1000	512 ↓ 19%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 62%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 10%
7/2-		1010	514 ↓ 87%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 10%
1/2-		1050	523 ↓ + Q ₁ (22) 100%
9/2-		1050	523 ↓ + Q ₁ (22) 100%
3/2-		1070	521 ↓ + Q ₁ (22) 92%
5/2-		1070	521 ↓ + Q ₁ (22) 100%

Продолжение табл. 6.10

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2+		1120	400 ↑ 46%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 29%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 9%
3/2+		1150	402 ↓ 64%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 28%, 404 ↓ + Q ₁ (22) 4%
3/2-		1170	512 ↓ 12%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 46%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 27%
9/2+		1180	642 ↑ + Q ₁ (22) 97%
11/2-		1200	633 ↑ + Q ₁ (32) 100%
1/2-		1240	530 ↑ 14%, 642 ↑ + Q ₁ (32) 80%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 2%
5/2+		1290	521 ↓ + Q ₁ (32) 100%
9/2-		1350	642 ↑ + Q ₁ (32) 50%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 48%
7/2-		1390	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2-		1390	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%

Таблица 6.11

Ядро ¹⁶³Er

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
5/2-	0	0	523 ↓ 93%
5/2+	69	—30	642 ↑ 94%
3/2+	104	20	521 ↑ 92%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 3%,
3/2-		130	651 ↑ 87%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 7%,
1/2+		260	660 ↑ 78%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 12%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 4%
1/2-	346	400	521 ↓ 68%, 510 ↑ 2%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 18%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 10%
7/2+		430	633 ↑ 92%, 521 ↑ + Q ₁ (32) 3%
5/2-	609	480	512 ↑ 79%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 7%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 6%
3/2+	464	490	402 ↓ 70%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 25%, 404 ↓ + Q ₁ (22) 4%
1/2+	541	500	400 ↑ 61%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 31%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 6%
11/2-	444	900	505 ↑ 99%
1/2-		950	530 ↑ 60%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 13%, 642 ↑ + Q ₁ (32) 10%
3/2-		960	532 ↓ 73%, 530 ↑ + Q ₁ (22) 11%, 660 ↑ + Q ₁ (32) 5%
9/2+		970	624 ↑ 30%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 61%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 6%
1/2-	1074	1090	510 ↑ 22%, 521 ↓ 1%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 46%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 23%
1/2-		1140	541 ↓ 2%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 73%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 23%
1/2+		1150	642 ↑ + Q ₁ (22) 100%
7/2-		1170	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2-		1175	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
7/2-		1180	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
9/2-		1185	523 ↓ + Q ₁ (22) 100%
7/2+		1300	651 ↑ + Q ₁ (22) 100%
5/2+		1330	521 ↑ + Q ₁ (31) 41%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 34%
3/2-		1340	512 ↓ 1%, 521 ↑ + Q ₁ (20) 98%
5/2-		1380	512 ↑ 1%, 523 ↓ + Q ₁ (20) 98%
9/2+		1390	642 ↑ 34%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 37%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 16%
7/2-		1510	514 ↓ 22%, 642 ↑ + Q ₁ (31) 73%

Таблица 6.12

Ядро ^{165}Er

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспери- мент	тео- рия	
5/2 ⁻	0	0	523 ↓ 95%
5/2 ⁺	47	10	642 ↑ 92%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 5%
7/2 ⁺	117	190	633 ↑ 98%
5/2 ⁻	477	210	512 ↑ 84%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 9%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 4%
1/2 ⁻	297	270	521 ↓ 86%, 510 ↑ 1%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 10%
3/2 ⁻	243	280	521 ↑ 95%
3/2 ⁺		350	651 ↑ 82%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 14%
1/2 ⁺	507	360	660 ↑ 60%, 400 ↑ 1%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 19%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 16%
3/2 ⁺	534	670	402 ↓ 68%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 27%, 404 ↓ + Q ₁ (22) 4%
1/2 ⁺	746	680	400 ↑ 58%, 660 ↑ 1%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 34%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 5%
1/2 ⁻	920	760	510 ↑ 35%, 521 ↓ 3%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 47%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 8%
9/2 ⁺		850	624 ↑ 41%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 50%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 7%
9/2 ⁻		980	523 ↓ + Q ₁ (22) 100%
1/2 ⁻		1000	510 ↑ 2%, 530 ↑ 3%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 90%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 3%
1/2 ⁻		1140	530 ↑ 8%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 84%, 642 ↑ + Q ₁ (32) 5%
7/2 ⁻		1150	521 ↑ + Q ₁ (22) 100%
9/2 ⁺		1170	624 ↑ 36%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 50%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 7%
11/2 ⁺		1200	615 ↑ 2%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 97%
3/2 ⁺		1230	633 ↑ + Q ₁ (22) 100%
11/2 ⁻	591	1360	505 ↑ 99%
3/2 ⁻		1270	512 ↓ 49%, 532 ↓ 5%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 56%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 9%
7/2 ⁻	1177	1290	514 ↓ 84%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 10%, 633 ↑ + Q ₁ (30) 3%
3/2 ⁻		1300	532 ↓ 61%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 14%, 530 ↑ + Q ₁ (22) 13%
5/2 ⁻		1360	523 ↓ + Q ₁ (20) 60%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 39%
7/2 ⁺		1370	633 ↑ + Q ₁ (20) 100%
3/2 ⁻	1474	1500	512 ↓ 22%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 30%, 521 ↑ + Q ₁ (20) 20%

Таблица 6.13

Ядро ^{167}Er

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспери- мент	тео- рия	
7/2 ⁺	0	0	633 ↑ 97%
1/2 ⁻	208	120	521 ↓ 97%
5/2 ⁻	347	150	512 ↑ 66%, 523 ↓ 24%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 7%
5/2 ⁺	812	330	642 ↑ 90%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 7%
5/2 ⁻	668	340	523 ↓ 72%, 512 ↑ 22%, 642 ↑ + Q ₁ (30) 1%
1/2 ⁻	763	550	510 ↑ 38%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 54%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 5%
1/2 ⁺		590	660 ↑ 50%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 33%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 14%
3/2 ⁺	532	650	651 ↑ 68%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 15%, 660 ↓ + Q ₁ (22) 12%
3/2 ⁻	753	660	521 ↑ 85%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 9%

Продолжение табл. 6.13

Кπ	Энергия, кэв		Структура		
	экспе- римент	тео- рия			
9/2+	1049	800	624 ↑ 82%,	512 ↑ + Q ₁ (32) 11%,	642 ↑ + Q ₁ (22) 5%
11/2+		970	615 ↑ 1%,	633 ↑ + Q ₁ (22) 98%	
7/2-		990	514 ↓ 86%,	512 ↓ + Q ₁ (22) 9%	
3/2+		1000		633 ↑ + Q ₁ (22) 100%	
3/2-		1010	512 ↓ 16%,	521 ↓ + Q ₁ (22) 70%,	514 ↓ + Q ₁ (22) 8%
1/2-		1050		523 ↓ + Q ₁ (22) 100%	
9/2-		1050		523 ↓ + Q ₁ (22) 100%	
3/2+		1055	651 ↑ 11%,	633 ↑ + Q ₁ (22) 84%,	660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
5/2-		1070		521 ↓ + Q ₁ (22) 100%	
3/2-		1070		521 ↓ + Q ₁ (22) 100%	
1/2+	1135	1150	400 ↑ 28%,	642 ↑ + Q ₁ (22) 50%,	402 ↓ + Q ₁ (22) 18%
3/2+	1086	1170	402 ↓ 66%,	400 ↑ + Q ₁ (22) 29%,	404 ↓ + Q ₁ (22) 4%
1/2+		1180	400 ↑ 27%,	642 ↑ + Q ₁ (22) 50%,	402 ↓ + Q ₁ (22) 18%
9/2+		1185	624 ↑ 3%,	642 ↑ + Q ₁ (22) 95%	
3/2-	1384	1220	512 ↓ 32%,	521 ↓ + Q ₁ (22) 29%,	514 ↓ + Q ₁ (22) 25%
9/2-		1370		512 ↑ + Q ₁ (22) 100%	
1/2-		1380		521 ↑ + Q ₁ (22) 100%	
7/2-		1400		521 ↑ + Q ₁ (22) 100%	

Таблица 6.14

Ядро ¹⁶⁹Er

Кπ	Энергия, кэв		Структура			
	экспе- римент	тео- рия				
1/2-	0	0	521 ↓ 90%,	523 ↓ + Q ₁ (22) 4%,	521 ↑ + Q ₁ (22) 4%	
5/2-	92,2	220	512 ↑ 86%,	510 ↑ + Q ₁ (22) 10%,	624 ↑ + Q ₁ (32) 2%	
7/2+	243,7	250	633 ↑ 94%,	651 ↑ + Q ₁ (22) 2%		
1/2-	565	610	510 ↑ 43%,	512 ↓ 1%,	512 ↑ + Q ₁ (22) 43%,	512 ↓ + Q ₁ (22) 7%
5/2+	—	690	642 ↑ 73%,	642 ↑ + Q ₁ (20) 17%,	660 ↑ + Q ₁ (22) 4%	
5/2-	850	710	523 ↓ 54%,	521 ↓ + Q ₁ (22) 45%		
3/2-	714,5	730	521 ↑ 39%,	512 ↓ 2%,	521 ↓ + Q ₁ (22) 51%	
3/2+	—	780	651 ↑ 44%,	633 ↑ + Q ₁ (22) 39%,	651 ↑ + Q ₁ (20) 10%	
9/2+	—	830	624 ↑ 94%,	512 ↑ + Q ₁ (32) 4%,	633 ↓ + Q ₁ (22) 1%	
1/2+	—	960	660 ↑ 55%,	642 ↑ + Q ₁ (22) 18%,	660 ↑ + Q ₁ (20) 11%	
3/2-	1082	1030	512 ↓ 21%,	521 ↑ 2%,	521 ↓ + Q ₁ (22) 49%,	514 ↓ + Q ₁ (22) 10%
7/2-	823	1040	514 ↓ 83%,	512 ↓ + Q ₁ (22) 13%,	514 ↓ + Q ₁ (20) 3%	
11/2+	—	1090		633 ↑ + Q ₁ (22) 100%		
11/2-	1394	1100	505 ↑ 72%,	505 ↑ + Q ₁ (20) 23%		
3/2+	860	1110	402 ↓ 2%,	633 ↑ + Q ₁ (22) 97%		
1/2+	1644	1340	400 ↑ 54%,	402 ↓ + Q ₁ (22) 27%,	402 ↑ + Q ₁ (22) 4%	
3/2+	1526	1400	402 ↓ 62%,	400 ↑ + Q ₁ (22) 29%		

Таблица 6.15
Ядро ^{171}Er

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
5/2 ⁻	0	0	512 ↑ 91%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 4,7%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 1,7%
1/2 ⁻	194	280	521 ↓ 89%
7/2 ⁻	531	390	514 ↓ 93%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 5%
7/2 ⁺	—	400	633 ↑ 92%, 521 ↑ + Q ₁ (32) 3%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 3%
9/2 ⁺	378	420	624 ↑ 93%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 4,5%
1/2 ⁻	706	630	510 ↑ 49%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 40%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 8%
3/2 ⁻	906	860	512 ↓ 45%, 521 ↑ 1,7%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 34%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 12%
5/2 ⁺	—	920	642 ↑ 85%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 8%, 521 ↓ + Q ₁ (32) 1,5%
3/2 ⁻	—	980	521 ↑ 35%, 512 ↓ 2,2%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 50%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 5%
3/2 ⁺	—	1000	651 ↑ 53%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 33%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 7%
5/2 ⁻	—	1050	523 ↓ 40%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 55%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 2%
1/2 ⁺	—	1120	660 ↑ 60%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 21%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 12%
9/2 ⁻	—	1330	512 ↑ + Q ₁ (22) 100%
11/2 ⁺	—	1420	615 ↑ 4%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 95%
1/2 ⁺	—	1460	400 ↑ 11%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 81%
7/2 ⁻	—	1470	503 ↑ 35%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 54%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 4%

Таблица 6.16
Ядро ^{167}Yb

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
5/2 ⁻	0	0	523 ↓ 98%
5/2 ⁺	30	40	642 ↑ 97%
7/2 ⁺	67	170	633 ↑ 98%
3/2 ⁻	188	290	521 ↑ 97%
1/2 ⁻	212	300	521 ↓ 97%
3/2 ⁺	—	470	651 ↑ 94%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
5/2 ⁻	401	480	512 ↑ 91%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 4%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2 ⁺	—	680	660 ↑ 87%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 4%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 4%
9/2 ⁺	—	1100	624 ↑ 81%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 13%, 523 ↓ + Q ₁ (32) 3%
3/2 ⁺	—	1260	402 ↓ 86%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 10%
3/2 ⁻	—	1340	531 ↑ 9%, 521 ↑ + Q ₁ (20) 89%
1/2 ⁻	—	1400	530 ↑ 40%, 642 ↑ + Q ₁ (32) 51%, 651 ↑ + Q ₁ (32) 3%
1/2 ⁺	—	1440	400 ↑ 73%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 16%, 523 ↓ + Q ₁ (32) 7%
7/2 ⁻	—	1460	514 ↓ 83%, 633 ↑ + Q ₁ (30) 12%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 2%
1/2 ⁻	—	1500	510 ↑ 12%, 521 ↓ + Q ₁ (20) 75%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 6%

Т а б л и ц а 6.17

Ядро ^{169}Yb

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2 ⁺	0	0	633 \uparrow 98%
1/2 ⁻	24	103	521 \downarrow 98%
5/2 ⁻	191	160	512 \uparrow 75%, 523 \downarrow 15%, 510 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 6%
5/2 ⁺	591	370	642 \uparrow 93%, 660 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 4%
5/2 ⁻	570	400	523 \downarrow 85%, 512 \uparrow 13%
3/2 ⁻	660	720	521 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 4%
3/2 ⁺	720	800	633 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 11%, 660 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 10%
1/2 ⁺		820	642 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 31%, 651 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 12%
1/2 ⁻	813	840	512 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 51%, 521 $\downarrow\uparrow Q_1(20)$ 5%
9/2 ⁺		890	512 $\uparrow\uparrow Q_1(32)$ 7%, 642 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 2%
7/2 ⁻	960	1080	514 \downarrow 91%, 512 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 6%
11/2 ⁺		1150	633 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 100%
3/2 ⁺		1160	633 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 100%
3/2 ⁻		1220	521 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 91%, 514 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 2%
1/2 ⁻		1230	523 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 100%
9/2 ⁻		1230	523 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 100%
3/2 ⁻		1240	521 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 100%
5/2 ⁻		1250	521 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 100%
9/2 ⁺		1350	642 \uparrow 2%, 642 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 97%
3/2 ⁺		1400	402 \downarrow 72%, 400 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 23%, 404 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 3%
1/2 ⁻		1410	521 $\downarrow\uparrow Q_1(20)$ 100%
1/2 ⁺		1440	402 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 32%, 402 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 4%
3/2 ⁻		1500	512 \downarrow 43%, 514 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 30%, 510 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 12%
1/2 ⁺		1510	660 \uparrow 12%, 642 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 63%, 651 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 24%

Т а б л и ц а 6.18

Ядро ^{171}Yb

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2 ⁻	0	0	521 \downarrow 95%
5/2 ⁻	122	10	512 \uparrow 91%, 510 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 5%
7/2 ⁺	95	110	633 \uparrow 97%
9/2 ⁺	935	650	624 \uparrow 95%
1/2 ⁻	945	680	510 \uparrow 47%, 512 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 43%, 512 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 5%
5/2 ⁻		690	523 \downarrow 85%, 521 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 10%, 642 $\uparrow\uparrow Q_1(30)$ 3%
5/2 ⁺		730	642 \uparrow 89%, 660 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 4%, 523 $\downarrow\uparrow Q_1(30)$ 4%
7/2 ⁻	835	750	514 \downarrow 89%, 512 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 6%, 633 $\uparrow\uparrow Q_1(30)$ 3%
3/2 ⁻	902	870	521 \downarrow 62%, 521 $\downarrow\uparrow Q_1(22)$ 31%, 651 $\uparrow\uparrow Q_1(30)$ 3%
3/2 ⁺		940	651 \uparrow 60%, 633 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 27%, 660 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 5%
1/2 ⁺		1050	660 \uparrow 62%, 642 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 20%, 651 $\uparrow\uparrow Q_1(22)$ 9%

Продолжение табл. 6.18

КП	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
3/2-		1120	512 ↓ 51%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 23%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 12% 521 ↓ + Q ₁ (20) 100% 615 ↑ 2%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 98% 521 ↓ + Q ₁ (22) 100% 633 ↑ + Q ₁ (22) 100% 503 ↑ 58%, 633 ↑ + Q ₁ (30) 23%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 8% 512 ↑ + Q ₁ (22) 100% 512 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2-		1260	
11/2+		1320	
3/2-		1330	
3/2+		1340	
7/2+		1450	
9/2-		1500	
1/2-		1500	

Таблица 6.19

Ядро ¹⁷³Уь

КП	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
5/2-		0	512 ↑ 96% 633 ↑ 96% 624 ↑ 96% 521 ↓ 97% 514 ↓ 98% 642 ↑ 93%, 521 ↓ + Q ₁ (32) 2% 633 ↑ + Q ₁ (32) 35%, 642 ↑ + Q ₁ (31) 3% 512 ↑ + Q ₁ (20) 93% 651 ↑ 79%, 512 ↑ + Q ₁ (31) 5%, 521 ↓ + Q ₁ (32) 5% 510 ↑ 41%, 521 ↓ + Q ₁ (20) 52%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 3% 523 ↓ 78%, 633 ↑ + Q ₁ (31) 7%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 7% 510 ↑ 42%, 521 ↓ + Q ₁ (20) 47%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 6% 660 ↑ 57%, 521 ↓ + Q ₁ (31) 30% 651 ↑ 3%, 512 ↑ + Q ₁ (31) 93% 521 ↓ + Q ₁ (31) 100% 521 ↓ + Q ₁ (31) 70%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 24% 503 ↑ 4%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 95% 633 ↑ + Q ₁ (31) 100% 521 ↓ + Q ₁ (22) 100% 512 ↓ 50%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 37%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 6%
7/2+	3501	300	
9/2+		310	
1/2-	399	320	
7/2-	637	400	
5/2+		900	
3/2-	1224	1200	
5/2-		1250	
3/2+		1260	
1/2-	1031	1250	
5/2-		1370	
1/2-		1380	
1/2+		1400	
3/2+		1420	
3/2+		1490	
1/2+		1490	
7/2-		1520	
9/2-		1530	
3/2-		1550	
3/2-	1340	1600	

Таблица 6.20

Ядро ^{175}Yb

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2 ⁻	0	0	514 ↓ 98%
9/2 ⁺	265	50	624 ↑ 99%
5/2 ⁻	639	250	512 ↑ 98%
1/2 ⁻	920	600	521 ↓ 95%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 2%
7/2 ⁺	≈ 995	700	633 ↑ 98%
1/2 ⁻	515	800	510 ↑ 85%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 8%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 7%
3/2 ⁻	811	990	512 ↓ 71%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 18%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 10%
5/2 ⁺		1340	642 ↑ 91%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 4%
7/2 ⁻		1360	503 ↑ 17%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 81%
11/2 ⁺		1390	514 ↓ + Q ₁ (32) 100%
3/2 ⁺		1390	514 ↓ + Q ₁ (32) 100%
5/2 ⁻		1400	624 ↑ + Q ₁ (32) 100%
5/2 ⁻		1405	523 ↓ 5%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 93%
9/2 ⁺		1410	512 ↑ + Q ₁ (32) 100%
1/2 ⁺		1410	512 ↑ + Q ₁ (32) 100%
11/2 ⁺		1450	615 ↑ 98%
7/2 ⁻		1560	503 ↑ 65%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 18%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 12%
3/2 ⁺		1600	651 ↑ 72%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 23%
3/2 ⁻	1616	1640	521 ↑ 46%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 51%

Таблица 6.21

Ядро ^{177}Yb

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
9/2 ⁺	0	0	624 ↑ 99%
7/2 ⁻	104	480	514 ↓ 99%
1/2 ⁻	332	640	510 ↑ 91%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 8%
5/2 ⁻		690	512 ↑ 97%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 1%
3/2 ⁻	709	930	512 ↓ 87%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 9%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 3%
7/2 ⁺		1110	633 ↑ 97%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2 ⁻		1200	521 ↓ 94%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 3%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 2%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 1%
5/2 ⁻		1360	512 ↑ 1%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 99%
11/2 ⁺		1380	615 ↑ 95%, 503 ↑ + Q ₁ (32) 2%, 514 ↓ + Q ₁ (32) 2%
17/2 ⁺		1400	624 ↑ p411 ↓ p404 ↓
5/2 ⁺		1410	642 ↑ 4%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 96%
13/2 ⁺		1420	624 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2 ⁺		1470	514 ↓ + Q ₁ (32) 100%
11/2 ⁺		1480	615 ↑ 1%, 514 ↓ + Q ₁ (32) 98%
7/2 ⁻	1226	1540	503 ↑ 73%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 19%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 4%

Продолжение табл. 6.21

Кπ	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
11/2-	1550	514 ↓ + Q ₁ (22) 100%	
3/2-	1570	512 ↓ 2%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 96%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 1%	
19/2-	1600	624 ↑ p411 ↓ p514 ↑	
7/2-	1630	503 ↑ 18%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 81%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 1%	
1/2+	1630	400 ↑ 1%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 99%	
9/2+	1660	512 ↑ + Q ₁ (32) 99%	
9/2-	1720	512 ↑ + Q ₁ (22) 100%	
1/2-	1720	521 ↓ 4%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 99%	
5/2-	1770	523 ↓ 1%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 99%	
5/2+	1780	642 ↑ 89%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 4%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 4%	

Таблица 6.22

Ядро ¹⁷³Nf

Кπ	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2-	0	0	521 ↓ 97%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 1%
5/2-	107	-70	512 ↑ 94%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 2%
7/2+	197	30	633 ↑ 98%
9/2+	—	480	624 ↑ 94%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 4%
7/2-	—	490	514 ↓ 97%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 2%
5/2+	—	510	642 ↑ 95%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
3/2+	—	810	651 ↑ 88%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 4%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 4%
5/2-	—	900	523 ↓ 89%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 7%
1/2+	—	910	660 ↑ 82%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 8%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 6%
3/2-	—	970	521 ↑ 75%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 13%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 5%
1/2-	—	1000	510 ↑ 53%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 35%, 512 ↑ + Q ₂ (22) 6%
3/2+	—	1370	521 ↓ + Q ₁ (31) 100%
9/2-	—	1380	633 ↑ + Q ₁ (31) 100%
1/2-	—	1390	521 ↓ + Q ₁ (20) 93%, 521 ↓ + Q ₂ (20) 6%
3/2-	—	1400	512 ↓ 56%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 24%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 7%
11/2+	—	1540	615 ↑ 3%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 96%
3/2-	—	1560	521 ↓ + Q ₁ (22) 100%
7/2-	—	1700	642 ↑ + Q ₁ (31) 100%
11/2-	—	1800	633 ↑ + Q ₁ (32) 98%

Таблица 6.23
Ядро ^{175}Hf

Кл	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
5/2-	0	0	512 ↑ 97%, 510 ↑ + Q ₂ (22) 1%
1/2-	125	280	521 ↓ 97%, 521 ↑ + Q ₂ (22) 1%
7/2-	348	310	514 ↓ 98%, 512 ↓ + Q ₂ (22) 1%
9/2+	—	330	624 ↑ 98%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 1%
7/2+	207	350	633 ↑ 97%, 521 ↑ + Q ₁ (32) 1%
5/2+	—	980	642 ↑ 96%, 660 ↑ + Q ₂ (22) 2%
5/2-	—	1000	523 ↓ 1%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 98%
1/2-	—	1090	510 ↑ 25%, 521 ↓ 3%, 521 ↓ + Q ₁ (20) 63%, 512 ↑ + Q ₂ (22) 4%
7/2-	—	1260	503 ↑ 3%, 514 ↓ 1%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 95%
3/2-	—	1280	521 ↑ 56%, 512 ↓ 1%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 19%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 9%
3/2+	—	1300	651 ↑ 81%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 6%, 633 ↑ + Q ₂ (22) 4%
5/2-	—	1360	523 ↓ 74%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 16%, 521 ↓ + Q ₂ (22) 7%
3/2-	—	1400	512 ↓ 67%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 12%, 514 ↓ + Q ₂ (22) 11%
3/2+	—	1440	512 ↑ + Q ₁ (31) 100%
7/2+	—	1441	512 ↑ + Q ₁ (31) 100%
9/2-	—	1460	512 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2+	—	1470	660 ↑ 72%, 521 ↓ + Q ₁ (31) 11%, 521 ↓ + Q ₂ (31) 4%
3/2-	—	1550	521 ↓ + Q ₁ (22) 100%
9/2-	—	1556	633 ↑ + Q ₁ (31) 100%
9/2+	—	1660	624 ↑ 1.4%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 98%
7/2-	—	1720	503 ↑ 1%, 624 ↑ + Q ₁ (31) 99%

Таблица 6.24
Ядро ^{177}Hf

Кл	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
7/2-	0	0	514 ↓ 98%
9/2+	321	110	624 ↑ 99%
5/2-	509	154	512 ↑ 97%
7/2+	746	437	633 ↑ 97%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 1%, 521 ↑ + Q ₁ (32) 1%
1/2-	560	567	521 ↓ 94%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 3%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 2%
1/2-	590	673	510 ↑ 82%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 9%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 8%
3/2-	804	986	512 ↓ 75%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 15%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 9%
5/2+	—	1000	642 ↑ 93%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
23/2+	1315	1200	514 ↓ p404 ↓ p514 ↑ 100%
3/2+	—	1242	651 ↑ 76%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 13%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 5%
7/2-	1058	1242	503 ↑ 2%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 98%
9/2+	—	1200	514 ↓ + Q ₁ (31) 100%
5/2+	—	1200	514 ↓ + Q ₁ (31) 100%
25/2-	—	1300	624 ↑ p404 ↓ p514 ↑ 100%
5/2-	—	1313	512 ↑ + Q ₁ (20) 100%

Продолжение табл. 6.24

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
7/2+		1344	512 ↑ + Q ₁ (31) 100%
3/2+		1345	651 ↑ 1%, 512 ↑ + Q ₁ (31) 99%
11/2+		1352	615 ↑ 2%, 514 ↓ + Q ₁ (32) 98%
3/2+		1356	651 ↑ 1%, 514 ↓ + Q ₁ (32) 98%
7/2-		1300	624 ↑ + Q ₁ (31) 100%
11/2-		1300	624 ↑ + Q ₁ (31) 100%
21/2+		1400	512 ↑ p404 ↓ p514 ↑ 100%
1/2+		1408	660 ↑ 23%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 72%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2+		1437	660 ↑ 60%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 28%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 4%
11/2-		1446	514 ↓ + Q ₁ (22) 100%
3/2-	1502	1453	521 ↑ 23%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 76%
5/2-		1471	624 ↑ + Q ₁ (32) 100%

Таблица 6.25

Ядро ¹⁷⁹Ni

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
9/2+	0	0	624 ↑ 99%
1/2-	375	405	510 ↑ 90%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 10%
7/2-	214	463	514 ↓ 98,8%, 503 ↑ 0,2%
3/2-	720	672	512 ↓ 88%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 10%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 2%
5/2-	518	700	512 ↑ 98%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 1%
7/2+	953	872	633 ↑ 97%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2-	614	995	521 ↓ 93%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 3%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 2%
7/2-	870	933	503 ↑ 91,7%, 514 ↓ 0,3%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 6%
11/2+		1055	615 ↑ 98%, 503 ↑ + Q ₁ (32) 1%
25/2-	1106	1200	624 ↑ p404 ↓ p514 ↑ 100%
5/2+		1254	642 ↑ 18%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 81%
13/2+		1292	624 ↑ + Q ₁ (22) 100%
11/2-		1392	624 ↑ + Q ₁ (31) 100%
7/2-		1392	624 ↑ + Q ₁ (31) 100%
5/2-		1403	512 ↑ 0,6%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 100%
5/2+		1452	642 ↑ 24%, 514 ↓ + Q ₁ (31) 68%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 6%
3/2-		1453	512 ↓ 1%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 98%
9/2+		1455	514 ↓ + Q ₁ (31) 100%
11/2-		1439	514 ↓ + Q ₁ (22) 100%
5/2+		1460	642 ↑ 52%, 514 ↓ + Q ₁ (31) 32%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 12%
9/2+		1540	514 ↓ + Q ₂ (31) 100%
5/2+		1540	514 ↓ + Q ₂ (31) 100%
23/2+		1600	514 ↓ p404 ↓ p514 ↑ 100%

Т а б л и ц а 6.26

Ядро ^{181}Nf

КП	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2-	0	0	510 ↑ 95%, 512 ↓ + Q_1 (22) 5%
3/2-	255	248	512 ↓ 95%, 510 ↑ + Q_1 (22) 4%
11/2+		553	615 ↑ 99%
7/2-	670	577	503 ↑ 95%, 501 ↑ + Q_1 (22) 3%
9/2+		600	624 ↑ 99%
7/2-		1110	514 ↓ 99%
17/2+		1200	n 510 ↑ p 404 ↓ p 514 ↑ 100%
5/2-		1292	512 ↑ 68%, 510 ↑ + Q_1 (22) 29%, 624 ↑ + Q_1 (32) 1%
5/2+		1389	642 ↑ 2%, 624 ↑ + Q_1 (22) 98%
11/2-		1391	624 ↑ + Q_1 (31) 100%
7/2-		1391	624 ↑ + Q_1 (31) 100%
19/2+		1400	n 512 ↓ p 404 ↓ p 514 ↑ 100%
1/2+		1200	510 ↑ + Q_1 (31) 100%
3/2+		1200	510 ↑ + Q_1 (31) 100%
13/2+		1402	624 ↑ + Q_1 (22) 100%
3/2-	1503	1461	501 ↑ 27%, 512 ↓ 1%, 503 ↑ + Q_1 (22) 56%, 512 ↓ + Q_1 (20) 13%
5/2-		1462	512 ↑ 28%, 510 ↑ + Q_1 (22) 71%
3/2-		1464	512 ↓ 4%, 510 ↑ + Q_1 (22) 96%
9/2-		1479	505 ↑ 98%, 503 ↓ + Q_1 (22) 2%
7/2+		1530	633 ↑ 97%, 651 ↑ + Q_1 (22) 2%
1/2+		1588	512 ↓ + Q_1 (31) 100%
5/2+		1588	512 ↓ + Q_1 (31) 100%
27/2-		1600	n 615 ↑ p 404 ↓ p 514 ↑ 100%

Т а б л и ц а 6.27

Ядро ^{179}W

КП	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2-	0	0	514 ↓ 98%, 512 ↓ + Q_1 (22) 1%
9/2+	309	50	624 ↑ 99%
5/2-	430	150	512 ↑ 98%
7/2+	477	290	633 ↑ 96%, 521 ↑ + Q_1 (32) 2%, 651 ↑ + Q_1 (22) 2%
1/2-	222	310	521 ↓ 91%, 521 ↑ + Q_1 (22) 4%, 523 ↓ + Q_1 (22) 3%
1/2-	627	500	510 ↑ 84%, 512 ↓ + Q_1 (22) 10%, 512 ↑ + Q_1 (22) 5%
5/2+		770	642 ↑ 93%, 660 ↑ + Q_1 (22) 4%
3/2-		810	512 ↓ 80%, 510 ↑ + Q_1 (22) 10%, 514 ↓ + Q_1 (22) 8%
3/2+		980	651 ↑ 75%, 514 ↓ + Q_1 (32) 8%, 633 ↑ + Q_1 (22) 8%
11/2+		1030	615 ↑ 1%, 514 ↓ + Q_1 (32) 98%
3/2+		1030	651 ↑ 7%, 514 ↓ + Q_1 (32) 92%
7/2-		1040	503 ↑ 21%, 514 ↓ + Q_1 (20) 77%, 501 ↑ + Q_1 (22) 1%

Продолжение табл. 6.27

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2+		1100	660 ↑ 11%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 87%
3/2-		1110	521 ↑ 13%, 633 ↑ + Q ₁ (32) 83%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 4%
9/2+		1110	512 ↑ + Q ₁ (32) 100%
5/2-		1120	624 ↑ + Q ₁ (32) 99%
5/2-		1150	523 ↓ 2%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 97%
1/2+		1150	660 ↑ 74%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 13%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 7%
11/2-		1190	633 ↑ + Q ₁ (32) 100%
7/2-		1190	503 ↑ 68%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 23%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 5%
11/2+		1230	615 ↑ 89%, 503 ↑ + Q ₁ (32) 6%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 2%
5/2+		1330	642 ↑ 1%, 521 ↓ + Q ₁ (32) 99%
3/2+		1330	651 ↑ 1%, 521 ↓ + Q ₁ (32) 98%
7/2+	1680	1500	514 ↓ p514 ↑ p402 ↑ 100%
23/2-		1600	624 ↑ p514 ↑ p402 ↑ 100%
19/2+		1700	512 ↑ p514 ↑ p402 ↑ 100%

Т а б л и ц а 6.28

Ядро ¹⁸¹W

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
9/2+	0	0	624 ↑ 98%
1/2-	458	250	510 ↑ 83%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 16%
7/2-	662	380	503 ↑ 58%, 514 ↓ 24%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 10%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 5%
7/2-	409	480	514 ↓ 74%, 503 ↑ 20%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 5%
3/2-	726	530	512 ↓ 79%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 16%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 3%
5/2-	366	650	512 ↑ 94%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 3%
1/2-	385	830	521 ↑ 88%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 5%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 3%
7/2+	954	850	633 ↑ 93%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 4%, 521 ↑ + Q ₁ (32) 1%
9/2+		900	624 ↑ + Q ₁ (20) 100%
11/2+		1010	615 ↑ 93%, 503 ↑ + Q ₁ (32) 4%, 624 ↓ + Q ₁ (22) 1%
5/2+		1100	642 ↑ 13%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 85%
13/2+		1150	624 ↑ + Q ₁ (22) 100%
5/2-		1170	512 ↑ 3%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 97%
7/2-		1210	503 ↑ 2%, 514 ↓ + Q ₁ (20) 98%
3/2+		1300	651 ↑ 1%, 514 ↓ + Q ₁ (32) 98%
11/2-		1290	514 ↓ + Q ₁ (22) 100%
11/2+		1300	514 ↓ + Q ₁ (32) 100%
3/2-		1310	512 ↓ 1%, 514 ↓ + Q ₁ (22) 96%
5/2-		1380	523 ↓ 2%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 97%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 1%
3/2+		1380	651 ↑ 44%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 46%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 7%
5/2+		1390	642 ↑ 74%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 15%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 9%
11/2-		1420	624 ↑ + Q ₁ (31) 100%
7/2-		1420	624 ↑ + Q ₁ (31) 100%
9/2-		1490	512 ↑ + Q ₁ (22) 100%
23/2-		1500	624 ↑ p514 ↑ p402 ↑ 100%
3/2-		1570	501 ↑ 30%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 32%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 31%

Т а б л и ц а 6.29

Ядро ^{183}W

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2 ⁻	0	0	510 ↑ 95%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 4%
3/2 ⁻	209	190	512 ↓ 92%, 501 ↑ 0,2%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 7%
11/2 ⁺	310	500	615 ↑ 98%, 503 ↑ + Q ₁ (32) 1%
7/2 ⁻	453	580	503 ↑ 95%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 3%
9/2 ⁺	623	600	624 ↑ 98%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 1%
7/2 ⁻	1072	1110	514 ↓ 99%
5/2 ⁻	905	1160	512 ↑ 67%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 19%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 12%
1/2 ⁻		1390	521 ↓ 2%, 510 ↑ + Q ₁ (20) 97%
5/2 ⁺		1420	642 ↑ 2%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 98%
13/2 ⁺		1430	624 ↑ + Q ₁ (22) 100%
5/2 ⁻		1450	512 ↑ 2%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 80%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 18%
9/2 ⁻		1490	505 ↓ 98%, 503 ↓ + Q ₁ (22) 2%
3/2 ⁻		1490	512 ↓ 4%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 93%
3/2 ⁺		1500	510 ↑ + Q ₁ (32) 100%
5/2 ⁺		1500	510 ↑ + Q ₁ (32) 100%
15/2 ⁺		1500	n510 ↑ p514 ↑ p402 ↑ 100%
3/2 ⁻		1520	501 ↑ 10%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 80%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 8%
7/2 ⁺		1530	633 ↑ 97%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 2%
5/2 ⁻		1580	512 ↑ 28%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 63%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 8%
1/2 ⁻		1670	521 ↓ 90%, 510 ↑ + Q ₁ (20) 3%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2 ⁻		1700	510 ↑ 4%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 96%
17/2 ⁺		1700	n512 ↓ p514 ↑ p402 ↑ 100%
3/2 ⁻		1760	501 ↑ 19%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 62%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 18%

Т а б л и ц а 6.30

Ядро ^{185}W

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2 ⁻	0	0	512 ↓ 99%
1/2 ⁻	24	20	510 ↑ 99%
7/2 ⁻	244	110	503 ↑ 99%
11/2 ⁺	198	130	615 ↑ 99%
9/2 ⁺	716	720	624 ↑ 98%, 512 ↑ + Q ₁ (32) 1%
9/2 ⁻	789	730	505 ↓ 100%
1/2 ⁻		1010	521 ↓ 3%, 510 ↑ + Q ₁ (20) 97%
5/2 ⁻		1030	510 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2 ⁻		1030	510 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2 ⁻		1040	501 ↑ 6%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 92%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 1%
7/2 ⁻		1080	514 ↓ 1%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 99%
1/2 ⁻		1080	512 ↓ + Q ₁ (22) 100%

Продолжение табл. 6.30

КП	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
7/2-		1180	514 ↓ 9%, 503 ↑ + Q ₁ (20) 91%
3/2-		1190	501 ↑ 1%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 98%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 1%
7/2+		1190	615 ↑ + Q ₁ (22) 100%
5/2+		1300	510 ↑ + Q ₁ (32) 100%
3/2+		1310	510 ↑ + Q ₁ (32) 100%
7/2-	1058	1330	514 ↓ 90%, 503 ↑ + Q ₁ (20) 9%
1/2+		1360	512 ↓ + Q ₁ (32) 100%
7/2+		1370	512 ↓ + Q ₁ (32) 100%
5/2-	888	1490	512 ↑ 75%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 23%
17/2+		1500	n512 ↓ p514 ↑ p402 ↑ 100%
15/2+		1500	510 ↑ p514 ↑ p402 ↑ 100%
1/2-		1510	521 ↓ 1%, 510 ↑ + Q ₁ (20) 99%
7/2+		1580	633 ↑ 99%
25/2-		1600	n615 ↑ p514 ↑ p402 ↑ 100%
1/2-		1740	521 ↓ 93%, 510 ↑ + Q ₁ (20) 3%, 541 ↓ + Q ₁ (20) 2%

Таблица 6.31

 Ядро ¹⁸³Os

КП	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
9/2+	0	0	624 ↑ 98%
1/2-	171	140	510 ↑ 85%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 15%
3/2-		380	512 ↓ 82%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 15%
7/2-		410	503 ↑ 89%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 8%, 615 ↑ + Q ₁ (32) 2%
7/2-		470	514 ↓ 99%
7/2+		580	633 ↑ 95%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 4%
1/2-		590	521 ↓ 90%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 4%, 523 ↓ + Q ₁ (22) 3%
5/2-		630	512 ↑ 95%, 521 ↓ + Q ₁ (22) 2%, 624 ↑ + Q ₁ (32) 1%
11/2+		740	615 ↑ 97%, 503 ↑ + Q ₁ (32) 1%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 1%
5/2+		890	642 ↑ 50%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 44%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 5%
13/2+		990	624 ↑ + Q ₁ (22) 100%
7/2-		1000	514 ↓ + Q ₁ (20) 100%
3/2+		1020	651 ↑ 60%, 633 ↑ + Q ₁ (22) 29%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 10%
5/2+		1100	642 ↑ 38%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 56%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 6%
3/2-		1160	501 ↑ 28%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 41%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 25%
5/2-		1170	523 ↓ 2%, 512 ↑ + Q ₁ (20) 97%
1/2+		1170	660 ↑ 71%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 18%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 10%
15/2-		1600	n624 ↑ p402 ↑ p541 ↓ 100%

Т а б л и ц а 6.32

Ядро ^{185}Os

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2 ⁻	0	0	510 ↑ 92%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 7%
3/2 ⁻	128	130	512 ↓ 87%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 12%
7/2 ⁻		210	503 ↑ 93%, 501 ↑ + Q ₁ (22) 5%
9/2 ⁺		390	624 ↑ 99%
11/2 ⁺		420	615 ↑ 99%
3/2 ⁻		870	501 ↑ 27%, 512 ↓ 1%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 64%, 512 ↓ + Q ₁ (20) 5%
9/2 ⁻		960	505 ↓ 97%, 503 ↓ + Q ₁ (22) 3%
7/2 ⁻		970	514 ↓ 99%, 512 ↓ + Q ₁ (22) 1%
5/2 ⁻		1060	512 ↑ 48%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 50%
5/2 ⁺		1100	642 ↑ 6%, 624 ↑ + Q ₁ (22) 94%
7/2 ⁺		1110	633 ↑ 96%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 4%
13/2 ⁺		1130	624 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2 ⁻		1160	521 ↓ 85%, 510 ↑ + Q ₁ (20) 8%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 3%
3/2 ⁻		1229	512 ↓ 6%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 88%, 503 ↑ + Q ₁ (22) 2%

Т а б л и ц а 6.33

Ядро ^{153}Eu

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
5/2 ⁺	0	0	413 ↓ 96%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 2%
3/2 ⁺	103	-20	411 ↑ 89%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 5%, 523 ↑ + Q ₁ (32) 3%
5/2 ⁻	97	20	532 ↑ 94%, 420 ↑ + Q ₁ (32) 1%
7/2 ⁻	—	550	523 ↑ 86%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 10%
1/2 ⁺	—	670	411 ↑ 48%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 26%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 23%
3/2 ⁻	—	820	541 ↑ 86%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 5%, 420 ↑ + Q ₁ (31) 2%
5/2 ⁻	—	860	532 ↑ + Q ₁ (20) 100%
5/2 ⁺	—	900	413 ↓ + Q ₁ (20) 100%
1/2 ⁺	—	920	420 ↑ 75%, 532 ↑ + Q ₁ (32) 8%, 550 ↑ + Q ₁ (30) 5%, 422 ↓ + Q ₁ (22) 4%
1/2 ⁻	—	1000	550 ↑ 42%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 39%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 8%, 420 ↑ + Q ₁ (30) 6%
3/2 ⁺	—	1150	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
9/2 ⁻	—	1230	514 ↑ 3%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 97%
9/2 ⁺	—	1300	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%
1/2 ⁺	—	1380	413 ↓ + Q ₁ (22) 67%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 31%
1/2 ⁻	—	1400	550 ↑ 19%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 59%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 11%, 420 ↑ + Q ₁ (30) 9%
3/2 ⁻	—	1400	411 ↑ + Q ₁ (30) 100%
3/2 ⁻	—	1510	422 ↓ 50%, 420 ↑ + Q ₁ (22) 26%, 541 ↑ + Q ₁ (30) 16%, 532 ↑ + Q ₁ (31) 5%
7/2 ⁺	—	1520	411 ↑ + Q ₁ (22) 94%, 532 ↑ + Q ₁ (31) 5%

Т а б л и ц а 6.34

Ядро ^{155}Eu

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
5/2+	0	0	413 ↓ 97%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 2%
3/2+	246	34	411 ↑ 92%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 3%
5/2-	104	36	532 ↑ 96%, 420 ↑ + Q ₁ (32) 1%
7/2-	614	610	523 ↑ 90%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 7%
3/2-	1095	880	541 ↑ 88%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 3%
1/2+	765	890	411 ↓ 58%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 22%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 17%
1/2+		990	420 ↑ 79%, 550 ↑ + Q ₁ (30) 6%, 532 ↑ + Q ₁ (32) 5%
5/2+		1030	402 ↑ 2%, 532 ↑ + Q ₁ (30) 98%
5/2-		1070	413 ↓ + Q ₁ (30) 100%
1/2-		1160	550 ↑ 56%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 18%, 420 ↑ + Q ₁ (30) 15%
5/2-		1230	532 ↑ + Q ₁ (20) 100%
5/2+		1270	413 ↓ + Q ₁ (20) 100%
3/2-		1330	413 ↓ + Q ₁ (31) 100%
3/2-		1340	411 ↑ + Q ₁ (30) 100%
3/2+		1520	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
1/2-		1530	532 ↑ + Q ₁ (22) 98%
9/2-		1540	514 ↑ 4%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 95%

Т а б л и ц а 6.35

Ядро ^{155}Tb

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2+	0	0	411 ↑ 92%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 4%
7/2-	545	341	523 ↑ 94%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 2%
5/2+	271	390	413 ↓ 96%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 2%
5/2-	227	530	532 ↑ 93%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2+	—	610	411 ↓ 60%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 20%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 8%
3/2+	—	1000	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
5/2+	—	1100	413 ↓ + Q ₁ (20) 100%
7/2+	—	1280	413 ↑ 1%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 98%
1/2-	—	1300	550 ↑ 18%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 76%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 3%
1/2+	—	1310	420 ↑ 6%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 80%
1/2+	—	1330	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%
9/2+	—	1330	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%
3/2-	—	1350	541 ↑ 52%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 35%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 3%
5/2+	—	1420	402 ↑ 73%, 523 ↑ + Q ₁ (31) 9%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 6%, 532 ↑ + Q ₁ (30) 5%
9/2-	—	1460	514 ↑ 7%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 92%
3/2-	—	1650	541 ↑ 6%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 56%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 34%
7/2+	—	1680	404 ↓ 68%, 523 ↑ + Q ₁ (30) 28%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 3%

Т а б л и ц а 6.36
Ядро ^{157}Tb

Кπ	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2+	0	0	411 ↑ 93%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 4%
7/2-	572	360	523 ↑ 95%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 2%
5/2+	328	380	413 ↓ 96%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 2%
5/2-	326	530	532 ↑ 94%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2+	598	640	411 ↓ 64%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 26%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 7%
3/2+	993	1300	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
3/2-		1370	541 ↑ 48%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 39%
5/2+		1390	402 ↑ 49%, 413 ↓ + Q ₁ (20) 32%, 523 ↑ + Q ₁ (31) 10%
7/2+		1400	411 ↑ + Q ₁ (22) 97%
1/2-		1440	550 ↑ 21%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 72%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 3%
1/2+		1425	420 ↑ 14%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 72%, 532 ↑ + Q ₁ (32) 2%
5/2+		1450	402 ↑ 21%, 413 ↓ + Q ₁ (20) 68%, 523 ↑ + Q ₁ (31) 5%
9/2+		1460	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%

Т а б л и ц а 6.37
Ядро ^{159}Tb

Кπ	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2+	0	0	411 ↑ 93%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 4%
5/2+	348	370	413 ↓ 96%
7/2-		380	523 ↓ 96%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 2%
5/2-	364	570	532 ↑ 93%, 413 ↓ + Q ₁ (30) 2%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2+	581	650	411 ↓ 64%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 27%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 7%
3/2-		1170	541 ↑ 17%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 80%
1/2+		1350	420 ↑ 12%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 63%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 19%
5/2+		1360	402 ↑ 29%, 532 ↑ + Q ₁ (30) 64%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
1/2-		1390	550 ↑ 26%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 65%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 4%
7/2+		1420	411 ↑ + Q ₁ (22) 97%
9/2+		1470	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%
3/2+		1480	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
3/2-		1580	541 ↑ 35%, 413 ↓ + Q ₁ (31) 44%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 12%
1/2+		1650	411 ↓ 30%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 52%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 14%
15/2+		1860	p523 ↑ n521 ↑ n642 ↑

Таблица 6.38

 Ядро ^{161}Tb

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
3/2 ⁺	0	0	411 ↑ 93%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 5%
5/2 ⁺	315	360	413 ↓ 97%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 2%
7/2 ⁺	417	390	523 ↑ 97%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 1%
1/2 ⁺	—	590	411 ↓ 54%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 35%, 413 ↓ + Q ₁ (22) 10%
5/2 ⁻	480	600	532 ↑ 96%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 2%
7/2 ⁺	—	1180	411 ↑ + Q ₁ (22) 99%
1/2 ⁺	—	1220	413 ↓ + Q ₁ (22) 58%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 42%
9/2 ⁺	—	1230	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%
1/2 ⁻	—	1250	550 ↑ 12%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 85%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 2%
9/2 ⁻	—	1370	514 ↑ 4%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 96%
3/2 ⁻	—	1420	541 ↑ 16%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 78%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 4%
5/2 ⁺	—	1530	402 ↑ 65%, 413 ↓ + Q ₁ (20) 12%, 532 ↑ + Q ₁ (30) 11%
3/2 ⁺	—	1550	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
5/2 ⁺	—	1560	413 ↓ + Q ₁ (20) 100%
15/2 ⁻	—	1680	p412 ↓ n642 ↑ n523 ↓ 100%
17/2 ⁺	—	1730	p523 ↑ n642 ↓ n523 ↓ 100%

Таблица 6.39

 Ядро ^{159}Ho

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2 ⁻	0	0	523 ↑ 97%
3/2 ⁺	—	250	411 ↑ 94%
1/2 ⁺	206	380	411 ↓ 88%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 9%
5/2 ⁺	—	700	402 ↑ 56%, 413 ↓ 28%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 8%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 3%
5/2 ⁺	650	730	413 ↓ 69%, 402 ↑ 23%, 532 ↑ + Q ₁ (30) 5%
5/2 ⁻	624	900	532 ↑ 90%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 3%, 413 ↓ + Q ₁ (30) 3%
7/2 ⁺	—	700	404 ↓ 97%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 2%
7/2 ⁺	—	1050	413 ↑ 2%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 97%
3/2 ⁻	—	1100	541 ↑ 5%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 93%
11/2 ⁻	—	1130	523 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2 ⁺	—	1140	420 ↑ 1%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 91%
9/2 ⁻	—	1145	514 ↑ 92%, 402 ↑ + Q ₁ (32) 4%
3/2 ⁺	—	1190	411 ↑ + Q ₁ (20) 100%
1/2 ⁻	—	980	411 ↓ + Q ₁ (30) 2%
9/2 ⁺	—	1390	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%
3/2 ⁻	—	1420	411 ↑ + Q ₁ (30) 87%
1/2 ⁻	—	1470	550 ↑ 14%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 81%, 541 ↑ + Q ₁ (22) 2%

Таблица 6.40
Ядро ^{161}Po

Кл	Энергия, кэв		Структура		
	эксперимент	теория			
7/2-	0	0	523 ↑ 97%		
3/2+	299	260	411 ↑ 94%,	411 ↓ + Q_1 (22)	3%
1/2+	211	380	411 ↓ 88%,	411 ↑ + Q_1 (22)	9%
5/2+	—	700	402 ↑ 79%, 413 ↓ 2%,	660 ↑ + Q_1 (22)	8%
5/2+	760	740	413 ↓ 96%, 402 ↑ 2%		
5/2-	827	950	532 ↑ 89%,	411 ↑ + Q_1 (31)	5%, 550 ↑ + Q_1 (22) 3%
7/2+	253	800	404 ↓ 98%,	651 ↑ + Q_1 (22)	1%
1/2-	424	1000	541 ↓ 90%,	411 ↑ + Q_1 (32)	8%
7/2+	—	1070	413 ↑ 2%,	411 ↑ + Q_1 (22)	98%
9/2-	—	1110	514 ↑ 89%,	402 ↑ + Q_1 (32)	7%
3/2-	—	1140	541 ↑ 3%,	523 ↑ + Q_1 (22)	96%
1/2+	—	1150	420 ↑ 2%,	411 ↑ + Q_1 (22)	98%
11/2-	—	1160		523 ↑ + Q_1 (22)	100%
1/2+	—	1400	660 ↑ 32%,	402 ↑ + Q_1 (22)	58%, 651 ↑ + Q_1 (22) 5%
9/2+	—	1415		413 ↓ + Q_1 (22)	100%
3/2+	—	1420	402 ↓ 3%,	523 ↑ + Q_1 (32)	96%
1/2-	—	1460	550 ↑ 2%,	411 ↑ + Q_1 (32)	82%, 532 ↑ + Q_1 (22) 10%
3/2+	—	1465		411 ↑ + Q_1 (20)	100%

Таблица 6.41
Ядро ^{163}Po

Кл	Энергия, кэв		Структура		
	эксперимент	теория			
7/2-	0	0	523 ↑ 98%		
3/2+	—	240	411 ↑ 95%,	411 ↓ + Q_1 (22)	2%
1/2+	298	390	411 ↓ 91%,	411 ↑ + Q_1 (22)	8%
5/2-	—	950	532 ↑ 91%,	550 ↑ + Q_1 (22)	3%
5/2+	—	1000	413 ↓ 97%		
7/2+	—	1010	413 ↑ 1%,	411 ↑ + Q_1 (22)	99%
3/2-	—	1015	541 ↑ 4%,	523 ↑ + Q_1 (22)	95%
11/2-	—	1040		523 ↑ + Q_1 (22)	100%
1/2+	—	1120	411 ↓ 8%,	411 ↑ + Q_1 (22)	92%
9/2-	—	1180	514 ↑ 95%,	402 ↑ + Q_1 (32)	2%
7/2+	440	900	404 ↓ 97%,	523 ↑ + Q_1 (30)	2%
3/2+	—	1300		411 ↑ + Q_1 (20)	100%
1/2-	—	1320	550 ↑ 1%,	411 ↑ + Q_1 (32)	95%
1/2-	—	1400	550 ↑ 16%,	532 ↑ + Q_1 (22)	75%, 411 ↑ + Q_1 (32) 4%
5/2+	—	1415	402 ↑ 34%,	411 ↓ + Q_1 (22)	58%, 523 ↑ + Q_1 (31) 2%
17/2+	—	1570		$p523 \uparrow n642 \uparrow n523 \downarrow$	100%
3/2-	—	1410	541 ↑ 7%,	411 ↑ + Q_1 (30)	90%

Т а б л и ц а 6.42

Ядро ^{165}Ho

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2-	0	0	523 ↑ 98%
3/2+	360	230	411 ↑ 94%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 3%
1/2+	429	370	411 ↓ 88%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 10%
7/2+	715	890	404 ↓ 97%, 523 ↑ + Q ₁ (30) 2%
3/2-	900	541 ↑ 4%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 95%	
5/2-	1056	910	532 ↑ 90%, 550 ↑ + Q ₁ (22) 3%, 420 ↑ + Q ₁ (32) 3%
11/2-	689	920	523 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2+	940	411 ↑ + Q ₁ (22) 100%	
5/2+	995	1000	413 ↓ 96%, 532 ↑ + Q ₁ (30) 2%
1/2+	(1037)	1010	411 ↓ 10%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 90%
9/2-	1130	514 ↑ 93%, 402 ↑ + Q ₁ (32) 4%	
3/2+	1140	523 ↑ + Q ₁ (32) 100%	
1/2-	1150	411 ↑ + Q ₁ (32) 99%	
1/2-	1280	550 ↑ 16%, 532 ↑ + Q ₁ (22) 76%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 3%	
5/2+	1310	402 ↑ 27%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 67%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 4%	
9/2+	1400	413 ↓ + Q ₁ (22) 100%	
3/2-	1450	541 ↑ 27%, 411 ↑ + Q ₁ (30) 66%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 3%	
5/2+	1520	402 ↑ 49%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 34%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 10%	

Т а б л и ц а 6.43

Ядро ^{165}Tm

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
1/2+	0	0	411 ↓ 96%
7/2-	149	300	523 ↑ 94%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 3%
9/2-	—	550	514 ↑ 94%, 402 ↑ + Q ₁ (32) 3%
7/2+	69	450	404 ↓ 98%
3/2+	—	660	411 ↑ 84%, 523 ↑ + Q ₁ (32) 7%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 6%
5/2+	—	990	402 ↑ 42%, 413 ↓ 2%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 49%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 3%
3/2-	—	1010	541 ↑ 3%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 96%
11/2-	—	1060	523 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2+	—	1100	411 ↑ 4%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 94%
5/2+	—	1100	402 ↑ 44%, 413 ↓ 3%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 46%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 3%
7/2+	—	1250	413 ↑ 1%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 98%
1/2+	—	1320	411 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2-	—	980	411 ↓ + Q ₁ (30) 2%
5/2-	—	1400	411 ↑ + Q ₁ (31) 14%, 411 ↓ + Q ₁ (32) 3%
3/2+	—	1470	651 ↑ 11%, 404 ↓ + Q ₁ (22) 86%, 523 ↑ + Q ₁ (32) 2%
17/2+	—	1960	p523 ↑ n642 ↑ n523 ↓ 100%

Таблица 6.44
Ядро ^{167}Tm

К π	Энергия, кэв		Структура	
	эксперимент	теория		
1/2+	0	0	411 ↓ 97%	
7/2-	293	360	523 ↑ 96%,	411 ↑ + Q ₁ (32) 2%
9/2-	—	560	514 ↑ 96%,	402 ↑ + Q ₁ (32) 2%
7/2+	179	370	404 ↓ 97%,	651 ↑ + Q ₁ (22) 2%
3/2+	471	670	411 ↑ 82%,	411 ↓ + Q ₁ (22) 11%, 523 ↑ + Q ₁ (32) 4%
5/2+	—	820	402 ↑ 12%,	413 ↓ 3%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 84%
3/2-	—	900	541 ↑ 3%,	523 ↑ + Q ₁ (22) 97%
11/2-	—	940		523 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2+	—	990	411 ↑ 10%,	411 ↓ + Q ₁ (22) 89%
5/2+	—	1000	402 ↑ 74%,	411 ↓ + Q ₁ (22) 13%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
7/2+	—	1140	413 ↑ 1%,	411 ↑ + Q ₁ (22) 98%
1/2+	—	1200		411 ↑ + Q ₁ (22) 100%
1/2-	—	950	541 ↓ 96%,	411 ↓ + Q ₁ (30) 3%
5/2+	1527	1510	532 ↑ 81%,	514 ↑ + Q ₁ (22) 6%, 411 ↓ + Q ₁ (32) 5%
5/2+	1581	1620	413 ↓ 94%,	411 ↓ + Q ₁ (22) 3%
19/2+	—	2110		p523 ↑ n523 ↓ n633 ↑ 100%

Таблица 6.45
Ядро ^{169}Tm

К π	Энергия, кэв		Структура	
	эксперимент	теория		
1/2+	0	0	411 ↓ 96%	
7/2-	379	360	523 ↑ 95%,	411 ↑ + Q ₁ (32) 2%
7/2+	316	370	404 ↓ 98%	
9/2-	—	530	514 ↑ 95%,	402 ↑ + Q ₁ (32) 3%
3/2+	571	630	411 ↑ 84%,	411 ↓ + Q ₁ (22) 8%, 523 ↑ + Q ₁ (32) 4%
5/2+	—	810	402 ↑ 51%,	413 ↓ 2%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 30%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
1/2-	—	900	541 ↓ 90%,	411 ↓ + Q ₁ (30) 5%
3/2-	—	950	541 ↑ 5%,	523 ↑ + Q ₁ (22) 94%
5/2+	—	1000	402 ↑ 33%,	413 ↓ 4%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 56%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
11/2-	—	1020		523 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2+	—	1080	411 ↑ 7%,	411 ↓ + Q ₁ (22) 92%
7/2+	—	1190	413 ↑ 2%,	411 ↑ + Q ₁ (22) 97%
1/2+	—	1280		411 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2+	—	1350	651 ↑ 14%,	404 ↓ + Q ₁ (22) 83%
1/2+	—	1400	660 ↑ 19%,	411 ↓ + Q ₁ (20) 42%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 33%
5/2-	—	1470	532 ↑ 85%,	550 ↑ + Q ₁ (22) 5%, 413 ↓ + Q ₁ (30) 4%

Т а б л и ц а 6.46
Ядро ^{171}Tm

Кπ	Энергия, кэв		Структура			
	экспе- римент	тео- рия				
1/2+	0	0	411 ↓ 97%			
7/2-	425	360	523 ↑ 97%			
9/2-	—	550	514 ↑ 97%			
7/2+	635	430	404 ↓ 98%,	651 ↑ + Q ₁ (22)	1%	
3/2+	676	680	411 ↑ 88%,	411 ↓ + Q ₁ (22)	7%	
5/2+	913	930	402 ↑ 70%,	411 ↓ + Q ₁ (22)	18%,	660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
3/2-	—	1015	541 ↑ 4%,	523 ↑ + Q ₁ (22)	95%	
1/2+	—	1040		411 ↓ + Q ₁ (20)	100%	
11/2-	—	1070		523 ↑ + Q ₁ (22)	100%	
5/2+	—	1090	402 ↑ 16%, 413 ↓ 6%,	411 ↓ + Q ₁ (22)	75%	
3/2+	—	1100		411 ↓ + Q ₁ (22)	93%	
7/2+	—	1250	413 ↑ 2%,	411 ↑ + Q ₁ (22)	98%	
1/2-	—	940	541 ↓ 94%,	411 ↓ + Q ₁ (30)	4%	
1/2-	—	1460		411 ↓ + Q ₁ (31)	100%	
9/2+	—	1440		523 ↑ + Q ₁ (31)	100%	
5/2+	—	1445		523 ↑ + Q ₁ (31)	100%	
5/2-	—	1500	53? ↑ 84%,	411 ↑ + Q ₁ (31)	8%,	550 ↑ + Q ₁ (22) 4%
5/2+	—	1530	413 ↓ 26%,	411 ↓ + Q ₂ (22)	70%	
5/2+	—	1640	413 ↓ 63%,	411 ↓ + Q ₂ (22)	29%	

Т а б л и ц а 6.47
Ядро ^{169}Lu

Кπ	Энергия, кэв		Структура			
	экспе- римент	тео- рия				
7/2+	0	0	404 ↓ 97%,	402 ↓ + Q ₁ (22)	2%	
9/2-	—	60	514 ↑ 96%,	402 ↑ + Q ₁ (32)	1%	
1/2+	—	220	411 ↓ 90%,	411 ↓ + Q ₁ (22)	6%	
5/2+	—	540	402 ↑ 87%,	514 ↑ + Q ₁ (32)	4%,	660 ↑ + Q ₁ (22) 4%
3/2+	—	730	411 ↑ 39%,	411 ↓ + Q ₁ (22)	56%	
7/2-	493	740	523 ↑ 93%,	411 ↑ + Q ₁ (32)	3%	
1/2-	30	700	541 ↓ 97%,	532 ↓ + Q ₁ (22)	2%	
5/2+	—	1000	413 ↓ 6%,	411 ↓ + Q ₁ (22)	93%	
3/2+	—	1050	402 ↓ 10%,	404 ↓ + Q ₁ (22)	89%	
11/2+	—	1130		404 ↓ + Q ₁ (22)	100%	
1/2+	—	1270		411 ↓ + Q ₁ (20)	100%	
5/2-	—	1300	532 ↑ 2%,	514 ↑ + Q ₁ (22)	97%	
7/2+	—	1305		404 ↓ + Q ₁ (20)	100%	
13/2-	—	1310		514 ↑ + Q ₁ (22)	100%	
3/2-	—	1340	541 ↑ 12%,	523 ↑ + Q ₁ (22)	85%	
9/2-	—	1430		514 ↑ + Q ₁ (20)	100%	
11/2-	—	1450		523 ↑ + Q ₁ (22)	100%	
1/2+	—	1510	660 ↑ 30%,	402 ↑ + Q ₁ (22)	63%,	402 ↓ + Q ₁ (22) 2%
3/2-	—	1530	532 ↓ 59%,	411 ↓ + Q ₁ (31)	22%,	541 ↓ + Q ₁ (22) 9%
1/2-	—	1550	530 ↑ 7%,	411 ↓ + Q ₁ (30)	85%,	411 ↓ + Q ₁ (31) 7%
9/2-	—	1720		p404 ↓ n523 ↓ n633 ↑	100%	

Т а б л и ц а 6.48

Ядро ^{171}Lu

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	404 ↓ 97%
9/2-	469	55	514 ↑ 95%, 402 ↑ + Q_1 (32) 3%
1/2+	208	230	411 ↓ 91%, 411 ↑ + Q_1 (22) 5%
5/2+	296	470	402 ↑ 83%, 514 ↑ + Q_1 (32) 10%, 400 ↑ + Q_1 (22) 4%
1/2-	71	700	541 ↓ 98%
7/2-	662	760	523 ↑ 90%, 411 ↑ + Q_1 (32) 8%
3/2+		770	411 ↓ 48%, 411 ↓ + Q_1 (22) 41%, 523 ↑ + Q_1 (32) 9%
3/2+		1150	402 ↓ 13%, 404 ↓ + Q_1 (22) 85%
5/2+		1160	413 ↓ 8%, 411 ↓ + Q_1 (22) 91%
1/2+		1210	411 ↓ + Q_1 (20) 100%
3/2+		1280	411 ↓ + Q_1 (22) 100%
3/2+		1370	404 ↓ + Q_1 (22) 100%
1/2+		1440	411 ↓ + Q_2 (20) 100%
5/2-		1470	532 ↑ 10%, 514 ↑ + Q_1 (22) 63%, 411 ↓ + Q_1 (32) 26%
3/2-		1480	541 ↑ 14%, 523 ↑ + Q_1 (22) 44%, 411 ↓ + Q_1 (32) 39%
1/2-		1490	411 ↓ + Q_1 (30) 100%

Т а б л и ц а 6.49

Ядро ^{173}Lu

Кл	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	404 ↓ 99%
9/2-	—	40	514 ↑ 97%, 402 ↑ + Q_1 (32) 2%
1/2+	425	310	411 ↓ 98%
5/2+	357	600	402 ↑ 84%, 514 ↑ + Q_1 (32) 14%
7/2-	—	720	523 ↑ 93%, 411 ↑ + Q_1 (32) 6%
1/2-	128	680	541 ↓ 99%, 411 ↓ + Q_1 (31) 1%
1/2+	—	1070	411 ↓ + Q_1 (20) 100%
3/2+	—	1080	411 ↑ 67%, 523 ↑ + Q_1 (32) 27%, 411 ↓ + Q_1 (22) 2%
1/2-	—	1160	530 ↑ 1%, 411 ↓ + Q_1 (31) 98%
3/2-	—	1170	532 ↓ 2%, 411 ↓ + Q_1 (31) 98%
7/2+	—	1180	404 ↓ + Q_1 (20) 100%
3/2-	—	1270	411 ↓ + Q_1 (32) 100%
5/2-	—	1280	532 ↑ 3%, 411 ↓ + Q_1 (32) 92%, 404 ↓ + Q_1 (31) 4%
5/2-	—	1290	404 ↓ + Q_1 (31) 95%, 411 ↓ + Q_1 (32) 4%
5/2+	—	1330	642 ↑ 2%, 411 ↓ + Q_1 (22) 97%
3/2+	—	1330	411 ↓ + Q_1 (22) 100%
7/2+	—	1390	514 ↑ + Q_1 (31) 100%
3/2-	—	1395	532 ↓ 5%, 404 ↓ + Q_1 (32) 95%
11/2+	—	1400	404 ↓ + Q_1 (32) 100%
3/2+	—	1450	404 ↓ + Q_1 (22) 100%
11/2+	—	1460	404 ↓ + Q_2 (22) 100%
9/2+	—	1500	404 ↑ 1%, 523 ↑ + Q_1 (31) 99%
1/2-	—	1620	401 ↓ + Q_1 (30) 100%

Т а б л и ц а 6.50

Ядро ^{175}Lu

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	404 ↓ 99%
9/2-	396	100	514 ↑ 99%
1/2+	—	310	411 ↓ 97%
5/2+	343	700	402 ↑ 96%, 660 ↑ + Q_1 (22) 2%
7/2-	—	850	523 ↑ 99%
1/2-	358	640	541 ↓ 98%
3/2+	—	1180	411 ↑ 69%, 411 ↓ + Q_1 (22) 29%
3/2-	—	1280	411 ↓ + Q_1 (32) 100%
5/2-	—	1280	411 ↓ + Q_1 (32) 100%
19/2+	1401	1300	$p404$ ↓ $n512$ ↑ $n514$ ↓
1/2+	—	1340	411 ↓ + Q_1 (20) 100%
21/2-	—	1360	$p514$ ↑ $n512$ ↑ $n514$ ↓
7/2+	—	1380	404 ↓ + Q_1 (20) 100%
11/2-	—	1390	404 ↓ + Q_1 (32) 100%
3/2-	—	1400	404 ↓ + Q_1 (32) 100%
9/2-	—	1470	514 ↑ + Q_1 (20) 100%
5/2+	—	1490	514 ↑ + Q_1 (32) 100%
13/2+	—	1490	514 ↑ + Q_1 (32) 100%
1/2-	—	1520	411 ↓ + Q_1 (30) 100%
3/2-	—	1600	532 ↓ 9%, 411 ↓ + Q_1 (31) 90%
3/2-	—	1680	532 ↓ 82%, 411 ↓ + Q_1 (31) 10%

Т а б л и ц а 6.51

Ядро ^{177}Lu

К π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	404 ↓ 97%, 404 ↓ + Q_1 (20) 2,5%
9/2-	150	20	514 ↑ 98%
1/2+	570	150	411 ↓ 96%, 411 ↑ + Q_1 (22) 2%
1/2-	—	480	541 ↓ 86%, 541 ↓ + Q_1 (20) 10%
5/2+	458	670	402 ↑ 87%, 514 ↑ + Q_1 (32) 5%, 402 ↑ + Q_1 (20) 3%
7/2-	—	870	523 ↑ 93%, 411 ↑ + Q_1 (32) 4%, 523 ↑ + Q_1 (20) 1%
3/2+	—	900	411 ↑ 69%, 411 ↓ + Q_1 (22) 22%, 523 ↑ + Q_1 (32) 6%
7/2+	1148	1100	404 ↓ + Q_1 (20) 100%
1/2+	—	1300	411 ↓ + Q_1 (20) 100%
5/2+	—	1280	413 ↓ 7%, 411 ↓ + Q_1 (22) 90%
23/2-	970	1350	$p404$ ↓ $n514$ ↓ $n624$ ↑ 100%
3/2+	—	1370	402 ↓ 6%, 404 ↓ + Q_1 (22) 84%
11/2+	1307	1380	404 ↓ + Q_1 (22) 100%
3/2+	—	1380	411 ↑ 16%, 411 ↓ + Q_1 (22) 77%, 523 ↑ + Q_1 (32) 5%
1/2-	—	1400	411 ↓ + Q_1 (31) 100%

Продолжение табл. 6.51

Кл	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
3/2-	—	1400	411 ↓ + Q ₁ (31) 100%
9/2-	—	1410	514 ↑ 0,5%, 514 ↑ + Q ₁ (20) 80%, 402 ↑ + Q ₁ (32) 19%
5/2-	—	1490	523 ↓ 0,4%, 411 ↓ + Q ₁ (32) 99%
3/2-	—	1500	411 ↓ + Q ₁ (32) 100%
11/2+	1230	1510	514 ↑ + Q ₁ (31) 100%
7/2+	1240	1510	514 ↑ + Q ₁ (31) 100%
25/2+	—	1510	p514 ↑ n514 ↓ n624 ↑ 100%
15/2+	1357	2000	p404 ↓ n514 ↓ n510 ↑ 100%
13/2+	1503	2000	p404 ↓ n514 ↓ n510 ↑ 100%

Таблица 6.52

Ядро ¹⁷⁷Ta

Кл	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
7/2+	0	0	404 ↓ 99%
9/2-	74	—60	514 ↑ 99%
5/2+	71	180	402 ↑ 95%
1/2-	217	300	541 ↓ 99%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 1%
1/2+	—	610	411 ↓ 92%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 6%
3/2-	—	1020	532 ↓ 91%, 541 ↓ + Q ₁ (22) 6%, 530 ↑ + Q ₁ (22) 3%
3/2+	—	1130	402 ↓ 15%, 404 ↓ + Q ₁ (22) 83%
11/2-	—	1200	404 ↓ + Q ₁ (32) 100%
3/2-	—	1200	404 ↓ + Q ₁ (32) 100%
7/2+	—	1210	404 ↓ + Q ₁ (20) 100%
5/2+	—	1220	514 ↑ + Q ₁ (32) 100%
13/2+	—	1220	514 ↑ + Q ₁ (32) 100%
1/2+	—	1230	660 ↑ 36%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 58%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 3%
3/2+	—	1250	411 ↑ 43%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 56%
9/2-	—	1260	514 ↑ + Q ₁ (20) 100%
7/2-	—	1270	523 ↑ 98%
5/2-	—	1300	532 ↑ 1%, 514 ↑ + Q ₁ (22) 99%
1/2-	—	1390	530 ↑ 90%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 7%
23/2+	—	1460	p514 ↑ n512 ↑ n624 ↑ 100%
21/2-	—	1470	p514 ↑ n512 ↑ n514 ↓ 100%
1/2+	—	1490	400 ↑ 37%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 58%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 2%
21/2-	—	1510	p404 ↓ n512 ↑ n624 ↑ 100%

Т а б л и ц а 6.53
Ядро ^{179}Ta

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	404 ↓ 100%
9/2-	31	20	514 ↑ 100%
5/2+	238	530	402 ↑ 96%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 1%
1/2+	520	740	411 ↓ 96%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 3%
1/2-	750	750	541 ↓ 98%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 1%
3/2+		1110	651 ↑ 1%, 404 ↓ + Q ₁ (22) 99%
11/2+		1120	404 ↓ + Q ₁ (22) 100%
5/2-		1120	514 ↑ + Q ₁ (22) 99%
13/2-		1130	514 ↑ + Q ₁ (22) 100%
7/2+		1130	514 ↑ + Q ₁ (31) 100%
5/2-		1130	404 ↓ + Q ₁ (31) 100%
3/2-		1180	532 ↓ 88%, 404 ↓ + Q ₁ (32) 9%, 541 ↓ + Q ₁ (22) 2%
7/2+		1180	404 ↓ + Q ₁ (20) 100%
7/2+		1220	514 ↑ + Q ₁ (31) 100%
9/2-		1220	514 ↑ + Q ₁ (20) 100%
11/2-		1230	404 ↓ + Q ₁ (32) 100%
3/2-		1230	532 ↓ 8%, 404 ↓ + Q ₁ (32) 91%
5/2+		1230	402 ↑ 1%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 99%
13/2+		1240	514 ↑ + Q ₁ (32) 100%
23/2-		1300	p404 ↓ n514 ↓ n624 ↑ 100%
25/2+		1300	p514 ↑ n514 ↓ n624 ↑ 100%
3/2+		1470	411 ↑ 16%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 84%
5/2+		1550	413 ↓ 1%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 99%
1/2-		1590	411 ↓ + Q ₁ (31) 100%
3/2-		1590	411 ↓ + Q ₁ (31) 100%
21/2-		1600	p404 ↓ n512 ↑ n624 ↑ 100%

Т а б л и ц а 6.54
Ядро ^{181}Ta

К ^π	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
7/2+	0	0	404 ↓ 100%
9/2-	6	10	514 ↑ 100%
5/2+	482	560	402 ↑ 98%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 1%
1/2-		750	541 ↓ 99%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 1%
1/2+	615	810	411 ↓ 97%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 2%
3/2+		1120	404 ↓ + Q ₁ (22) 100%
11/2+		1130	404 ↓ + Q ₁ (22) 100%
7/2+		1130	514 ↑ + Q ₁ (31) 100%
5/2-		1130	404 ↓ + Q ₁ (31) 100%

Продолжение табл. 6.54

Кπ	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
9/2-		1130	404 ↓ + Q ₁ (31) 100%
5/2-		1140	514 ↑ + Q ₁ (22) 100%
13/2-		1140	514 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2-		1200	532 ↓ 98%, 541 ↓ + Q ₁ (22) 1%
17/2-		1300	p404 ↓ n624 ↑ n510 ↑ 100%
19/2+		1300	p514 ↑ n624 ↑ n510 ↑ 100%
7/2+		1400	404 ↓ + Q ₁ (20) 100%
9/2-		1400	514 ↑ + Q ₁ (20) 100%
3/2+		1520	411 ↑ 12%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 88%
5/2+		1580	413 ↓ 1%, 411 ↓ + Q ₁ (22) 99%
1/2-		1580	411 ↓ + Q ₁ (31) 100%
3/2-		1580	411 ↓ + Q ₁ (31) 100%
19/2-		1600	p404 ↓ n624 ↑ n512 ↓ 100%
7/2-		1690	523 ↑ 98%, 411 ↑ + Q ₁ (32) 1%
1/2-		1740	530 ↑ 96%, 532 ↓ + Q ₁ (22) 2%

Таблица 6.55

Ядро ¹⁸¹Re

Кπ	Энергия, кэв		Структура
	экспе- римент	тео- рия	
5/2+	0	0	402 ↑ 97%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 1,6%
1/2-	432	150	541 ↓ 92%, 541 ↓ + Q ₁ (20) 6,7%
9/2-	262	360	514 ↑ 99%
7/2+	820	630	404 ↓ 95%, 404 ↓ + Q ₁ (20) 4%
1/2+	932	930	400 ↑ 38%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 58%, 402 ↓ + Q ₁ (22) 3%
9/2+	—	1020	404 ↑ 2%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 98%
1/2+	826	930	411 ↓ 95%, 411 ↑ + Q ₁ (22) 2%, 530 ↑ + Q ₁ (20) 5%
1/2-	1108	1040	530 ↓ 73%, 402 ↑ + Q ₁ (32) 17%
11/2-	—	1130	505 ↑ 9%, 505 ↑ + Q ₁ (20) 8%
3/2+	1060	1140	402 ↑ 57%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 39%, 402 ↓ + Q ₁ (20) 3%
5/2+	—	1170	642 ↑ 0,2%, 514 ↑ + Q ₁ (32) 99%
13/2+	—	1180	514 ↑ + Q ₁ (32) 100%
9/2-	—	1190	402 ↑ + Q ₁ (32) 100%
1/2-	—	1210	530 ↑ 15%, 402 ↑ + Q ₁ (32) 82%
3/2-	867	1030	532 ↓ 44%, 532 ↓ + Q ₁ (20) 6%, 541 ↓ + Q ₁ (22) 45%
11/2-	—	1330	404 ↓ + Q ₁ (32) 100%
3/2-	—	1340	532 ↓ 3%, 404 ↓ + Q ₁ (32) 93%
3/2+	1060	1360	651 ↑ 7%, 541 ↓ + Q ₁ (32) 92%
5/2+	—	1390	541 ↓ + Q ₁ (32) 100%
1/2+	—	1420	660 ↑ 80%, 660 ↑ + Q ₁ (20) 11%
3/2-	—	1490	402 ↑ + Q ₁ (31) 100%
21/2-	—	1490	p402 ↑ n624 ↑ n514 ↓ 100%
7/2-	—	1500	402 ↑ + Q ₁ (31) 100%
25/2+	—	1800	p514 ↑ n624 ↑ n514 ↓ 100%
25/2+	—	2700	p402 ↑ n624 ↑ n615 ↑ 100%

Таблица 6.56
 Ядро ^{183}Re

Кл	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
5/2+	0	0	402 ↑ 98%, 400 ↑ + Q_1 (22) 2%
9/2-	496	430	514 ↑ 99%
1/2-	702	600	541 ↓ 89%, 541 ↓ + Q_1 (20) 9%
7/2+	851	900	404 ↓ 93%, 404 ↓ + Q_1 (20) 6%
1/2+	1102	970	411 ↓ 93%, 411 ↑ + Q_1 (22) 4%
11/2-	1301	1000	505 ↑ 92%, 505 ↑ + Q_1 (20) 7%
1/2+	889	1060	400 ↑ 28%, 402 ↑ + Q_1 (22) 70%
9/2+		1310	404 ↑ 0,7%, 402 ↑ + Q_1 (22) 99%
1/2-		1370	530 ↑ 0,4%, 402 ↑ + Q_1 (32) 99%
9/2-		1370	402 ↑ + Q_1 (32) 100%
5/2-		1390	532 ↑ 1,3%, 514 ↑ + Q_1 (22) 98%
13/2-		1400	514 ↑ + Q_1 (22) 100%
5/2+		1430	413 ↓ 0,2%, 514 ↑ + Q_1 (32) 99%
3/2+	1035	1500	402 ↓ 71%, 404 ↓ + Q_1 (22) 15%, 400 ↑ + Q_1 (22) 10%
3/2+	1354	1590	411 ↑ 29%, 411 ↓ + Q_1 (22) 68%
3/2-		1670	532 ↓ 69%, 541 ↓ + Q_1 (22) 19%, 532 ↓ + Q_1 (20) 5%
21/2-		2000	$p402 \uparrow n624 \uparrow n514 \downarrow 100\%$
25/2+	1907	2200	$p402 \uparrow n624 \uparrow n615 \uparrow 100\%$
25/2+		2300	$p514 \uparrow n624 \uparrow n514 \uparrow 100\%$

 Таблица 6.57
 Ядро ^{185}Re

Кл	Энергия, кэв		Структура
	эксперимент	теория	
5/2+	0	0	402 ↑ 96%, 400 ↑ + Q_1 (22) 3%
9/2-	387	460	514 ↑ 99%
1/2-	1045	620	541 ↓ 88%, 541 ↓ + Q_1 (20) 9,6%
1/2+	645	660	400 ↑ 18%, 402 ↑ + Q_1 (22) 80%, 402 ↓ + Q_1 (22) 2%
9/2+	966	860	404 ↑ 0,7%, 402 ↑ + Q_1 (22) 99%
7/2+	—	930	404 ↓ 92%, 404 ↓ + Q_1 (20) 6,7%
5/2-	—	940	532 ↑ 1%, 514 ↑ + Q_1 (22) 99%
1/2+	879	950	411 ↓ 89%, 402 ↑ + Q_1 (22) 5,8%, 411 ↑ + Q_1 (22) 4%
13/2-	—	960	514 ↑ + Q_1 (22) 100%
11/2-	1303	1030	505 ↑ 91%, 505 ↑ + Q_1 (20) 8%
3/2+	931	1210	402 ↓ 15%, 404 ↓ + Q_1 (22) 78%, 400 ↑ + Q_1 (22) 3%
3/2+	—	1210	411 ↑ 16%, 411 ↓ + Q_1 (22) 84%
11/2+	—	1260	404 ↓ + Q_1 (22) 100%
5/2+	—	1340	413 ↓ 3%, 411 ↓ + Q_1 (22) 97%
9/2-	—	1410	402 ↑ + Q_1 (32) 100%
5/2+	—	1410	402 ↑ 0,1%, 402 ↑ + Q_1 (20) 99%
1/2-	—	1410	402 ↑ + Q_1 (32) 100%
3/2-	—	1440	532 ↓ 24%, 541 ↓ + Q_1 (22) 68%
3/2+	—	1480	402 ↓ 61%, 404 ↓ + Q_1 (22) 19%, 400 ↑ + Q_1 (22) 19%
5/2-	—	1540	523 ↓ 3%, 541 ↓ + Q_1 (22) 97%

Ядра, расположенные на стыках двух зон, такие, как ^{161}Dy , ^{161}Ho , ^{169}Lu и другие, были рассчитаны по двум схемам уровней. Сравнение полученных результатов показало, что имеются некоторые различия в энергиях и структуре неротационных состояний. Для более точного описания ядерных уровней следует ввести дополнительные зоны. В таблицах результаты для этих ядер получены с теми схемами, с которыми рассчитано большинство изотопов.

Энергия и структура состояний $400\uparrow$, $600\uparrow$ и $651\uparrow$, $402\downarrow$ рассчитаны с учетом эффекта $\Delta N = \pm 2$ -смешивания для ядер зоны $A = 155$ при $\beta_{20}^0 = 0,29 - 0,30$ и $\beta_{40}^0 = 0,04 - 0,06$. Как видно из табл. 5.4, в большинстве ядер сильное смешивание этих состояний имеет место при нескольких больших величинах β_{20} .

Как уже отмечалось в разд. 4, в расчетах не учитывалось кориолисово взаимодействие, так как оно, как правило, оказывает слабое влияние на энергию и структуру оснований ротационных полос. Используя полученные волновые функции, можно учесть кориолисово взаимодействие, которое наиболее сильное влияние оказывает на состояния, выходящие из нейтронной подболочки $i_{13/2}$ и из протонной подболочки $h_{11/2}$.

В ряде случаев желательнее улучшить описание энергий неротационных состояний. Однако небольшие изменения параметров потенциала Саксона — Вудса не дают такого улучшения. Поэтому представляют интерес работы по модификации потенциала среднего поля.

Ряд возбужденных состояний имеет значительную примесь компоненты квазичастица плюс γ -вибрационный фонон. Такие состояния характеризуются большой величиной значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов. В работах [22, 23] были рассчитаны $B(E2)$ по формуле, приведенной в работе [1] со значением эффективного заряда $e_{\text{эфф}} = 0,2$. Экспериментальные данные по $B(E2)$ -величинам в нечетных ядрах мало. В отдельных случаях, когда есть экспериментальные значения $B(E2)$ -величин, имеет место достаточно хорошее согласие этих величин с расчетными. Например, в ^{187}Re экспериментальное значение $B(E2)_{s.p.u.}$ для состояния $9/2^+$ с энергией 840 кэв равно $2,5$, а для состояния $1/2^+$ с энергией 511 кэв равно $3,8$; в ^{185}Re для состояния $9/2^+$ с энергией 966 кэв равно $2,6$, а для состояния $1/2^+$ с энергией 645 кэв равно $3,6$. Во всех четырех случаях теория дает близкие к эксперименту значения $B(E2)$ -величины.

В заключение сделаем общий вывод о том, насколько хорошим является согласие результатов расчетов с экспериментальными данными по низколежащим неротационным состояниям нечетных деформированных ядер. Рассчитанные значения энергии достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, хотя имеются случаи, когда они отличаются от экспериментальных

значений на 300 кэв и более. Поэтому с точки зрения предсказания положения возбужденных состояний теория не является вполне удовлетворительной.

Если учесть сложность решения ядерной задачи многих тел, когда используется небольшое число параметров, фиксированных на основе большой совокупности экспериментальных данных, то следует признать, что сделан фундаментальный прогресс в описании структуры низколежащих состояний.

Следует отметить, что в каждом отдельном ядре можно получить более точные предсказания относительно поведения низколежащих состояний уточнением параметров потенциала Саксона — Вудса, параметров $\kappa^{(k)}$ и пр. Однако эти результаты не будут носить столь фундаментальный характер.

В заключение выражаем благодарность А. А. Корнейчуку, Л. А. Малову, У. М. Файнеру и Н. Ю. Шириковой за помощь в создании программ и полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приложения начинаются с таблиц базисных нейтронных волновых функций φ_{nlj}^{Ω} , удовлетворяющих уравнению (2.20). В выражение для φ_{nlj}^{Ω} входит шаровой спинор

$$Y_{lj}^{\Omega} = \sum_{\mu} (l1/2\Omega - \mu\mu | j\Omega) Y_{l\Omega - \mu} \chi_{1/2\mu}. \quad (\text{П.1})$$

В соотношении (П.1) использовано определение коэффициентов Клебша — Гордона, принятое в [39]. Радиальная часть φ_{nlj}^{Ω} с высокой точностью аппроксимируется выражением:

$$R_{nlj}(r) = (N_n/r) (A/C)^{1/2} H_n[S(r)] \exp[-S^2(r)/2], \quad (\text{П.2})$$

где n определяет число узлов $R_{nlj}(r)$. Например, $n=0$ для состояний $1s$, $1p$, $1d$, $1f$, $1g$, ...

Квантовое число l — собственное значение оператора углового момента, $j = l \pm 1/2$, а N_n — константа нормировки. Фаза $R_{nlj}(r)$ выбрана таким образом, что при $r \rightarrow 0$ $R_{nlj}(r) \rightarrow (-1)^n r^l$. Зависимость корректирующей функции $S(r)$ от r , удовлетворяющей уравнению

$$\int_{-\sqrt{E}}^S (E - \sigma^2)^{1/2} d\sigma = \int_{r_1}^r p(\xi) d\xi, \quad (\text{П.3})$$

дается приближенной формулой

$$S(r) = \begin{cases} B \ln(r/A) & r \geq A; \\ B_1 \ln(r/A) & r \leq A. \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

Параметры B , B_1 , A вычисляются из требования равенства точных и приближенных функций $S(r)$, определяемых соотношениями (П.3) и (П.4), соответственно.

Параметры B , B_1 , C , A (*ферми*), норма N_n приведены в табл. П.1, П.2, П.9, П.10, П.17, П.18, П.25, П.26 (нейтронная схема) и П.5, П.6, П.13,

Продолжение табл. П.4

Омега = 1/2				Омега = 3/2		
Энергия	-10.820	-9.074	-5.230	-2.446	-8.830	-6.837
$Nn_z\Lambda$	541	530	521	510	532	521
a	1.307	-.178	.272	-.315	0	0
1 9 19/2	.017	-.021	.016	.010	.016	-.019
1 7 13/2	.119	.136	.104	-.078	.152	.115
1 7 15/2	.076	-.086	.060	.034	.068	-.077
3 1 1/2	.309	-.091	-.548	.081	0	0
2 3 5/2	.499	.223	-.370	.521	.447	.007
3 1 3/2	-.381	.473	.213	.668	-.199	.337
1 5 9/2	.533	.568	.430	-.298	.734	.480
2 3 7/2	-.260	.509	-.526	-.407	-.309	.749
1 5 11/2	.292	-.302	.189	.088	.278	-.266
2 1 1/2	-.116	.008	.060	-.027	0	0
2 1 3/2	.108	-.090	-.005	.048	.049	-.041
1 3 5/2	-.164	-.104	-.030	.030	-.133	-.050
1 3 7/2	.021	-.012	-.027	-.045	.023	.021
1 1 1/2	-.013	.001	.014	-.009	0	0
1 1 3/2	.016	-.016	-.000	.011	.009	-.010
Омега = 3/2			Омега = 5/2		Омега = 7/2	
Энергия	-2.060	-.476	-6.474	-4.589	-3.869	-2.639
$Nn_z\Lambda$	512	501	523	512	514	503
1 9 19/2	-.009	.001	.012	-.012	.007	-.004
1 7 13/2	-.066	-.062	.149	.093	.118	.077
1 7 15/2	-.030	.002	.051	-.047	.029	-.014
2 3 5/2	.604	.651	.290	-.053	0	0
3 1 3/2	-.596	.691	0	0	0	0
1 5 9/2	-.290	-.252	.835	.429	.850	.484
2 3 7/2	.417	-.133	-.358	.875	-.471	.862
1 5 11/2	-.107	.008	.249	-.179	.202	-.063
2 1 3/2	-.030	.099	0	0	0	0
1 3 5/2	.041	.052	-.070	-.027	0	0
1 3 7/2	.053	-.020	.012	.069	-.022	.113
1 1 3/2	-.004	.024	0	0	0	0
Омега = 9/2			Омега = 11/2			
Энергия	-10.695	-.859	-9.008			
$Nn_z\Lambda$	514	505	505			
1 9 19/2	.018	.001	.009			
1 7 13/2	-.057	.089	-.040			
1 7 15/2	.117	.006	.068			
1 5 9/2	-.105	.990	0			
1 5 11/2	.986	.110	.997			

Продолжение табл. П.7

Омега = 1/2						Омега = 3/2
Энергия	-11.420	-8.799	-4.642	-2.065	-1.049	-9.464
$Nn_z\Lambda$	431	420	411	400	660	422
a	-2.688	1.627	-.519	6.518	.265	0
1 10 21/2	.002	-.003	.002	.058	.007	.002
1 8 17/2	.011	-.014	.008	.246	.031	.011
1 6 11/2	.165	.099	-.099	-.003	-.060	.170
2 4 9/2	-.013	.102	.109	.392	-.002	-.031
1 6 13/2	.049	-.063	.025	.834	.103	.049
3 0 1/2	-.199	.434	-.371	-.068	.780	0
2 2 3/2	.488	-.103	.681	-.104	.510	.306
2 2 5/2	-.156	.689	.458	-.104	-.271	-.199
1 4 7/2	.768	.406	-.363	.044	-.173	.871
1 4 9/2	.214	-.365	-.178	-.243	.029	.258
2 0 1/2	.057	-.063	.009	-.007	.082	0
1 2 3/2	-.169	-.018	.021	-.008	.050	-.089
1 2 5/2	.027	-.022	.043	.001	-.048	.028
1 0 1/2	.010	-.014	.003	-.002	.022	0
Омега = 3/2				Омега = 5/2		
Энергия	-6.275	-1.453	-.755	-6.835	-3.661	-.221
$Nn_z\Lambda$	411	402	651	413	402	642
1 10 21/2	-.001	.055	-.011	.001	.001	.051
1 8 17/2	-.003	.238	-.045	.005	.004	.229
1 6 11/2	.080	-.056	-.058	.151	.050	-.072
2 4 9/2	.134	.375	-.023	-.044	.098	.328
1 6 13/2	-.017	.845	-.157	.026	.014	.893
2 2 3/2	-.153	.165	.918	0	0	0
2 2 5/2	.877	-.066	.244	-.215	.946	-.076
1 4 7/2	.323	-.031	-.232	.937	.245	.025
1 4 9/2	-.277	-.224	-.023	.224	-.143	-.170
1 2 3/2	-.013	.016	.101	0	0	0
1 2 5/2	.040	.004	.046	.016	.108	-.006
Омега = 7/2			Омега = 9/2			
Энергия	-11.931	-3.768	-10.233			
$Nn_z\Lambda$	413	404	404			
1 10 21/2	.003	.000	.001			
1 8 17/2	.020	.001	.009			
1 6 11/2	-.064	.107	-.045			
2 4 9/2	-.052	-.033	-.113			
1 6 13/2	.129	.004	.074			
1 4 7/2	-.133	.984	0			
1 4 9/2	.979	.139	.990			

Таблица П.8
A = 155P

β_{20}	.280	.280	.280	.280	.280	.280
β_{40}	.060	.060	.060	.060	.060	.060
Омега = 1/2					Омега = 3/2	
Энергия	-11.698	-9.393	-3.568	-1.751	-8.614	-1.508
$Nn_z\Lambda$	301	550	541	530	541	532
a	.635	-5.462	1.552	-.401	0	0
1 9 19/2	.000	.046	.020	-.026	.045	.019
1 7 13/2	-.008	-.017	.134	.143	-.045	.167
1 7 15/2	.001	.213	.081	-.102	.214	.076
3 1 1/2	-.056	-.032	.295	-.098	0	0
2 3 5/2	.102	-.038	.496	.199	-.058	.441
3 1 3/2	-.052	.139	-.363	.477	.075	-.189
1 5 9/2	-.051	-.042	.553	.548	-.101	.743
2 3 7/2	-.052	.417	-.259	.527	.368	-.297
1 5 11/2	-.001	.830	.267	-.298	.869	.264
2 1 1/2	.849	.024	-.128	.013	0	0
2 1 3/2	.401	-.121	.120	-.108	-.061	.054
1 3 5/2	-.286	.025	-.185	-.112	.041	-.150
1 3 7/2	-.098	-.224	.023	-.014	-.187	.025
1 1 1/2	.063	.000	-.015	.002	0	0
1 1 3/2	.048	-.008	.018	-.021	-.005	.011
Омега = 5/2		Омега = 7/2	Омега = 9/2	Омега = 11/2		
Энергия	-7.244	-5.507	-3.619	-1.737		
$Nn_z\Lambda$	532	523	514	505		
1 9 19/2	.041	.032	.021	.010		
1 7 13/2	-.063	-.068	-.061	-.044		
1 7 15/2	.203	.175	.131	.076		
2 3 5/2	-.042	0	0	0		
1 5 9/2	-.134	-.137	-.106	0		
2 3 7/2	.278	.163	0	0		
1 5 11/2	.916	.956	.984	.996		
1 3 5/2	.030	0	0	0		
1 3 7/2	-.128	-.067	0	0		

Продолжение табл. П.11

Омега = 1/2				Омега = 3/2		Омега = 5/2
Энергия	-11.776	-8.384	-7.575	-8.041	-7.170	-10.545
$Nn_z\Lambda$	411	400	660	402	651	402
a	-.542	.160	6.628	0	0	0
1 8 17/2	-.005	0	.201	.002	.199	-.005
1 6 11/2	-.104	-.077	-.015	-.088	-.039	.067
2 4 9/2	.076	-.069	.417	.066	.395	.093
1 6 13/2	-.044	.009	.860	.002	.874	-.042
2 2 3/2	.673	.519	.007	.921	-.034	-.0
3 -0 1/2	-.365	.766	.020	0	0	0
2 2 5/2	.470	-.280	-.059	.240	-.048	.939
1 4 7/2	-.377	-.194	.001	-.252	.017	.260
1 4 9/2	-.175	.078	-.206	-.082	-.190	-.159
2 -0 1/2	.011	-.076	.001	0	0	0
1 2 3/2	.014	.047	.001	.096	-.004	0
1 2 5/2	.035	-.047	.005	.045	.005	.102
1 -0 1/2	.003	.017	-.000	0	0	0
Омега = 5/2		Омега = 7/2		Омега 9/2	Омега = 11/2	
Энергия	-6.381	-10.403	-5.250	-3.825	-2.100	
$Nn_z\Lambda$	642	404	633	624	615	
1 8 17/2	.193	.003	.183	.164	.135	
1 6 11/2	-.068	.120	-.089	-.100	-.090	
2 4 9/2	.351	-.031	.277	.178	0	
1 6 13/2	.899	.026	.930	.961	.987	
2 2 5/2	-.020	0	0	0	0	
1 4 7/2	.013	.981	.014	0	0	
1 4 9/2	-.164	.150	-.127	-.083	0	
1 2 5/2	.005	0	0	0	0	

Таблица П.12
 $A = 165N$

β_{20}	.280	.280	.280	.280	.280	.280
β_{40}	.020	.020	.020	.020	.020	.020
Омега = 1/2				Омега = 3/2		
Энергия	-9.634	-8.405	-5.193	-2.634	-8.158	-6.698
$Nn_z\Lambda$	541	530	521	510	532	521

Продолжение табл. П.12

a	.518	.549	.369	-.218	0	0
1 9 19/2	.012	-.013	.016	.018	.013	-.016
1 7 13/2	.095	.137	.108	-.096	.132	.128
1 7 15/2	.083	-.085	.087	.087	.082	-.095
3 1 1/2	.310	-.030	-.582	.068	0	0
2 3 5/2	.467	.306	-.341	.531	.462	.069
3 1 3/2	-.451	.434	.220	.643	-.249	.346
1 5 9/2	.469	.610	.434	-.314	.680	.539
2 3 7/2	-.339	.479	-.499	-.411	-.374	.701
1 5 11/2	.293	-.258	.180	.093	.276	-.243
2 1 1/2	-.095	-.004	.078	-.034	0	0
2 1 3/2	.119	-.087	-.006	.041	.058	-.054
1 3 5/2	-.144	-.124	-.034	.029	-.137	-.069
1 3 7/2	.026	-.013	-.022	-.042	.023	.015
1 1 1/2	-.009	.001	.017	-.011	0	0
1 1 3/2	.018	-.016	.000	.009	.010	-.013
Омега = 3/2		Омега = 5/2		Омега = 7/2		
Энергия	-2.213	-.398	-6.218	-4.616	-11.855	-3.687
$Nn_z\Lambda$	512	501	523	512	523	514
1 9 19/2	-.019	.015	.012	-.015	.018	.010
1 7 13/2	-.086	-.080	.143	.112	-.064	.132
1 7 15/2	-.092	.066	.076	-.089	.168	.066
2 3 5/2	.653	.586	.325	-.042	0	0
3 1 3/2	-.517	.732	0	0	0	0
1 5 9/2	-.327	-.236	.802	.472	-.136	.868
2 3 7/2	.409	-.194	-.395	.847	.193	-.426
1 5 11/2	-.111	.017	.249	-.180	.951	.207
2 1 3/2	-.017	.109	0	0	0	0
1 3 5/2	.042	.046	-.085	-.036	0	0
1 3 7/2	.048	-.029	.014	.062	-.083	-.014
1 1 3/2	-.000	.026	0	0	0	0
Омега = 7/2		Омега = 9/2		Омега = 11/2		
Энергия	-2.297	-10.214	-.356	-8.034		
$Nn_z\Lambda$	503	514	505	505		
1 9 19/2	-.010	.015	.005	.009		
1 7 13/2	.091	-.063	.112	-.050		
1 7 15/2	-.061	.146	.035	.105		
1 5 9/2	.443	-.117	.986	0		
2 3 7/2	.877	0	0	0		
1 5 11/2	-.087	.980	.120	.993		
1 3 7/2	.121	0	0	0		

Таблица П.13

 $A=165 \quad Z=67 \quad RO=1,25 \quad VO=59,2 \quad \kappa=0,355 \quad \alpha=1,63$

Базисные волновые функции

$+E$	$N+1$	L	J	A	B_1	C	B	N_n
+30,94	1	8	7,5	5,8358	4,6489	4,6100	3,4589	0,5347
+16,65	1	8	8,5	6,2531	5,1019	5,2461	4,4739	0,5928
+12,25	2	4	3,5	5,1641	3,1768	3,7779	3,1606	0,3430
+9,54	1	6	5,5	5,4592	4,2177	4,3997	4,1850	0,5871
+7,27	2	4	4,5	5,3818	3,2115	3,8909	3,9110	0,3662
+0,32	1	6	6,5	5,8778	4,4106	4,7047	4,8457	0,5956
-5,59	3	0	0,5	3,6883	1,3174	2,2085	3,4124	0,1739
-5,80	2	2	1,5	4,4959	2,3490	3,0310	3,9104	0,3716
-8,22	2	2	2,5	4,6500	2,3497	3,0566	4,0650	0,3659
-9,50	1	4	3,5	5,0785	3,5100	3,8192	4,4664	0,5784
-14,23	1	4	4,5	5,4140	3,5985	3,9718	4,7963	0,5675
-22,99	2	0	0,5	3,5282	1,1999	1,8870	3,4496	0,3363
-24,90	1	2	1,5	4,5758	2,5679	2,9543	4,2481	0,5208
-26,55	1	2	2,5	4,7862	2,6069	3,0205	4,4042	0,5099
-35,73	1	0	0,5	3,6592	1,1603	1,6157	3,3996	0,3862

Таблица П.14

 $A=165 \quad Z=67 \quad RO=1,25 \quad VO=59,2 \quad \kappa=0,355 \quad \alpha=1,63$

Базисные волновые функции

$+E$	$N+1$	L	J	A	B_1	C	B	N_n
+20,09	1	7	6,5	5,6387	4,4901	4,5810	3,6006	0,5567
+14,66	2	5	5,5	5,7176	3,5782	4,2113	3,2978	0,3379
+8,29	1	7	7,5	6,0738	4,7770	5,0032	4,7323	0,5995
+4,09	3	1	0,5	4,2188	1,8650	2,7537	3,3629	0,1724
+3,31	2	3	2,5	4,8373	2,7917	3,4496	3,8033	0,3726
+2,65	3	1	1,5	4,2864	1,8619	2,7626	3,4817	0,1726
-0,37	1	5	4,5	5,2767	3,8938	4,1510	4,4031	0,5902
-0,49	2	3	3,5	5,0372	2,8029	3,5069	4,0945	0,3712
-7,20	1	5	5,5	5,6605	4,0193	4,3671	4,8624	0,5851
-14,55	2	1	0,5	4,0824	1,8351	2,5198	3,7910	0,3589
-15,76	2	1	1,5	4,1780	1,8355	2,5355	3,8648	0,3542
-17,72	1	3	2,5	4,8530	3,0729	3,4247	4,4154	0,5554
-20,71	1	3	3,5	5,1304	3,1361	3,5327	4,6499	0,5436
-30,92	1	1	0,5	4,2039	1,9652	2,3764	3,9341	0,4705
-31,61	1	1	1,5	4,3401	1,9856	2,4128	4,0260	0,4629

Таблица П.15

 $A=165P$

β_{20}	.280	.280	.280	.280	.280	.280
β_{40}	.020	.020	.020	.020	.020	.020

Продолжение табл. П.15

		Омега = 1/2		Омега = 3/2			
Энергия		-9.919	-6.223	-2.933	-2.029	-11.077	-7.654
$Nn_z\Lambda$		420	411	400	660	422	411
a		1.827	-.735	6.649	.391	0	0
1 10 21/2		-.001	-.001	.035	.003	.001	-.001
1 8 15/2		.011	-.015	-.011	-.011	.020	.013
1 8 17/2		-.012	-.008	.228	.017	.007	-.011
2 4 7/2		-.003	.084	-.013	.104	.082	-.049
1 6 11/2		.089	-.113	-.018	-.067	.184	.092
2 4 9/2		.085	.086	.401	-.072	-.023	.121
1 6 13/2		-.091	-.055	.852	.073	.060	-.082
3 0 1/2		.483	-.303	-.023	.795	0	0
2 2 3/2		-.148	.695	-.017	.448	.338	-.192
2 2 5/2		.701	.460	-.039	-.295	-.173	.864
1 4 7/2		.333	-.389	.015	-.184	.858	.322
1 4 9/2		-.332	-.174	-.240	.075	.248	-.281
2 0 1/2		-.082	.016	-.004	.086	0	0
1 2 3/2		-.005	.014	-.002	.050	-.110	-.010
1 2 5/2		-.034	.035	.011	-.056	.030	.027
1 0 1/2		-.020	.005	-.002	.025	0	0
		Омега = 3/2		Омега = 5/2			Омега = 7/2
Энергия		-2.526	-1.916	-8.524	-4.504	-1.705	-5.220
$Nn_z\Lambda$		402	651	413	402	642	404
1 10 21/2		.035	-.002	.001	-.001	.033	.000
1 8 15/2		-.032	-.011	.018	.009	-.049	.012
1 8 17/2		.226	-.011	.006	-.008	.222	.004
2 4 7/2		-.024	.123	-.003	-.076	-.031	-.101
1 6 11/2		-.061	-.080	.172	.061	-.092	.129
2 4 9/2		.381	.059	-.037	.125	.339	-.031
1 6 13/2		.864	-.050	.052	-.055	.886	.031
2 2 3/2		.018	.901	0	0	0	0
2 2 5/2		-.036	.274	-.182	.938	-.029	0
1 4 7/2		.014	-.255	.939	.218	.021	.974
1 4 9/2		-.223	-.075	.227	-.175	-.191	.148
1 2 3/2		.002	.106	0	0	0	0
1 2 5/2		.009	.054	.023	.115	.005	0
		Омега = 7/2		Омега = 9/2			
Энергия		-.470	-10.914				
$Nn_z\Lambda$		633	404				
1 10 21/2		.030	.001				
1 8 15/2		-.062	-.008				
1 8 17/2		.213	.010				
2 4 7/2		-.024	0				
1 6 11/2		-.114	-.058				
2 4 9/2		.273	-.123				
1 6 13/2		.916	.116				
1 4 7/2		.015	0				
1 4 9/2		-.151	.984				

Т а б л и ц а П.16

$A = 165P$

β_{20}	.280	.280	.280	.280	.280	.280
β_{40}	.020	.020	.020	.020	.020	.020
Омега = 1/2			Омега = 3/2			
Энергия	-10.273	-4.463	-3.111	-9.677	-3.144	-1.168
$Nn_z\Lambda$	550	541	530	541	532	521
a	-5.547	2.452	-1.259	0	0	0
1 9 19/2	.031	.010	-.017	.030	.011	-.016
1 7 13/2	-.014	.147	.120	-.039	.171	.115
2 5 11/2	.137	-.017	.062	.115	-.022	.099
1 7 15/2	.218	.064	-.105	.217	.070	-.102
3 1 1/2	-.022	.252	-.123	0	0	0
2 3 5/2	-.023	.503	.138	-.045	.442	-.032
3 1 3/2	.105	-.304	.519	.058	-.170	.370
1 5 9/2	-.034	.642	.472	-.088	.773	.407
2 3 7/2	.426	-.224	.555	.386	-.243	.750
1 5 11/2	.826	.209	-.328	.857	.229	-.303
2 1 1/2	.029	-.095	.031	0	0	0
2 1 3/2	-.052	.104	-.137	-.017	.052	-.077
1 3 5/2	.012	-.196	-.088	.028	-.167	-.046
1 3 7/2	-.227	.024	-.025	-.198	.027	.008
1 1 1/2	.003	-.009	.006	0	0	0
1 1 3/2	.002	.018	-.028	.004	.009	-.021
Омега = 5/2			Омега = 7/2	Омега = 9/2	Омега = 11/2	
Энергия	-8.604	-1.102	-7.138	-5.248	-2.770	
$Nn_z\Lambda$	532	523	523	514	505	
1 9 19/2	.027	.011	.023	.017	.010	
1 7 13/2	-.060	.176	-.070	-.069	-.054	
2 5 11/2	.073	-.030	.015	-.049	-.111	
1 7 15/2	.210	.069	.193	.163	.115	
2 3 5/2	-.035	.301	0	0	0	
1 5 9/2	-.128	.862	-.143	-.123	0	
2 3 7/2	.307	.259	.198	0	0	
1 5 11/2	.901	.226	.942	.975	.986	
1 3 5/2	.019	-.102	0	0	0	
1 3 7/2	-.152	.023	-.098	0	0	

Продолжение табл. П.19

Омега = 1/2				Омега = 3/2		
Энергия	-9.296	-7.899	-.338	-9.058	-7.680	-0.062
$Nn_z\Lambda$	400	660	651	402	651	642
a	.259	6.659	5.329	0	0	0
1 8 17/2	.011	.176	-.165	-.010	.177	-.159
1 6 11/2	-.091	-.010	-.016	-.104	-.037	-.025
2 4 9/2	-.066	.404	.898	.059	.385	.908
1 6 13/2	.073	.877	-.374	-.061	.887	-.356
2 2 3/2	.502	-.010	.002	.914	.011	-.039
3 0 1/2	.767	-.019	.050	0	0	0
2 2 5/2	-.297	.011	-.150	.251	.008	-.139
1 4 7/2	-.190	.003	.004	-.255	-.003	.018
1 4 9/2	.083	-.187	.019	-.083	-.180	.026
2 0 1/2	.074	-.005	.010	0	0	0
1 2 3/2	.045	-.001	.001	.094	.003	-.008
1 2 5/2	-.049	.016	-.030	.046	.014	-.027
1 0 1/2	.017	-.002	.002	0	0	0
Омега = 5/2			Омега = 7/2		Омега = 9/2	Омега = 11/2
Энергия	-11.409	-7.213	-11.583	-6.441	-5.253	-3.483
$Nn_z\Lambda$	402	642	404	633	624	615
1 8 17/2	-.009	.179	.005	.179	.175	.161
1 6 11/2	.076	-.059	.134	-.083	-.098	-.095
2 4 9/2	.104	.347	-.033	.286	.198	0
1 6 13/2	-.081	.903	.046	.927	.954	.982
2 2 5/2	.937	.012	0	0	0	0
1 4 7/2	.241	.002	.977	-.000	0	0
1 4 9/2	-.176	-.168	.158	-.144	-.106	0
1 2 5/2	.100	.012	0	0	0	0
Омега = 13/2						
Энергия	-.865					
$Nn_z\Lambda$	606					
1 8 17/2	.125					
1 6 13/2	.992					

Т а б л и ц а П.20
 $A = 173N$

β_{20}	.260	.260	.260	.260	.260	.260
β_{40}	-.020	-.020	-.020	-.020	-.020	-.020
Омега = 1/2						Омега = 3/2
Энергия	-9.934	-9.240	-6.397	-3.872	-.390	-9.122
$Nn_z\Lambda$	541	530	521	510	501	532
a	.557	.614	.552	-.239	.625	0
1 9 19/2	-.006	-.007	-.012	.019	.052	.007
1 7 13/2	-.088	.122	-.102	-.102	.078	.122
1 7 15/2	-.078	-.084	-.097	.119	.234	.079
3 1 1/2	-.271	-.026	.609	.025	.722	0
2 3 5/2	-.445	.306	.380	.546	-.484	.462
3 1 3/2	.457	.434	-.229	.631	.340	-.244
1 5 9/2	-.503	.618	-.409	-.304	.167	.703
2 3 7/2	.399	.489	.456	-.414	-.151	-.367
1 5 11/2	-.242	-.227	-.163	.102	.002	.231
2 1 1/2	.067	.001	-.095	-.033	.095	0
2 1 3/2	-.110	-.093	.011	.030	.054	.058
1 3 5/2	.131	-.117	.021	.022	-.043	-.139
1 3 7/2	-.030	-.020	.015	-.039	-.025	.026
1 1 1/2	.005	.003	-.021	-.011	.021	0
1 1 3/2	-.018	-.017	.001	.007	.013	.009
Омега = 3/2				Омега = 5/2		Омега = 7/2
Энергия	-7.933	-3.518	-1.162	-7.649	-5.922	-5.266
$Nn_z\Lambda$	521	512	501	523	512	514
1 9 19/2	-.011	-.019	.030	.008	-.015	.010
1 7 13/2	.117	-.102	-.087	.142	.108	.148
1 7 15/2	-.109	-.121	.147	.082	-.124	.081
2 3 5/2	.059	.718	.505	.533	-.073	0
3 1 3/2	.369	-.423	.775	0	0	0
1 5 9/2	.520	-.346	-.198	.830	.423	.920
2 3 7/2	.705	.380	-.241	-.339	.862	-.296
1 5 11/2	-.241	-.112	.025	.220	-.203	.192
2 1 3/2	-.069	-.001	.111	0	0	0
1 3 5/2	-.064	.037	.040	-.098	-.030	0
1 3 7/2	.002	.041	-.036	.021	.049	.006
1 1 3/2	-.017	.003	.027	0	0	0
Омега = 7/2		Омега = 9/2		Омега = 11/2		
Энергия	-3.184	-11.445	-1.783	-8.867		
$Nn_z\Lambda$	503	514	505	505		
1 9 19/2	-.018	.010	.009	.009		
1 7 13/2	0.85	-.065	.128	-.057		
1 7 15/2	-.120	.165	.063	.138		
1 5 9/2	.318	-.125	.982	0		
2 3 7/2	.920	0	0	0		
1 5 11/2	-.122	.976	.124	.989		
1 3 7/2	.123	0	0	0		

Таблица П.21

$A=173$ $Z=71$ $RO=1,25$ $VO=59,2$ $\kappa=0,32$ $\alpha=1,59$

Базисные волновые функции

+E	N+1	L	J	A	B1	C	B	Nn
+29,15	1	8	7,5	5,9392	4,6606	4,6455	3,3820	0,5231
+16,74	1	8	8,5	6,3181	5,0518	5,2013	4,4832	0,5835
+11,57	2	4	3,5	5,2368	3,1794	3,7913	3,3911	0,3495
+9,70	3	2	2,5	4,8620	2,3152	3,2195	3,0383	0,1566
+8,56	1	6	5,5	5,5577	4,2267	4,4195	4,2783	0,5823
+7,19	2	4	4,5	5,4384	3,2056	3,8867	3,9608	0,3639
+0,58	1	6	6,5	5,9334	4,3962	4,6816	4,8518	0,5884
-5,60	3	0	0,5	3,7406	1,3140	2,2126	3,4399	0,1722
-6,00	2	2	1,5	4,5682	2,3460	3,0328	3,9532	0,3673
-8,09	2	2	2,5	4,7060	2,3510	3,0619	4,0869	0,3626
-9,74	1	4	3,5	5,1674	3,5181	3,8295	4,5118	0,5711
-13,84	1	4	4,5	5,4674	3,5958	3,9654	4,8003	0,5616
-22,57	2	0	0,5	3,5820	1,1977	1,8934	3,4642	0,3323
-24,56	1	2	1,5	4,6524	2,5792	2,9648	4,2714	0,5144
-25,99	1	2	2,5	4,8411	2,6039	3,0191	4,4105	0,5041
-34,97	1	0	0,5	3,7247	1,1672	1,6287	3,4161	0,3818

Таблица П.22

$A=173$ $Z=71$ $RO=1,25$ $VO=59,2$ $\kappa=0,32$ $\alpha=1,59$

Базисные волновые функции

+E	N+1	L	J	A	B1	C	B	Nn
+18,70	1	7	6,5	5,7413	4,4802	4,5967	3,8083	0,5587
+14,55	2	5	5,5	5,7717	3,5721	4,2052	3,3339	0,3361
+8,48	1	7	7,5	6,1320	4,7353	4,9660	4,7381	0,5908
+3,79	3	1	0,5	4,2765	1,8627	2,7549	3,4245	0,1715
+2,82	2	3	2,5	4,9134	2,7883	3,4522	3,8752	0,3696
+2,54	3	1	1,5	4,3389	1,8603	2,7664	3,5268	0,1716
-0,47	2	3	3,5	5,0937	2,8009	3,5058	4,1251	0,3680
-0,96	1	5	4,5	5,3702	3,8921	4,1582	4,4645	0,5829
-6,88	1	5	5,5	5,7145	4,0127	4,3476	4,8692	0,5783
-14,42	2	1	0,5	4,1467	1,8348	2,5280	3,8163	0,3547
-15,48	2	1	1,5	4,2328	1,8351	2,5397	3,8813	0,3504
-17,64	1	3	2,5	4,9351	3,0772	3,4346	4,4469	0,5482
-20,24	1	3	3,5	5,1841	3,1338	3,5264	4,6549	0,5375
-30,36	1	1	0,5	4,2760	1,9693	2,3845	3,9523	0,4640
-30,96	1	1	1,5	4,4006	1,9865	2,4189	4,0384	0,4574

Таблица П.23

$A=173$ P

β_{20}	.260	.260	.260	.260	.260	.260
β_{40}	-0.20	-.020	-.020	-.020	-.020	-.020

Продолжение табл. П.23

Омега = 1/2					Омега = 3/2	
Энергия	-9.995	-6.761	-2.333	-2.110	-11.420	-8.006
$Nn_z\Lambda$	420	411	400	660	422	411
a	2.017	-.775	1.828	5.236	0	0
1 10 21/2	.001	.000	.004	.008	-.001	.001
1 8 15/2	.005	-.011	-.014	-.002	.008	.009
1 8 17/2	-.008	-.011	.098	.165	.004	-.012
2 4 7/2	-.006	.076	.094	-.056	.085	-.044
3 2 5/2	.057	.001	.062	.080	-.004	.018
1 6 11/2	.069	-.120	-.082	.020	.173	.094
2 4 9/2	.072	.072	.098	.414	-.012	.106
1 6 13/2	-.107	-.091	.451	.730	.060	-.121
3 0 1/2	.517	-.279	.701	-.367	0	0
2 2 3/2	-.191	.715	.387	-.186	.350	-.220
2 2 5/2	.710	.450	-.283	.143	-.153	.861
1 4 7/2	.253	-.377	-.162	.081	.869	.302
1 4 9/2	-.304	-.175	-.012	-.240	.206	-.285
2 0 1/2	-.094	.021	.073	-.041	0	0
1 2 3/2	.008	.003	.044	-.021	-.122	-.005
1 2 5/2	-.043	.025	-.044	.041	.029	.012
1 0 1/2	-.023	.006	.022	-.013	0	0
Омега = 3/2			Омега = 5/2			Омега = 7/2
Энергия	-2.399	-1.904	-9.201	-4.607	-1.408	-5.756
$Nn_z\Lambda$	402	651	413	402	642	404
1 10 21/2	-.002	.010	-.000	-.000	.012	.000
1 8 15/2	-.008	-.026	.011	.011	-.040	.011
1 8 17/2	-.040	.192	.006	-.019	.200	.007
2 4 7/2	.135	.000	.007	-.077	-.029	-.101
3 2 5/2	-.023	.076	.015	-.044	.042	0
1 6 11/2	-.091	-.067	.176	.075	-.082	.144
2 4 9/2	.017	.400	-.026	.122	.355	-.030
1 6 13/2	-.192	.847	.071	-.120	.883	.055
2 2 3/2	.878	.138	0	0	0	0
2 2 5/2	.284	.051	-.166	.931	.033	0
1 4 7/2	-.258	-.032	.940	.206	.011	.969
1 4 9/2	-.057	-.224	.225	-.185	-.202	.160
1 2 3/2	.102	.017	0	0	0	0
1 2 5/2	.051	.024	.027	.113	.017	0

Продолжение табл. П.23

Омега = 7/2		Омега = 9/2
Энергия	-.569	-10.594
$Nn_z\Lambda$	633	404
1 10 21/2	.014	-.000
1 8 15/2	-.055	-.008
1 8 17/2	.205	.011
2 4 7/2	-.018	0
1 6 11/2	-.110	-.065
2 4 9/2	.287	-.117
1 6 13/2	.911	.147
1 4 7/2	-.001	0
1 4 9/2	-.172	.980

Т а б л и ц а П.24
 $A = 173P$

β_{20}	.260	.260	.260	.260	.260	.260
β_{40}	-.020	-.020	-.020	-.020	-.020	-.020
Омега = 1/2			Омега = 3/2			
Энергия	-9.262	-4.157	-3.078	-9.011	-3.501	-1.645
$Nn_z\Lambda$	550	541	530	541	532	521
a	-5.631	3.708	-2.404	0	0	0
1 9 19/2	.005	-.003	-.011	.006	.006	-.014
1 7 13/2	-.010	-.155	.077	-.029	.164	.098
2 5 11/2	.117	.007	.050	.102	-.010	.078
1 7 15/2	.187	-.038	-.120	.189	.061	-.130
3 1 1/2	-.011	-.186	-.158	0	0	0
2 3 5/2	-.007	-.501	.036	-.029	.441	-.072
3 1 3/2	.063	.189	.581	.038	-.142	.407
2 3 7/2	.407	.144	.619	.380	-.193	.760
1 5 9/2	-.025	-.759	.318	-.070	.810	.344
1 5 11/2	.861	-.109	-.314	.875	.170	-.299
2 1 1/2	.019	.051	.042	0	0	0
2 1 3/2	.015	-.059	-.157	.022	.042	-.099
1 3 5/2	-.002	.193	-.045	.011	-.171	-.033
1 3 7/2	-.196	-.017	-.036	-.188	.025	-.007
1 1 1/2	.004	.001	.007	0	0	0
1 1 3/2	.011	-.010	-.033	.011	.006	-.026
Омега = 5/2		Омега = 7/2	Омега = 9/2	Омега = 11/2		
Энергия	-8.428	-2.013	-7.335	-5.483	-2.511	
$Nn_z\Lambda$	532	523	523	514	505	
1 9 19/2	.008	.008	.011	0.13	.012	
1 7 13/2	-.050	.175	-.066	-.073	-.061	
2 5 11/2	.073	-.016	.029	-.033	-.106	

Продолжение табл. П.24

1 7 15/2	.194	.075	.195	.187	.151
2 3 5/2	-.026	.309	0	0	0
2 3 7/2	.318	-.206	.222	0	0
1 5 9/2	-.118	.878	-.145	-.137	0
1 5 11/2	.901	.198	.933	.969	.981
1 3 5/2	.006	-.119	0	0	0
1 3 7/2	-.164	.026	-.123	0	0

Таблица П.25

$A=181$ $Z=0$ $RO=1,26$ $VO=43,4$ $\kappa=0,40$ $\alpha=1,67$

Базисные волновые функции

+E	N+1	L	J	A	B1	C	B	Nn
+9,77	1	8	8,5	6,5570	5,0263	5,1719	4,1390	0,5434
+2,18	1	6	5,5	5,7372	4,1666	4,3651	4,0035	0,5471
+0,08	2	4	4,5	5,6424	3,1445	3,8212	3,6800	0,3368
-5,18	1	6	6,5	6,1609	4,3211	4,6391	4,6916	0,5564
-11,98	3	0	0,5	3,8074	1,3015	2,1800	3,3059	0,1650
-12,07	2	2	1,5	4,6736	2,3031	2,9750	3,7963	0,3495
-14,02	2	2	2,5	4,8195	2,3018	2,9927	3,9401	0,3446
-15,01	1	4	3,5	5,3100	3,4355	3,7590	4,3614	0,5425
-18,71	1	4	4,5	5,6469	3,4872	3,8745	4,6745	0,5300
-27,79	2	0	0,5	3,5767	1,1823	1,8373	3,3102	0,3222
-29,15	1	2	1,5	4,7180	2,4692	2,8386	4,1089	0,4867
-30,37	1	2	2,5	4,9194	2,4684	2,8660	4,2423	0,4728
-39,52	1	0	0,5	3,4411	1,0660	1,4212	2,9992	0,3680

Таблица П.26

$A=181$ $Z=0$ $RO=1,26$ $VO=43,4$ $\kappa=0,40$ $\alpha=1,67$

Базисные волновые функции

+E	N+1	L	J	A	B1	C	B	Nn
+11,57	1	7	6,5	5,9402	4,4319	4,5233	3,2068	0,5017
+2,14	1	7	7,5	6,3765	4,6918	4,9385	4,5224	0,5572
-3,55	3	1	0,5	4,4029	1,8400	2,7183	3,2219	0,1607
-3,90	2	3	2,5	5,0613	2,7404	3,3953	3,6495	0,3468
-4,64	3	1	1,5	4,4623	1,8376	2,7250	3,3432	0,1615
-6,73	1	5	4,5	5,5327	3,8186	4,0982	4,2784	0,5523
-6,89	2	3	3,5	5,2510	2,7427	3,4388	3,9472	0,3468
-12,15	1	5	5,5	5,9208	3,9193	4,2836	4,7339	0,5468
-20,06	2	1	0,5	4,2081	1,8005	2,4673	3,6765	0,3401
-21,03	2	1	1,5	4,2965	1,7964	2,4718	3,7401	0,3354
-22,52	1	3	2,5	5,0492	2,9806	3,3381	4,3053	0,5200
-24,81	1	3	3,5	5,3230	3,0079	3,4038	4,5185	0,5056
-34,83	1	1	0,5	4,2497	1,8521	2,2245	3,7284	0,4387
-35,32	1	1	1,5	4,3698	1,8509	2,2331	3,7959	0,4292

Т а б л и ц а П.27
A = 181 N

β_{20}	.240	.240	.240	.240	.240	.240
β_{40}	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030
Омега = 1/2			Омега = 3/2		Омега = 5/2	
Энергия	-9.231	-7.138	-.203	-9.108	-6.989	-11.192
$Nn_z\Lambda$	400	660	651	402	651	402
a	.323	6.689	5.297	0	0	0
1 8 17/2	.009	.161	-.156	-.008	.164	-.008
1 6 11/2	-.086	-.010	-.020	-.100	-.035	.071
2 4 9/2	-.067	.387	.907	.059	.370	.101
1 6 13/2	.069	.891	-.358	-.059	.898	-.082
3 0 1/2	.775	-.015	.051	0	0	0
2 2 3/2	.490	-.007	.001	.915	.009	0
2 2 5/2	-.305	.023	-.141	.257	.018	.942
1 4 7/2	-.182	.001	.004	-.250	-.004	.223
1 4 9/2	.087	-.169	.014	-.085	-.166	-.180
2 0 1/2	.069	-.004	.010	0	0	0
1 2 3/2	.042	-.001	.001	.087	.002	0
1 2 5/2	-.047	.016	-.028	.043	.014	.093
1 0 1/2	.016	-.001	.002	0	0	0
Омега = 5/2		Омега = 7/2		Омега = 9/2	Омега = 11/2	Омега = 13/2
Энергия	-6.646	-11.712	-6.025	-4.989	-3.345	-.813
$Nn_z\Lambda$	642	404	633	624	615	606
1 8 17/2	.167	.004	.169	.168	.158	.125
1 6 11/2	-.056	.130	-.080	-.097	-.096	0
2 4 9/2	.337	-.031	.281	.197	0	0
1 6 13/2	.911	.045	.931	.955	.983	.992
2 2 5/2	.017	0	0	0	0	0
1 4 7/2	-.000	.977	-.001	0	0	0
1 4 9/2	-.159	.159	-.140	-.105	0	0
1 2 5/2	.012	0	0	0	0	0

Т а б л и ц а П.28

 $A = 181N$

β_{20}	.240	.240	.240	.240	.240	.240
β_{40}	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030
Омега = 1/2						Омега = 3/2
Энергия	-9.368	-8.856	-6.255	-3.924	-.562	-8.857
$Nn_z\Lambda$	541	530	521	510	501	532
a	2.020	-.761	.659	-.287	.828	0
1 9 19/2	-.003	-.005	-.008	.014	.029	.004
1 7 13/2	-.104	.094	-.093	-.096	.076	.123
1 7 15/2	-.058	-.090	-.087	.109	.153	.064
3 1 1/2	-.233	-.082	.618	-.002	.736	0
2 3 5/2	-.475	-.201	.422	.550	-.479	.454
3 1 3/2	.357	.513	-.230	.635	.361	-.206
1 5 9/2	-.642	.514	-.385	-.289	.161	.760
2 3 7/2	.327	.571	.435	-.418	-.170	-.310
1 5 11/2	-.175	-.248	-.154	.108	.025	.191
2 1 1/2	.051	.015	-.096	-.030	.090	0
2 1 3/2	-.081	-.109	.012	.024	.054	.048
1 3 5/2	.139	-.082	.011	.017	-.041	-.137
1 3 7/2	-.025	-.027	.012	-.036	-.028	.025
1 1 1/2	.003	.004	-.021	-.010	.020	0
1 1 3/2	-.013	-.020	.001	.006	.013	.007
Омега = 3/2				Омега = 5/2		
Энергия	-7.720	-3.653	-1.285	-7.661	-5.855	-.227
$Nn_z\Lambda$	521	512	501	523	512	503
1 9 19/2	-.008	-.014	.021	.006	-.012	-.028
1 7 13/2	.098	-.100	-.080	.139	.094	-.084
1 7 15/2	-.109	-.106	.124	.071	-.122	-.151
2 3 5/2	.008	.746	.476	.323	-.099	.929
3 1 3/2	.392	-.390	.797	0	0	0
1 5 9/2	.454	-.342	-.181	.859	.375	-.240
2 3 7/2	.740	.371	-.260	-.290	.882	.186
1 5 11/2	-.251	-.114	.039	.199	-.215	-.038
2 1 3/2	-.075	.003	.106	0	0	0
1 3 5/2	-.047	.031	.036	-.097	-.022	.108
1 3 7/2	-.005	.036	-.037	.023	.041	.039
1 1 3/2	-.018	.004	.026	0	0	0
Омега = 7/2			Омега = 9/2		Омега = 11/2	
Энергия	-5.545	-3.202	-11.078	-2.345	-8.614	
$Nn_z\Lambda$	514	503	514	505	505	
1 9 19/2	.007	-.015	.007	.007	.008	
1 7 13/2	.145	.075	-.062	.125	-.054	
1 7 15/2	.073	-.119	.160	.058	.136	
1 5 9/2	.937	.270	-.126	.982	0	
2 3 7/2	-.248	.936	0	0	0	
1 5 11/2	.183	-.135	.977	.126	.989	
1 3 7/2	.012	.116	0	0	0	

Таблица П.29

 $A=181$ $Z=73$ $RO=1,24$ $VO=59,8$ $\kappa=0,33$ $\alpha=1,67$

Базисные волновые функции

$+E$	$N+l$	L	J	A	B_1	C	B	Nn
+28,50	1	8	7,5	5,9136	4,7723	4,7994	3,4372	0,5393
+15,56	1	8	8,5	6,3411	5,1282	5,3220	4,6709	0,5978
+11,22	2	4	3,5	5,2348	3,1932	3,8284	3,5410	0,3582
+9,52	3	2	2,5	4,8602	2,3169	3,2303	3,1949	0,1609
+7,62	1	6	5,5	5,5726	4,2715	4,4907	4,4029	0,5920
+6,62	2	4	4,5	5,4545	3,2171	3,9221	4,0708	0,3685
-0,51	1	6	6,5	5,9737	4,4436	4,7621	4,9762	0,5952
-6,16	3	0	0,5	3,7625	1,3128	2,2153	3,4902	0,1724
-6,62	2	2	1,5	4,5951	2,3499	3,0486	4,0211	0,3684
-8,77	2	2	2,5	4,7420	2,3533	3,0759	4,1596	0,3630
-10,63	1	4	3,5	5,2064	3,5505	3,8812	4,6062	0,5751
-14,74	1	4	4,5	5,5222	3,6181	4,0136	4,9044	0,5635
-23,15	2	0	0,5	3,6300	1,1972	1,8988	3,5193	0,3302
-25,24	1	2	1,5	4,7148	2,5914	2,9971	4,3600	0,5136
-26,65	1	2	2,5	4,9123	2,6285	3,0608	4,5045	0,5039
-35,36	1	0	0,5	3,8340	1,1818	1,6638	3,5222	0,3784

Таблица П.30

 $A=181$ $Z=73$ $RO=1,24$ $VO=59,8$ $\kappa=0,33$ $\alpha=1,67$

Базисные волновые функции

$+E$	$N+l$	L	J	A	B_1	C	B	Nn
+17,83	1	7	6,5	5,7396	4,5633	4,6982	4,0062	0,5769
+14,16	2	5	5,5	5,7721	3,5894	4,2529	3,4779	0,3446
+7,32	1	7	7,5	6,1649	4,8061	5,0628	4,8849	0,6008
+3,41	3	1	0,5	4,2863	1,8629	2,7631	3,4945	0,1729
+2,27	2	3	2,5	4,9281	2,7971	3,4747	3,9579	0,3729
+2,08	3	1	1,5	4,3529	1,8611	2,7719	3,5961	0,1727
-1,13	2	3	3,5	5,1204	2,8070	3,5278	4,2103	0,3701
-1,89	1	5	4,5	5,3974	3,9303	4,2195	4,5676	0,5894
-7,87	1	5	5,5	5,7611	4,0433	4,4152	4,9770	0,5827
-15,06	2	1	0,5	4,1841	1,8363	2,5382	3,8769	0,3542
-16,13	2	1	1,5	4,2751	1,8361	2,5473	3,9444	0,3494
-18,43	1	3	2,5	4,9845	3,1059	3,4773	4,5349	0,5501
-21,03	1	3	3,5	5,2453	3,1581	3,5713	4,7514	0,5385
-30,89	1	1	0,5	4,3520	1,9840	2,4154	4,0407	0,4621
-31,49	1	1	1,5	4,4814	2,0026	2,4517	4,1292	0,4555

Таблица П.31

 $A=181$ P

β_{20}	.240	.240	.240	.240	.240	.240
β_{40}	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030
	Омега = 1/2				Омега = 3/2	
Энергия	-10.563	-7.544	-3.169	-2.754	-8.851	-3.285

Продолжение табл. П.31

$Nn_z\Lambda$	420	411	400	660	411	402
a	2.199	-.851	1.158	5.969	0	0
1 10 21/2	.002	.001	-.001	-.001	.002	0
1 8 15/2	.003	-.009	-.012	-.003	.007	-.008
1 8 17/2	-.006	-.009	.065	.163	-.011	-.036
2 4 7/2	-.009	.075	.102	-.039	-.042	.136
3 2 5/2	.061	-.003	.057	.061	.018	-.031
1 6 11/2	.053	-.113	-.081	.010	.087	-.090
2 4 9/2	.071	.067	.030	.399	.102	.022
1 6 13/2	-.109	-.090	.341	.812	-.124	-.189
3 0 1/2	.507	-.299	.751	-.256	0	0
2 2 3/2	-.201	.736	.412	-.126	-.222	.882
2 2 5/2	.747	.428	-.291	.121	.871	.277
1 4 7/2	.187	-.359	-.171	.052	.287	-.255
1 4 9/2	-.273	-.160	.027	-.219	-.271	-.057
2 0 1/2	-.091	.023	.073	-.029	0	0
1 2 3/2	.015	-.005	.044	-.014	-.000	.096
1 2 5/2	-.046	.022	-.047	.035	.005	.049
1 0 1/2	-.023	.007	.023	-.010	0	0
Омега = 3/2		Омега = 5/2			Омега = 7/2	
Энергия	-2.641	-10.221	-5.555	-2.315	-6.954	-1.671
$Nn_z\Lambda$	651	413	402	642	404	633
1 10 21/2	.001	-.001	.001	.003	.000	.007
1 8 15/2	-.022	.007	.010	-.035	.009	-.050
1 8 17/2	.176	.005	-.018	.186	.006	.195
2 4 7/2	.007	.008	-.076	-.023	-.103	-.013
3 2 5/2	.057	.013	-.059	.031	0	0
1 6 11/2	-.058	.169	.072	-.072	.139	-.101
2 4 9/2	.378	-.026	.117	.339	-.030	.277
1 6 13/2	.867	.069	-.128	.896	.055	.919
2 2 3/2	.131	0	0	0	0	0
2 2 5/2	.067	-.168	.933	.049	0	0
1 4 7/2	-.035	.945	.204	.007	.971	-.004
1 4 9/2	-.207	.211	-.180	-.193	.153	-.168
1 2 3/2	.017	0	0	0	0	0
1 2 5/2	.025	.028	.106	.018	0	0
Омега = 9/2						
Энергия	-11.750	-.496				
$Nn_z\Lambda$	404	624				
1 10 21/2	-.001	.010				
1 8 15/2	-.007	-.061				
1 8 17/2	.009	.199				
1 6 11/2	-.063	-.115				
2 4 9/2	-.116	.198				
1 6 13/2	.147	.942				
1 4 9/2	.980	-.127				

Таблица П.32
A = 181 P

β_{20}	.240	.240	.240	.240	.240	.240
β_{40}	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030	-.030
Омега = 1/2				Омега = 3/2		
Энергия	-9.822	-4.644	-3.565	-.546	-9.703	-4.225
$Nn_z\Delta$.550	.541	.530	.521	.541	.532
a	-5.701	4.279	-3.006	.969	0	0
1 9 19/2	-.006	.001	-.009	-.010	-.004	.004
1 7 13/2	-.008	.158	.049	-.108	-.024	.159
2 5 11/2	.106	-.004	.053	.051	.094	-.009
1 7 15/2	.170	.022	-.122	-.088	.174	.052
3 1 1/2	-.004	.127	-.151	.607	0	0
2 3 5/2	-.000	.468	-.020	.512	-.017	.421
3 1 3/2	.033	-.104	.579	-.224	.022	-.120
2 3 7/2	.374	-.089	.684	.378	.356	-.178
1 5 9/2	-.019	.826	.199	-.344	-.058	.837
1 5 11/2	.887	.058	-.291	-.443	.893	.136
2 1 1/2	.012	-.029	.038	-.121	0	0
2 1 3/2	.039	.030	-.155	.021	.033	.035
1 3 5/2	-.006	-.182	-.019	-.005	.004	-.164
1 3 7/2	-.173	.012	-.043	.012	-.173	.026
1 1 1/2	.003	.001	.006	-.030	0	0
1 1 3/2	.013	.005	-.034	.003	.012	.005
Омега = 3/2		Омега = 5/2			Омега = 7/2	
Энергия	-2.419	-9.318	-2.983	-.181	-8.417	-.539
$Nn_z\Delta$.521	.532	.523	.512	.523	.514
1 9 19/2	-.012	-.000	.006	-.017	.005	.010
1 7 13/2	.086	-.043	.169	.095	-.060	.174
2 5 11/2	.076	.070	-.016	.105	.029	-.024
1 7 15/2	-.132	.181	.070	-.141	.188	.079
2 3 5/2	-.085	-.019	.300	-.135	0	0
3 1 3/2	.404	0	0	0	0	0
2 3 7/2	.783	.306	-.201	.895	.219	-.185
1 5 9/2	.306	-.106	.889	.287	-.137	.947
1 5 11/2	-.283	.911	.178	-.238	.938	.180
2 1 3/2	-.100	0	0	0	0	0
1 3 5/2	-.022	.002	-.115	-.014	0	0
1 3 7/2	-.016	-.158	.028	.040	-.122	.020
1 1 3/2	-.027	0	0	0	0	0
Омега = 9/2		Омега = 11/2				
Энергия	-6.698	-3.809				
$Nn_z\Delta$.514	.505				
1 9 19/2	.009	.011				
1 7 13/2	-.069	-.059				
2 5 11/2	-.031	-.110				
1 7 15/2	.185	.153				
1 5 9/2	-.132	0				
1 5 11/2	.971	.980				

П.14, П.21, П.22, П.29, П.30 (протонная схема). Отметим, в случае необходимости в качестве радиальной части волновой функции φ_{nlj}^{Ω} могут быть использованы и численные решения уравнения Шредингера со сферическим потенциалом Саксона—Вудса. При этом коэффициенты смешивания a_{nlj}^{Ω} практически не меняются и можно по-прежнему пользоваться значениями a_{nlj}^{Ω} , приведенными в табл. П.3, П.4, П.7, П.8, П.11, П.12, П.15, П.16, П.19, П.20, П.24, П.27, П.28, П.31, П.32. Однако в большинстве задач использование наших функций удовлетворяет требуемой точности.

Каждая табл. П.3, П.4, П.7, П.8, П.11, П.12, П.15, П.16, П.19, П.20, П.23, П.24, П.27, П.28, П.31, П.32 начинается со значения массового числа A , определяющего зону, и символа P или N , указывающего протонная или нейтронная схема расположена ниже. Затем даются значения β_{20} , β_{40} и величина Ω (омега). За Ω следуют значения E (энергия в $M\epsilon e$). Таблицы коэффициентов смешивания для состояний одинаковой четности размещены в порядке возрастания проекции Ω и энергии. Каждому состоянию сопоставляется набор коэффициентов смешивания, с которыми входят базисные функции, приведенные в первых трех столбцах таблицы. Так, цифры 1 8 17/2 в табл. П.3 означают следующее: 1— $(n+1)$; 8— l , 17/2— j , т. е. это базисное состояние $1K_{17/2}$. Кроме этого, каждое состояние характеризуется асимптотическими квантовыми числами $Nn_z\Lambda$. Если имеется квазипересечение уровней, то это учитывается при идентификации состояний. Для состояний с $\Omega=1/2$ приводятся одночастичные значения параметра развязывания a .

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
2. Nilsson S. G. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1965, 29, No. 16.
3. Gustafson C. e.a. Ark. Fys., 1967, 36, 613.
4. Немировский П. Э., Чепурнов В. А. «Ядерная физика», 1966, 3, 998.
5. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Калинин Б. Н. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, XXXIII, 1690.
6. Soloviev V. G. Atomic Energy Rev., 1965, 3, No. 2, 117.
7. Корнейчук А. А. и др. «Ядерная физика», 1969, 9, 750; Малов Л. А., Соловьев В. Г., Файнер У. М. «Докл. АН СССР», 1969, 186, 299; Малов Л. А., Соловьев В. Г., Федотов С. И. «Докл. АН СССР», 1969, 189, 987.
8. Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, 35, 1550.
9. Soloviev V. G., Vogel P. Nucl. Phys. A, 1967, 92, 449. Соловьев В. Г., Фогель П., Юнклауссен Г. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1967, 31, 518.
10. Faessler A., Sheline R. Phys. Rev., 1966, 148, 1003; Ropper P. Z. Phys., 1966, 195, 316; Rost E. Phys. Rev., 1967, 154, 994; Ford G. P., Hoffman D. C., Rost E. Preprint, LA-4329, UC-34, Phys., TID 4500, 1970; Пашкевич В. В., Струтинский В. М. «Ядерная физика», 1969, 9, 56; Anderson B. L. Nucl. Phys. A, 1968, 112, 443; Vogeler J. H. Nucl. Phys., A, 1969, 133, 289; Anderson B. L., Back B. V., Bang I. M. Nucl. Phys. A, 1970 147 33; Ehrling G., Wahlborn S. Phys. Lett. B, 1971, 34, 369; Boisson I. P., Piepenbring R. Nucl. Phys. A, 1971, 168, 385; Fiset E. O., Nix I. R., Bolsterli M. Report LA-4735-MS, US-34, 1971.
11. Kalinkin B. N., Grabovski Ya., Gareev F. A. Acta Phys. Pol., 1966, XXX, 999; Gareev F. A., Ivanova S. P., Kalinkin B. N. Acta Phys. Polonica, 1967, XXXII, 461.

12. Gareev F. A., Ivanova S. P., Kalinkin V. N. *Acta Phys. Pol.*, 1968, XXXIII, 135.
13. Гареев Ф. А., Иванова С. П. Сообщение ОИЯИ Р4-5224, 1970.
14. Гареев Ф. А. и др. Препринт ОИЯИ Р4-3607, 1967; Гареев Ф. А., Иванова С. П., Ширикова Н. Ю. Сообщение ОИЯИ Р4-5457, 1970.
15. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Черней М. И. «Ядерная физика», 1969, 91, 308; Wiebicke H. J., Schulz H. Preprint JINR E4-4210, Dubna, 1969.
16. Гареев Ф. А. и др. «Ядерная физика», 1968, 8, 305; *Phys. Lett. B*, 1968, 27, 117.
17. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Пашкевич В. В. «Ядерная физика», 1970, 11, 1200; Hendrie D. L., e. a. *Phys. Lett. B*, 1968, 26, 127; Lamm I. L. *Nucl. Phys. A*, 1969, 125, 504; Nilsson B. *Nucl. Phys. A*, 1969, 129, 445; Nilsson S. G. Preprint UCRL-18355, Berkeley, California, 1968.
18. Арсеньев Д. А. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1968, 32, 866; Vogel P. *Phys. Lett.*, B, 1967, 25, 65.
19. Gareev F. A. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1971, 171, 194.
20. Пятов Н. И., Черней М. И. Препринт ОИЯИ Р4-4366, Дубна, 1970; Черней М. И., Базнат М. И., Пятов Н. И. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, 36, 789; Winter G. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1971, 176, 609.
21. Soloviev V. G. *Phys. Lett.*, 1965, 16, 308.
22. Малов Л. А., Соловьев В. Г., Файнер У. М. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1969, 33, 1244; Соловьев В. Г., Файнер У. М. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, 36, 698.
23. Малов Л. А., Соловьев В. Г., Федотов С. И. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, 35, 747; Соловьев В. Г., Федотов С. И. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, 36, 706.
24. Soloviev V. G. *Phys. Lett.*, 1965, 21, 311.
25. Арсеньев Д. А. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-6345, Дубна, 1972.
26. Strutinsky V. M. *Nucl. Phys. A*, 1967, 95, 420; 1968, 122, 1.
27. Bunker M. E., Reich C. W. *Rev. Mod. Phys.*, 1971, 43, 348.
28. Reich C. M., Bunker M. E. *Nucl. Struct., Dubna Symp.*, IAEA, Vienna, 1968, p. 119; Sheline R. K. *Nucl. Struct., Dubna Symp.*, IAEA, Vienna, 1968, p. 71.
29. Tjøm P. O., Elbek B. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1967, 36, No. 8; Grotdal T., Nybø K., Elbek B. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1970, 37, No. 12.
30. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Ширикова Н. Ю. Препринт Р4-4259, ОИЯИ, 1969.
31. Andersen B. L., Back B. B., Bang J. M. *Nucl. Phys. A*, 1970, 147, 33; Andersen B. L. *Nucl. Phys. A*, 1968, 112, 443; 1971, 162, 208.
32. Kaneström I., Tjøm P. O., Bang J. *Nucl. Phys. A*, 1971, 164, 664.
33. Kisuno S., Sakagami M. Preprint Osaka University, Japan, 1970.
34. Soloviev V. G. *Nucl. Struct. Dubna Symp.*, IAEA, Vienna, 1968, p. 101.
35. Гареев Ф. А., Соловьев В. Г., Федотов С. И. «Ядерная физика», 1971, 14, 1165.
36. Oglo W., Wahlborn S., Piepenbring R., Fredriksson S. *Rev. Mod. Phys.*, 1971, 43, 424.
37. Bennett M. S., Sheline R. K., Shida Y. *Nucl. Phys. A*, 1971, 171, 113; Funke L. e.a. JINR, D6-5783, 143, Dubna, 1971; Вывов Ц. и др. ОИЯИ Д6-5783, 137, Дубна, 1971; Winter G. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1971, 176, 609; Mauron G., Kern J., Huber O. *Nucl. Phys. A*, 1972, 181, 489; Wood I. L., Bernner D. S. *Nucl. Phys. A*, 1972, 185, 58.
38. Громов К. Я. и др. ЭЧАЯ, 1971, 1, 524.
39. Condon E. U., Shortly Q. W. *Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University Press, Lond., 1949; Кондон Е., Шортли Г. Теория атомных спектров. Пер. с англ., М., Изд-во иностр. лит., 1951.