



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

---

Лю Юань и Чу Лян-юан

P-687

ДВИЖЕНИЕ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ  
В СИЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

*жээф, 1962, т42, вич 5, с 1219-1224.*

Лю Юань и Чу Лян-юан

P-687

ДВИЖЕНИЕ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ  
В СИЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

### А н н о т а ц и я

В данной работе исследованы и вычислены одночастичные собственные значения, собственные функции и более рациональные эффективные энергии индивидуальных частиц для редкоземельных элементов. Вычисленные с помощью новых собственных функций значения электрических квадрупольных моментов и параметров развязывания находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

## 1. Введение

В последние годы вопрос одночастичного движения в сильно деформированных ядрах был исследован многими авторами<sup>/1/</sup> и особенно подробно Нильсоном.

Если ядерное поле приближенно описывать средним полем, то при вычислении полной энергии индивидуальных частиц необходимо учитывать свойство самосоглазованного поля. Однако, авторы<sup>/1/</sup> только формально обсудили этот факт, а в конкретных расчетах пренебрегли им. Так как Нильссон при вычислении волновых функций не учитывал недиагональные члены, то получаемые с помощью этих функций значения электрических квадрупольных моментов (сильно зависящие от величины деформации ядра) гораздо меньше, чем экспериментально наблюдаемые. Авторы настоящей работы сделали попытку исправить эти недостатки и конкретно вычислили волновые функции и некоторые физические величины для ядер  $150 < A < 190$ .

Согласно обобщенной модели волновая функция аксиально-симметричного ядра без учета колебания имеет вид<sup>/2/</sup>

$$\Psi_{IM} = \left( \frac{2I+1}{16\pi} \right)^{1/2} \left[ \Delta_{M\lambda}^I(\theta_i) \chi_{\lambda}^{\tau}(\vec{r}) + e^{i\pi} \Delta_{M-\lambda}^I(\theta_i) R_{\lambda} \chi_{\lambda}^{\tau}(\vec{r}) \right],$$

$\chi_{\lambda}^{\tau}(\vec{r})$  - внутренняя волновая функция ядра,  $\Delta_{M\lambda}^I(\theta_i)$  - собственная функция симметричного волчка,  $I$  - полный момент количества движения,  $\lambda$  - проекция полного момента  $I$  на ось симметрии ядра,  $\tau$  - другие квантовые числа, кроме  $I, M, \lambda, R_{\lambda}$  - оператор вращения системы координат на  $180^{\circ}$  вокруг оси  $x$ .

Во втором параграфе этой работы обсуждается вопрос о нахождении  $\chi_{\lambda}^{\tau}(\vec{r})$  в третьем и четвертом - вычисляется полная энергия индивидуальных частиц, равновесная деформация, некоторые физические величины с помощью  $\chi_{\lambda}^{\tau}(\vec{r})$  и проводится их сравнение с экспериментальными данными.

## 2. Решение уравнения одночастичного движения

Предположим, что гамильтониан одной частицы, движущейся в аксиально-деформированном поле, имеет следующий вид:

$$H = H_0 + H'$$

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + \frac{M}{2} [\omega_x^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] \quad (11.1)$$

$$H' = c \vec{l}_t \cdot \vec{s} + D \vec{l}_t^2, \quad (11.2)$$

а уравнение движения этой частицы

$$H\psi = \lambda \psi, \quad (11.3)$$

где  $C, D$  - два параметра,  $M$  - масса частицы. Сохранение объема ядра приводит к требованию

$$\omega_x^2 \omega_z = \text{const}$$

$$\omega_x = \omega_0(\varepsilon) (1 + \varepsilon/3)$$

$$\omega_z = \omega_0(\varepsilon) (1 - 2\varepsilon/3)$$

$$\omega_0(\varepsilon) = \dot{\omega}_0 (1 - \varepsilon^2/3 - 2\varepsilon^3/27)^{-1/3}$$

$$(\vec{l}_t)_x = -i\hbar \left[ \sqrt{\frac{\beta_y}{\beta_z}} y \frac{\partial}{\partial z} - \sqrt{\frac{\beta_z}{\beta_y}} z \frac{\partial}{\partial y} \right], \dots$$

$$\beta_y = \frac{M\omega_x}{\hbar}$$

$$\beta_z = \frac{M\omega_z}{\hbar}.$$

При  $\varepsilon = 0$ , т.е. когда  $\omega_x = \omega_y$ , легко видеть, что  $\vec{l}_t$  является оператором орбитального момента количества движения.  $H'$  - поправка к гамильтониану  $H_0$ . В деформированных ядрах трудно судить, какое выражение нужно было бы выбрать, чтобы исправить  $H_0$ . Нами выбрано выражение (11.2). Решая задачу гамильтониана  $H_0$  в цилиндрических координатах, получим собственные функции и собственные значения в виде<sup>/3/</sup>:

$$\begin{aligned}
 H_0 |n n_z m \sigma\rangle &= \lambda(N, n_z) |n n_z m \sigma\rangle \\
 |n n_z m \sigma\rangle &= |n n_z m\rangle |\sigma\rangle \\
 |n n_z m \sigma\rangle &= A \rho^{|m|} \exp\left[i m \varphi - \frac{1}{2} \beta_r \rho^2 - \frac{1}{2} \beta_z z^2\right] \\
 &\quad \cdot H_{n_z}(\sqrt{\beta_z} z) L_n^{|m|}(\beta_r \rho^2) \\
 \rho^2 &= x^2 + y^2.
 \end{aligned} \tag{11.4}$$

Нормированная постоянная

$$A = \left[ \frac{n! \beta_r^{|m|+1/2} \beta_z^{1/2}}{\pi^{3/2} 2^{n_z} n_z! [(n+|m|)!]^3} \right]^{1/2}$$

$H_{n_z}(\sqrt{\beta_z} z)$  - полиномы Эрмита;  $L_n^{|m|}(\beta_r \rho^2)$  - полиномы Лаггера,  $|\sigma\rangle$  - спиновая волновая функция. Функция  $|n n_z m \sigma\rangle$  имеет следующие свойства:

$$\langle n' n_z' m' \sigma' | n n_z m \sigma \rangle = \delta_{nn'} \delta_{n_z n_z'} \delta_{mm'} \delta_{\sigma\sigma'} \tag{11.5}$$

$$|n n_z m\rangle^* = (-)^m |n n_z - m\rangle \tag{11.6}$$

(здесь \* обозначает комплексно-сопряженное)

$$\lambda(N, n_z) = \left[ (N + 3/2) + \frac{\varepsilon}{3} (N - 3n_z) \right] \hbar \omega_0, \tag{11.7}$$

главное квантовое число  $N = 2n + n_z + |m|$ .

В качестве базисных векторов выбираем решения  $|n n_z m \sigma\rangle$ . Угловые моменты

$$L_z = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

$$l_+ = l_x + i l_y = e^{i\varphi} \left[ \left( z \frac{\partial}{\partial \rho} - \rho \frac{\partial}{\partial z} \right) + i \frac{z}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right]$$

$$l_+^* = -l_-$$

$$l_{t+} = e^{i\varphi} \left[ \sqrt{\frac{\beta_z}{\beta_\rho}} z \frac{\partial}{\partial \rho} - \sqrt{\frac{\beta_\rho}{\beta_z}} \rho \frac{\partial}{\partial z} + i \sqrt{\frac{\beta_z}{\beta_\rho}} \frac{z}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right]$$

$$l_{t+}^* = -l_{t-}$$

Используя свойства полиномов Эрмита и Лаггера, (11.5), (11.6), получим матричные элементы операторов угловых моментов  $l_z$ ,  $l_+$ ,  $l_-$ ,  $l_{t+}$  и  $l_{t-}$  в виде:

$$\langle n' n'_z m' \sigma' | l_z | n n_z m \sigma \rangle = m \delta_{nn'} \delta_{n_z n'_z} \delta_{mm'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (11.8)$$

$$\begin{aligned} \langle n' n'_z m' \sigma' | l_+ | n n_z m \sigma \rangle &= \delta_{m+1 m'} \delta_{\sigma\sigma'} \left\{ \left( \sqrt{\beta_z/\beta_\rho} - \sqrt{\beta_\rho/\beta_z} \right) \right. \\ &\cdot \left[ \delta_{nn'} \delta_{n_z+1 n'_z} \sqrt{\frac{(n_z+1)(n+m+1)}{2}} + \delta_{n_z-1 n'_z} \delta_{n-1 n'} \sqrt{\frac{n n_z}{2}} \right] - \left( \sqrt{\frac{\beta_\rho}{\beta_z}} + \sqrt{\frac{\beta_z}{\beta_\rho}} \right) \\ &\cdot \left. \left[ \delta_{nn'} \delta_{n_z-1 n'_z} \sqrt{\frac{n_z(m+n+1)}{2}} + \delta_{n-1 n'} \delta_{n_z+1 n'_z} \sqrt{\frac{n(n_z+1)}{2}} \right] \right\}, \quad (m \geq 0) \end{aligned} \quad (11.9)$$

$$\langle n' n'_z m' \sigma' | l_- | n n_z m \sigma \rangle = \langle n n_z m \sigma | l_+ | n' n'_z m' \sigma' \rangle^* \quad (11.10)$$

$$\begin{aligned} \langle n' n'_z m' \sigma' | l_{t+} | n n_z m \sigma \rangle &= -\delta_{\sigma\sigma'} \delta_{m+1 m'} \left[ \delta_{nn'} \delta_{n_z-1 n'_z} \sqrt{2 n_z (n+m+1)} \right. \\ &\left. + \delta_{n-1 n'} \delta_{n_z+1 n'_z} \sqrt{(2n)(n_z+1)} \right], \quad (m \geq 0) \end{aligned} \quad (11.11)$$

$$\langle n' n'_z m' \sigma' | l_{t-} | n n_z m \sigma \rangle = \langle n n_z m \sigma | l_{t+} | n' n'_z m' \sigma' \rangle^* \quad (11.12)$$

$$\langle n' n'_z -m' | l_{t+} | n n_z -m \rangle = \langle n n_z m | l_{t+} | n' n'_z m' \rangle$$

Известно, что в аксиально-симметричном поле  $\mathcal{N}$  и  $\mathcal{L}$  являются хорошими квантовыми числами. Поэтому вектор состояния нуклона можно записать в виде  $|N; \mathcal{L}\rangle$ , где  $j$ , при  $\varepsilon = 0$ , полный угловой момент нуклона. Разложим  $|N; \mathcal{L}\rangle$  по  $|n n_z m \sigma\rangle$

$$|N; \mathcal{L}\rangle = \sum_{n_z \sigma} a_{n_z \sigma}(N; \mathcal{L}) |n n_z m \sigma\rangle. \quad (11.13)$$

Здесь суммирование производится по всем  $n_z$  и  $\sigma$ , получаемым из

$$N = 2n + |m| + n_z, \quad \mathcal{L} = m + \sigma.$$

Подставляя (11.13) в (11.3), получаем

$$N \sum_{n_z \sigma} a_{n_z \sigma}(N; \mathcal{L}) |n n_z m \sigma\rangle = \lambda(N; \mathcal{L}) \sum_{n_z \sigma} a_{n_z \sigma}(N; \mathcal{L}) |n n_z m \sigma\rangle.$$

Из (11.4)

$$\begin{aligned} & \sum_{n_z \sigma} a_{n_z \sigma}(N; \mathcal{L}) \left[ \langle n' n'_z m' \sigma' | N' | n n_z m \sigma \rangle \right. \\ & \left. - \{ \lambda(N; \mathcal{L}) - \lambda(N n_z) \} \delta_{n n'} \delta_{n_z n'_z} \delta_{m m'} \delta_{\sigma \sigma'} \right] = 0 \\ & \det \left[ \langle n' n'_z m' \sigma' | N' | n n_z m \sigma \rangle \right. \\ & \left. - \{ \lambda(N; \mathcal{L}) - \lambda(N n_z) \} \delta_{n n'} \delta_{n_z n'_z} \delta_{m m'} \delta_{\sigma \sigma'} \right] = 0. \end{aligned}$$

Из этих двух уравнений получены собственные решения гамильтониана  $H_0$ .

В данной работе были получены  $a_{n_z \sigma}(N; \mathcal{L})$ ,  $\lambda(N; \mathcal{L})$  и  $\bar{n}_z(N; \mathcal{L})$  (табл.1) для протонной системы  $N = 4, 5$  и нейтронной системы  $N = 5, 6$ , где

$$\bar{n}_z(N; \mathcal{L}) = \sum_{n_z \sigma} n_z a_{n_z \sigma}^2(N; \mathcal{L}) \quad (11.14)$$

$$a_{n_z \sigma}(N; \mathcal{L}) = a_{n_z - \sigma}(N; \mathcal{L}).$$



В численных расчетах использовались следующие значения параметров  $C$  и  $D$  (в единицах  $\hbar\omega_0$ ):

<u>для протонной системы</u>			<u>для нейтронной системы</u>		
	$C$	$D$		$C$	$D$
$N = 4$	- 0,18	-0,050	$N = 5$	- 0,16	-0,033
$N = 5$	- 0,18	-0,046	$N = 6$	-0,16	-0,035

Из условия ортогональности состояний  $|Nj\lambda\rangle$  и (11.5), (11.13) получаются

$$1, \sum_{n_j\sigma} a_{n_j\sigma}(Nj\lambda) a_{n_j\sigma}(Nj'\lambda) = \delta_{jj'} \quad (11.15)$$

$$2, \sum_{j'} a_{n_j'\sigma'}(Nj'\lambda) a_{n_j\sigma}(Nj'\lambda) = \delta_{n_j n_j'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (11.16)$$

### 3. Полная энергия индивидуальных частиц и равновесная деформация ядра

Как известно, ядерное поле главным образом образовано двухчастичными взаимодействиями между нуклонами. Поэтому при описании ядерного поля с помощью среднего поля полная энергия индивидуальных частиц равна

$$E_{\text{н.э.}} = \sum_i \left[ \langle |N_i; 1\rangle - \frac{1}{2} \langle |V_i; 1\rangle \right] = \sum_i E_i \quad (11.1)$$

Назовем  $E_i$  "эффективной энергией индивидуальной частицы", она равняется

$$E_i = \langle |N_i; 1\rangle - \frac{1}{2} \langle |V_i; 1\rangle = \frac{1}{2} \langle |N_i + T_i; 1\rangle \quad (11.2)$$

Из (11.7) получаем

$$\langle |T_i; 1\rangle = \frac{1}{2} \left( N + \frac{3}{2} \right) \hbar\omega_0 + \frac{1}{6} \varepsilon (N - 3\bar{n}_z) \hbar\omega_0 \quad (11.3)$$

Подставляя (11.3) в (11.2), имеем

$$E_i = \frac{1}{2} \lambda (N; \Lambda) + \frac{1}{4} (N + \frac{3}{2}) \hbar \omega_0 + \frac{1}{4} \epsilon (\frac{N}{3} - \bar{n}_3) \hbar \omega_0. \quad (111.4)$$

Полученные схемы уровней эффективных индивидуальных частиц приведены на рисунках (1.2).

Когда заполнены нуклонами все уровни с одинаковыми  $N$ , то сумма энергий этих нуклонов  $E_N(\epsilon)$  равна

$$E_N(\epsilon) = \frac{3}{4} (N+1)(N+\frac{3}{2})(N+2) \hbar \omega_0 + \sum_{\ell} \ell(\ell+1)(2\ell+1) D_N \quad (111.5)$$

$\ell$  - при  $\epsilon = 0$ , квантовое число орбитального момента количества движения.

Чтобы вычислить полную энергию индивидуальных частиц, для протонной и нейтронной системы возьмем параметры  $D_{N_1} = D_{N_2} = D_{\pi_1} = D_{\pi_2} = 0$ ,

$$D_{N_3} = -0,026 \hbar \omega_0, \quad D_{N_4} = -0,034 \hbar \omega_0, \quad D_{\pi_3} = -0,032 \hbar \omega_0,$$

где индексы  $N, \pi$  обозначают соответственно нейтронную и протонную систему, а 1,2,3, ... - значение главного квантового числа. Будем считать, что в выражении (111.1) содержится и кулоновская энергия.

Из условия минимума полной энергии индивидуальных частиц

$$\frac{\partial E_{n.p.}(\epsilon)}{\partial \epsilon} = 0$$

можно определить равновесную деформацию и соответствующую конфигурацию основного состояния ядра. Заметим, что при изменении значений параметров  $C$  и  $D$  нижних оболочек ( $N \leq 4$ ) величина равновесной деформации изменяется мало. Подчеркнем, что в некоторых случаях, хотя  $\lambda_\alpha > \lambda_\beta$ , но  $E_\alpha < E_\beta$ , где  $\lambda_\alpha, \lambda_\beta$  - соответственно одночастичные собственные значения состояний,  $E_\alpha$  и  $E_\beta$  - эффективные энергии индивидуальной частицы, соответствующие этим двум состояниям. Ясно, что из условия минимума полной энергии реальное заполнение основных состояний ядер должно идти в соответствии со схемой уровней индивидуальных частиц снизу вверх, а не со схемой уровней одночастичных собственных значений  $\lambda_i(N; \Lambda)$ . В таблице 111 даны теоретические значения равновесных деформаций и конфигурации основных состояний ядер.

## 1У. Применение

С помощью полученных собственных функций были вычислены некоторые физические величины сильно деформированных ядер.

1. Электрические квадрупольные моменты. Оператор электрического квадрупольного момента

$$\hat{Q} = \sum_i (z_i^2 - r_i^2) = \sum_i \hat{Q}_i,$$

здесь суммирование проводится по всем протонам.

$$Q_0(\varepsilon) = \sum_i \langle n_i, j_i, \lambda_i | \hat{Q}_i | n_i, j_i, \lambda_i \rangle = \frac{\hbar}{M \omega_0} \sum_{n_j, \lambda} Q_{n_j, \lambda}(\varepsilon) \quad (1У.1)$$

здесь  $\hbar \omega_0 = 38 \text{ А}^{-1/3} \text{ Мэв}$  (это соответствует  $r_0 = 1,25 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ )

$$Q_{n_j, \lambda}(\varepsilon) = \frac{3 \left( 1 - \frac{1}{3} \varepsilon^2 - \frac{2}{27} \varepsilon^3 \right)^{1/3}}{\left( 1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right) \left( 1 - \frac{1}{3} \varepsilon \right)} \left[ \frac{2}{9} \varepsilon \left( n + \frac{3}{2} \right) + \left( \bar{n}_j - \frac{n}{3} \right) \right]. \quad (1У.2)$$

Когда заполнены протонами все уровни с одинаковыми  $n$ , то сумма их квадрупольных моментов  $Q_n(\varepsilon)$

$$Q_n(\varepsilon) = \frac{\hbar}{M \omega_0(\varepsilon) \left( 1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right) \left( 1 - \frac{1}{3} \varepsilon \right)} \frac{2}{3} \varepsilon (n+1) \left( n + \frac{3}{2} \right) (n+2). \quad (1У.3)$$

В таблице (11) приведены значения  $Q_{n_j, \lambda}(\varepsilon)$ , в таблице (111) — теоретические и экспериментальные значения<sup>/4/</sup> квадрупольных моментов.

### 2. Параметр развязывания.

При вращении системы координат, связанной с ядром, вокруг оси  $x$  на  $180^\circ$  волновая функция нуклона изменяется следующим образом:

$$R_x | n; \lambda \rangle = -i (-)^n | n; -\lambda \rangle. \quad (1У.4)$$

В этом представлении согласно (11.8), (11.9), (11.10) параметр развязывания

$$\begin{aligned}
 a = & (-)^N \delta_{\Lambda 1/2} \left[ \sum_{n_j} a_{n_j 1/2}^2 (\Lambda j \Lambda) - \left( \sqrt{\frac{\beta_f}{\beta_j}} + \sqrt{\frac{\beta_j}{\beta_f}} \right) \right. \\
 & \cdot \left\{ \sum_{n_j} \sqrt{(n_j+1)(\Lambda-n_j+1)} a_{n_j+1/2} (\Lambda j 1/2) a_{n_j-1/2} (\Lambda j 1/2) \right. \\
 & \left. \left. + \sum_{n_j} \sqrt{(\Lambda-n_j)(n_j+1)} a_{n_j+1-1/2} (\Lambda j 1/2) a_{n_j 1/2} (\Lambda j 1/2) \right\} \right]
 \end{aligned} \quad (1Y.5)$$

при  $\xi = 0$

$$a = (-)^{j-1/2} (j+1/2) \delta_{\Lambda 1/2} \quad (1Y.6)$$

Вычисленные и экспериментальные значения параметров развязывания даны в таблице 1Y.

### 3. Магнитные моменты

Магнитный момент  $\mu$  нечетного ядра

$$\begin{aligned}
 \mu &= \frac{1}{I+1} \langle | \vec{\mu}_0 \cdot \vec{I} | \rangle \\
 \vec{\mu}_0 &= g_s \vec{s} + g_l \vec{l} + g_R \vec{R}
 \end{aligned}$$

$\vec{R}$  - вращательный момент количества движения ядра:  $g_R, g_l, g_s$  - соответственно вращательное, орбитальное и спиновое гиромагнитные отношения. Из (11.8), (11.9), (11.10) получаем

$$\begin{aligned}
 \mu &= \frac{1}{I+1} \left\{ (g_s - g_l) \left[ \Lambda \sum_{n_j} \sigma a_{n_j \sigma}^2 (\Lambda j \Lambda) \right. \right. \\
 &+ \frac{1}{2} (-)^N e^{i(I-1/2)\pi} (I+1/2) \delta_{\Lambda 1/2} \sum_{n_j} a_{n_j 1/2}^2 (\Lambda j 1/2) \\
 &\left. \left. + (g_l - g_R) \left[ \Lambda^2 + \frac{1}{2} (-)^{I-1/2} (I+1/2) a \delta_{\Lambda 1/2} \right] + g_R I(I+1) \right\}
 \end{aligned} \quad (1Y.7)$$

### У. Обсуждение

В этой работе, используя более рациональный строгий метод и учитывая свойство самосогласованного поля, авторы получили следующие результаты.

1. Анализ спинов и четностей основных состояний нечетных ядер по полученным схемам показывает, что последние хорошо согласуются с экспериментальными данными, хотя в некоторых случаях имеется расхождение.
2. Хотя полученные схемы имеют некоторые сходства со схемами Нильссона (что обуславливается более свободным выбором параметров  $C$  и  $D$ ), рассчитанные волновые функции сильно отличаются от функций Нильссона, потому что в этой работе значения параметров больше, чем у Нильссона.
3. Полученные более строгим расчетным методом значения квадрупольных моментов в основном совпадают с экспериментальными данными.
4. Параметры развязывания, вычисленные по значениям равновесных деформаций, тоже находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Отметим, что полученные значения параметров развязывания в случае  $W^{181}$  и  $W^{183}$  имеют правильный знак, в противоположность расчетам Нильссона.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.Г. Соловьеву, В.В. Бабикову, Чжу Хун-юаню и Чжоу Гуан-чжао за весьма интересные обсуждения и Шэнь Чун-хуа за составление программы и проведение численных расчетов.

Таблица I а

Одночастичные собственные значения  $\lambda(njL)$ , средние значения  $\bar{n}_2(njL)$ , эффективные энергии индивидуальных частиц  $E(njL)$  и одночастичные собственные волновые функции в виде ряда коэффициентов  $a_{n_j \ell}(njL)$  при различных деформациях  $\epsilon$  для  $K=4, 5$  протонной системы. (Для простоты у каждой из величин  $\lambda(njL), \bar{n}_2(njL), E(njL), a_{n_j \ell}(njL)$  индексы  $(njL)$  сокращены и перемещены в последний столбец).

$\epsilon$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	[ n j L ]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ 1/2}$	4,1400 0 3,4450 I	4,2733 0 3,5450 I	4,4067 0 3,6450 I	4,5400 0 3,7450 I	4,6733 0 3,8450 I	[4 9/2 9/2]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ -1/2}$ $a_{1 \ 1/2}$	4,1400 0,8889 3,4450 0,3328 -0,9428	4,1833 0,9101 3,4772 0,2993 -0,9540	4,2249 0,9262 3,5078 0,2717 -0,9624	4,2649 0,9386 3,5371 0,2474 -0,9688	4,3038 0,9483 3,5654 0,2270 -0,9738	[4 9/2 7/2]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ -1/2}$ $a_{1 \ 1/2}$	4,9500 0,1108 3,8500 0,9428 0,3328	5,0733 0,0896 3,9427 0,9540 0,2993	5,1985 0,0738 4,0372 0,9624 0,2717	5,3251 0,0612 4,1330 0,9688 0,2474	5,4528 0,0515 4,2296 0,9738 0,2270	[4 7/2 7/2]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ 1/2}$ $a_{1 \ -1/2}$ $a_{2 \ 1/2}$	5,0200 0,2858 3,8850 0,9258 -0,0003 -0,3780	5,1343 0,1400 3,9720 0,9595 0,1368 -0,2463	5,2559 0,0997 4,0646 0,9692 0,1472 -0,1976	5,3805 0,0763 4,1595 0,9757 0,1404 -0,1682	5,5071 0,0604 4,2558 0,9804 0,1305 -0,1473	[4 5/2 5/2]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ 1/2}$ $a_{1 \ -1/2}$ $a_{2 \ 1/2}$	4,9500 1,1584 3,8500 0,1785 -0,8819 -0,4363	4,9627 1,2099 3,8594 0,0091 -0,8888 -0,4582	4,9766 1,1789 3,8710 0,0503 -0,9033 -0,4260	4,9936 1,1483 3,8857 0,0648 -0,9183 -0,3905	5,0134 1,1229 3,9027 0,0702 -0,9313 -0,3575	[4 7/2 5/2]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ 1/2}$ $a_{1 \ -1/2}$ $a_{2 \ 1/2}$	4,1400 1,5556 3,4450 0,3333 -0,4714 0,8165	4,1129 1,6501 3,4235 0,2816 -0,4374 0,8540	4,0775 1,7213 3,3944 0,2412 -0,4029 0,8829	4,0359 1,7754 3,3598 0,2093 -0,3701 0,9051	3,9895 1,8167 3,3214 0,1838 -0,3402 0,9222	[4 9/2 5/2]
$\lambda$ $\bar{n}_2$ $E$ $a_{0 \ -1/2}$ $a_{1 \ 1/2}$ $a_{2 \ -1/2}$ $a_{1 \ 1/2}$	5,4700 0,5998 4,1100 0,8281 0,3380 -0,3380 -0,2927	5,5587 0,3295 4,1794 0,8985 0,2990 -0,2641 -0,1831	5,6658 0,2081 4,2642 0,9318 0,2653 -0,2147 -0,1232	5,7818 0,1454 4,3550 0,9502 0,2380 -0,1809 -0,0883	5,9026 0,1086 4,4488 0,9616 0,2155 -0,1560 -0,0663	[4 3/2 3/2]

$\lambda$	5,0200	5,009I	5,0I25	5,0238	5,0403	[4 5/2 3/2]	
$\bar{\pi}_3$	I,5428	I,3556	I,2544	I,1909	I,1473		
E	3,8850	3,8790	3,8852	3,8976	3,9138		
$a_0^{-1/2}$	0,4I40	0,274I	0,2223	0,1972	0,1808		
$a_1^{-1/2}$	-0,6762	-0,8180	-0,8689	-0,8983	-0,9189		
$a_2^{-1/2}$	-0,169I	-0,2838	-0,297I	-0,2799	-0,2564		
$a_3^{-1/2}$	0,5855	0,4185	0,3277	0,2752	0,239I		
$\lambda$	4,9500	4,88I5	4,7974	4,71I0	4,626I		[4 7/2 3/2]
$\bar{\pi}_3$	I,9398	2,13I0	2,1969	2,1928	2,1688		
E	3,8500	3,7958	3,73I0	3,6660	3,6045		
$a_0^{-1/2}$	0,3086	0,296I	0,2522	0,2156	0,1876		
$a_1^{-1/2}$	0,3778	0,1270	0,0119	-0,0423	-0,0705		
$a_2^{-1/2}$	0,7560	0,7574	0,7822	0,8149	0,8459		
$a_3^{-1/2}$	0,4365	0,5680	0,5696	0,5363	0,4943		
$\lambda$	4,1400	4,0640	3,9709	3,8634	3,7442	[4 9/2 3/2]	
$\bar{\pi}_3$	2,0000	2,1836	2,3409	2,4705	2,5750		
E	3,4450	3,3857	3,310I	3,2214	3,1229		
$a_0^{-1/2}$	0,2182	0,1729	0,1367	0,1084	0,0865		
$a_1^{-1/2}$	-0,5345	-0,4746	-0,4178	-0,3668	-0,3227		
$a_2^{-1/2}$	0,5345	0,5254	0,5038	0,4741	0,4407		
$a_3^{-1/2}$	-0,6172	-0,6847	-0,7436	-0,7930	-0,833I		
$\lambda$	5,5000	5,578I	5,684I	5,7996	5,9202		[4 I/2 I/2]
$\bar{\pi}_3$	I,332I	0,3478	0,2148	0,1486	0,1102		
E	4,1250	4,1887	4,2730	4,3636	4,4574		
$a_0^{-1/2}$	0,7306	0,9026	0,9353	0,9533	0,9643		
$a_1^{-1/2}$	0,0004	0,2490	0,2282	0,2055	0,1859		
$a_2^{-1/2}$	-0,5163	-0,3035	-0,2433	-0,205I	-0,1778		
$a_3^{-1/2}$	-0,0003	-0,1527	-0,106I	-0,0765	-0,0573		
$a_4^{-1/2}$	0,4469	0,0890	0,0513	0,0344	0,0249		
$\lambda$	5,4700	5,3675	5,3137	5,2944	5,2932	[4 3/2 I/2]	
$\bar{\pi}_3$	2,0679	2,1202	1,6628	1,4174	1,2863		
E	4,1100	4,039I	4,0154	4,0159	4,0263		
$a_0^{-1/2}$	0,3899	0,0699	0,1094	0,1200	0,1209		
$a_1^{-1/2}$	0,5856	-0,6730	-0,7849	-0,8499	-0,8884		
$a_2^{-1/2}$	0,1384	-0,412I	-0,4017	-0,3689	-0,3344		
$a_3^{-1/2}$	-0,507I	0,4022	0,3442	0,2929	0,2528		
$a_4^{-1/2}$	-0,4784	0,4589	0,3035	0,2035	0,1430		
$\lambda$	5,0200	4,9224	4,8190	4,7226	4,6324		[4 5/2 I/2]
$\bar{\pi}_3$	2,1713	2,3858	2,3336	2,2639	2,2078		
E	3,8850	3,8099	3,7345	3,6665	3,6038		
$a_0^{-1/2}$	0,4782	0,3854	0,3100	0,2563	0,2197		
$a_1^{-1/2}$	-0,4780	-0,3669	-0,2529	-0,2123	-0,1987		
$a_2^{-1/2}$	0,1692	0,4628	0,6587	0,7506	0,8063		
$a_3^{-1/2}$	0,4142	0,4334	0,4715	0,4595	0,4249		
$a_4^{-1/2}$	-0,5854	-0,561I	-0,4286	-0,3386	-0,2857		

$\lambda$	4,9500	4,8398	4,6832	4,4991	4,3074	[4 7/2 I/2]
$\bar{\mu}_3$	2,2065	2,6774	3,0802	3,2341	3,2526	
E	3,8500	3,7613	3,6292	3,4820	3,3368	
$a_0 \text{ } \nu_L$	0,1950	0,0586	0,0211	0,0407	0,0421	
$a_1 \text{ } \nu_L$	0,4880	0,4584	-0,4117	-0,3524	-0,3063	
$a_2 \text{ } \nu_L$	0,5520	0,4149	-0,1960	-0,0513	0,0324	
$a_3 \text{ } \nu_L$	0,5634	0,5781	-0,5769	-0,6176	-0,6758	
$a_4 \text{ } \nu_L$	0,3189	0,5291	-0,6774	-0,7001	-0,6683	
$\lambda$	4,1400	4,0388	3,9132	3,7642	3,5934	[4 9/2 I/2]
$\bar{\mu}_3$	2,2222	2,4688	2,7087	2,9359	3,1431	
E	3,4450	3,3660	3,2628	3,1369	2,9907	
$a_0 \text{ } \nu_L$	0,2182	0,1686	0,1289	0,0978	-0,0739	
$a_1 \text{ } \nu_L$	-0,4364	-0,3746	-0,3137	-0,2572	-0,2072	
$a_2 \text{ } \nu_L$	0,6172	0,5931	0,5542	0,5057	-0,4532	
$a_3 \text{ } \nu_L$	-0,5019	-0,5412	-0,5614	-0,5620	0,5437	
$a_4 \text{ } \nu_L$	0,3563	0,4320	0,5125	0,5939	-0,6713	
$\lambda$	4,6700	4,8367	5,0033	5,1700	5,3366	[4 II/2 II/2]
$\bar{\mu}_3$	0	0	0	0	0	
E	3,9600	4,0850	4,2100	4,3350	4,4600	
$a_0 \text{ } \nu_L$	I	I	I	I	I	
$\lambda$	5,6600	5,8183	5,9780	6,1387	6,3003	[5 9/2 9/2]
$\bar{\mu}_3$	0,0909	0,0763	0,0644	0,0550	0,0475	
E	4,4550	4,5739	4,6941	4,8152	4,9371	
$a_0 \text{ } \nu_L$	0,9534	0,9611	0,9670	0,9723	0,9763	
$a_1 \text{ } \nu_L$	0,3015	0,2762	0,2538	0,2346	0,2181	
$\lambda$	4,6700	4,7449	4,8186	4,8913	4,9631	[5 II/2 9/2]
$\bar{\mu}_3$	0,9090	0,9237	0,9351	0,9448	0,9525	
E	3,9600	4,0160	4,0709	4,1248	4,1780	
$a_0 \text{ } \nu_L$	0,3015	0,2762	0,2538	0,2346	0,2181	
$a_1 \text{ } \nu_L$	-0,9534	-0,9611	-0,9670	-0,9723	-0,9763	
$\lambda$	5,6780	5,8306	5,9874	6,1463	6,3067	[5 7/2 7/2]
$\bar{\mu}_3$	0,2240	0,1135	0,0874	0,0693	0,0562	
E	4,4640	4,5791	4,6997	4,8179	4,9394	
$a_0 \text{ } \nu_L$	0,9423	0,9636	0,9712	0,4770	0,9813	
$a_1 \text{ } \nu_L$	-0,0030	0,1719	0,1620	0,1475	0,1340	
$a_2 \text{ } \nu_L$	-0,3346	-0,2048	-0,1748	-0,1542	-0,1382	
$\lambda$	5,6600	5,7080	5,7582	5,8110	5,8660	[5 9/2 7/2]
$\bar{\mu}_3$	1,1396	1,1787	1,1508	1,1275	1,1084	
E	4,4550	4,4912	4,5299	4,5709	4,6138	
$a_0 \text{ } \nu_L$	0,1453	0,0697	0,0812	0,0821	0,0803	
$a_1 \text{ } \nu_L$	0,9045	-0,9009	-0,9143	-0,9268	-0,9374	
$a_2 \text{ } \nu_L$	0,4008	-0,4284	-0,3967	-0,3664	-0,3389	



$\lambda$	4,6700	4,6693	4,6623	4,6507	4,6354	[5 II/2 7/2]
$\bar{n}_2$	1,6364	1,7078	1,7618	1,8032	1,8354	
E	3,9600	3,9586	3,9514	3,9401	3,9258	
$a_0 \text{ } \nu_2$	0,3015	0,2582	0,2241	0,1969	0,1750	
$a_1 \text{ } \nu_2$	-0,4264	-0,3986	-0,3711	-0,3452	-0,3215	
$a_2 \text{ } \nu_2$	0,8528	0,8800	0,9011	0,9176	0,9306	
$\lambda$	6,3080	6,4407	6,5852	6,7360	6,8907	[5 5/2 5/2]
$\bar{n}_2$	0,6546	0,2678	0,1843	0,1360	0,1053	
E	4,7790	4,8803	4,9917	5,1078	5,2265	
$a_0 \text{ } \nu_2$	0,8729	0,9155	0,9388	0,9530	0,9625	
$a_1 \text{ } \nu_2$	0,3086	0,2800	0,2546	0,2328	0,2142	
$a_2 \text{ } \nu_2$	-0,3086	-0,2470	-0,2051	-0,1754	-0,1533	
$a_3 \text{ } \nu_2$	-0,2182	-0,1499	-0,1086	-0,0822	-0,0644	
$\lambda$	5,6780	5,7114	5,7538	5,8016	5,8533	[5 7/2 5/2]
$\bar{n}_2$	1,2084	1,2757	1,2131	1,1672	1,1328	
E	4,4640	4,4905	4,5246	4,5633	4,6050	
$a_0 \text{ } \nu_2$	0,3562	0,2266	0,2050	0,1917	0,1805	
$a_1 \text{ } \nu_2$	-0,7560	-0,8548	-0,8846	-0,9067	-0,9236	
$a_2 \text{ } \nu_2$	-0,1262	-0,3299	-0,3095	-0,2796	-0,2516	
$a_3 \text{ } \nu_2$	0,5344	0,3303	0,2822	0,2507	0,2259	
$\lambda$	5,6600	5,6195	5,5720	5,5238	5,4766	[5 9/2 5/2]
$\bar{n}_2$	1,3890	2,1261	2,1500	2,1457	2,1321	
E	4,4550	4,4233	4,3868	4,3510	4,3168	
$a_0 \text{ } \nu_2$	0,2844	0,3015	0,2527	0,2156	0,1877	
$a_1 \text{ } \nu_2$	0,3013	-0,0049	-0,0551	-0,0763	-0,0867	
$a_2 \text{ } \nu_2$	0,8040	0,7753	0,8078	0,8386	0,8644	
$a_3 \text{ } \nu_2$	0,4265	0,5549	0,5298	0,4944	0,4583	
$\lambda$	4,6700	4,6109	4,5382	4,4545	4,3620	[5 II/2 5/2]
$\bar{n}_2$	1,4771	2,3303	2,4526	2,5512	2,6298	
E	3,9600	3,9139	3,8548	3,7859	3,7097	
$a_0 \text{ } \nu_2$	0,1740	0,1401	0,1133	0,0922	0,0756	
$a_1 \text{ } \nu_2$	-0,4924	-0,4368	-0,3868	-0,3432	-0,3058	
$a_2 \text{ } \nu_2$	0,4924	0,4786	0,4579	0,4334	0,4074	
$a_3 \text{ } \nu_2$	-0,6963	-0,7486	-0,7924	-0,8282	-0,8572	
$\lambda$	6,3180	6,4461	6,5890	6,7391	6,8933	[5 3/2 3/2]
$\bar{n}_2$	0,7980	0,2886	0,1948	0,1416	0,1084	
E	4,7840	4,8825	4,9926	5,1089	5,2275	
$a_0 \text{ } \nu_2$	0,8285	0,9164	0,9409	0,9557	0,9654	
$a_1 \text{ } \nu_2$	0,0011	0,2434	0,2197	0,1977	0,1791	
$a_2 \text{ } \nu_2$	-0,4777	-0,2806	-0,2352	-0,2035	-0,1797	
$a_3 \text{ } \nu_2$	-0,0007	-0,1303	-0,0937	-0,0698	-0,0538	
$a_4 \text{ } \nu_2$	0,2922	0,0725	0,0490	0,0358	0,0274	

$\lambda$	6,3080	6,2736	6,2715	6,2912	6,3240	[ 5 5/2 3/2 ]	
$\bar{n}_3$	1,9164	1,8341	1,5611	1,3936	1,2897		
E	4,7790	4,7576	4,7660	4,7911	4,8247		
$a_0$ $v_2$	0,2748	0,0989	0,1122	0,1147	0,1131		
$a_1$ $-v_2$	0,6900	-0,7392	-0,8110	-0,8580	-0,8893		
$a_2$ $v_2$	0,2397	-0,4091	-0,3891	-0,3612	-0,3331		
$a_3$ $-v_2$	-0,4880	0,3910	0,3357	0,2901	0,2541		
$a_4$ $v_2$	-0,3908	0,3515	0,2562	0,1897	0,1442		
$\lambda$	5,6780	5,6186	5,5599	5,5040	5,4516		[ 5 7/2 3/2 ]
$\bar{n}_3$	2,2860	2,2578	2,2424	2,2088	2,1724		
E	4,4640	4,4195	4,3762	4,3363	4,3002		
$a_0$ $v_2$	0,4363	0,3603	0,2962	0,2532	0,2217		
$a_1$ $-v_2$	-0,4370	-0,2378	-0,2171	-0,2142	-0,2117		
$a_2$ $v_2$	0,3775	0,6369	0,7208	0,7768	0,8188		
$a_3$ $-v_2$	0,3079	0,4919	0,4756	0,4363	0,3944		
$a_4$ $v_2$	-0,6176	-0,4075	-0,3455	-0,3103	-0,2828		
$\lambda$	5,6600	5,5583	5,4295	5,2886	5,1430	[ 5 9/2 3/2 ]	
$\bar{n}_3$	2,4540	2,8522	3,0323	3,1085	3,1304		
E	4,4550	4,3745	4,2715	4,1612	4,0501		
$a_0$ $v_2$	0,1321	0,0486	0,0593	0,0533	0,0458		
$a_1$ $-v_2$	0,4601	-0,5003	-0,4307	-0,3696	-0,3217		
$a_2$ $v_2$	0,4563	-0,1692	-0,0502	0,0161	0,0565		
$a_3$ $-v_2$	0,6517	-0,5747	-0,6261	-0,6855	-0,7379		
$a_4$ $v_2$	0,3715	-0,6233	-0,6453	-0,6248	-0,5889		
$\lambda$	4,6700	4,5710	4,4506	4,3112	4,1554		[ 5 11/2 3/2 ]
$\bar{n}_3$	2,5455	2,7673	2,9694	3,1474	3,2992		
E	3,9600	3,8830	3,7852	3,6695	3,5395		
$a_0$ $v_2$	0,1741	0,1350	-0,1044	0,0809	0,0631		
$a_1$ $-v_2$	-0,3481	-0,2959	0,2478	-0,2055	-0,1696		
$a_2$ $v_2$	0,6030	0,5654	-0,5208	0,4738	0,4279		
$a_3$ $-v_2$	-0,4924	-0,5078	0,5102	-0,5007	-0,4822		
$a_4$ $v_2$	0,4924	0,5627	-0,6294	0,6899	0,7428		
$\lambda$	6,5880	6,6633	6,7935	6,9383	7,0895	[ 5 1/2 1/2 ]	
$\bar{n}_3$	1,6666	0,5028	0,2695	0,1798	0,1321		
E	4,9190	4,9857	5,0916	5,2057	5,3232		
$a_0$ $-v_2$	0,6762	0,8737	0,9227	0,9448	0,9578		
$a_1$ $v_2$	0,2760	0,2736	0,2466	0,2228	0,2030		
$a_2$ $-v_2$	-0,3904	-0,3113	-0,2528	-0,2144	-0,1869		
$a_3$ $v_2$	-0,3380	-0,1981	-0,1315	-0,0953	-0,0727		
$a_4$ $-v_2$	0,2391	0,1087	0,0633	0,0427	0,0311		
$a_5$ $v_2$	0,3779	0,1176	0,0508	0,0270	0,0163		
$\lambda$	6,3180	6,2731	6,2683	6,2865	6,3186		[ 5 3/2 1/2 ]
$\bar{n}_3$	2,5343	1,8728	1,5803	1,4037	1,2949		
E	4,7840	4,7564	4,7635	4,7880	4,8215		
$a_0$ $-v_2$	0,4786	0,1534	0,1508	0,1486	0,1443		
$a_1$ $v_2$	-0,3897	-0,7218	-0,8015	-0,8519	-0,8852		
$a_2$ $-v_2$	-0,2755	-0,3992	-0,3750	-0,3431	-0,3124		
$a_3$ $v_2$	0,4780	0,4108	0,3581	0,3146	0,2792		
$a_4$ $-v_2$	0,1681	0,3317	0,2417	0,1769	0,1330		
$a_5$ $v_2$	-0,5352	-0,1317	-0,0878	-0,0634	-0,0478		

$\lambda$	6,3080	6,1447	5,9842	5,8628	5,7711	[5 5/2 I/2]
$\bar{n}_q$	2,6562	3,4389	3,0726	2,7101	2,4772	
E	4,7790	4,6530	4,5468	4,4781	4,4295	
$a_0^{-1/2}$	0,3896	0,3588	0,2891	0,2518	0,2230	
$a_1^{1/2}$	0,4787	0,0096	-0,0685	-0,1077	-0,1276	
$a_2^{-1/2}$	0,3384	0,3849	0,5541	0,6769	0,7579	
$a_3^{1/2}$	-0,0984	0,3881	0,4535	0,4591	0,4374	
$a_4^{-1/2}$	-0,5523	-0,4138	-0,3977	-0,3610	-0,3213	
$a_5^{1/2}$	-0,4356	-0,6334	-0,4907	-0,3545	-0,2549	
$\lambda$	5,6780	5,5591	5,4190	5,2697	5,1181	[5 7/2 I/2]
$\bar{n}_q$	2,6987	2,9870	3,1290	3,1798	3,1796	
E	4,4640	4,3715	4,2614	4,1464	4,0328	
$a_0^{-1/2}$	0,3382	0,1956	0,1183	0,0867	0,0696	
$a_1^{1/2}$	-0,5517	-0,5572	-0,4766	-0,4070	-0,3560	
$a_2^{-1/2}$	0,2934	0,1804	0,1262	0,1388	0,1604	
$a_3^{1/2}$	0,1132	-0,2520	-0,4740	-0,5893	-0,6688	
$a_4^{-1/2}$	-0,4776	-0,5961	-0,6289	-0,6062	-0,5637	
$a_5^{1/2}$	0,5042	0,4471	0,3504	0,3044	0,2788	
$\lambda$	5,6599	5,5312	5,3521	5,1320	4,8888	[5 9/2 I/2]
$\bar{n}_q$	2,7169	3,2044	3,6913	4,0132	4,1589	
E	4,4550	4,3522	4,1998	4,0150	3,8202	
$a_0^{-1/2}$	0,1608	0,1835	0,1462	0,1023	0,0725	
$a_1^{1/2}$	0,3296	0,0584	-0,0689	-0,0915	-0,0882	
$a_2^{-1/2}$	0,5580	0,5870	0,5463	0,4765	0,4150	
$a_3^{1/2}$	0,5371	0,4719	0,2825	0,1316	0,0285	
$a_4^{-1/2}$	0,4563	0,3670	0,3575	0,4302	0,5152	
$a_5^{1/2}$	0,2396	0,5109	0,6839	0,7428	0,7406	
$\lambda$	4,6701	4,5507	4,4047	4,2328	4,0359	[5 II/2 I/2]
$\bar{n}_q$	2,7273	2,9941	3,2572	3,5135	3,7572	
E	3,9600	3,8672	3,7478	3,6029	3,4339	
$a_0^{-1/2}$	0,1471	0,1115	-0,0834	0,0616	-0,0451	
$a_1^{1/2}$	-0,3604	-0,3004	0,2455	-0,1972	0,1561	
$a_2^{-1/2}$	0,5096	0,4674	-0,4172	0,3629	-0,3085	
$a_3^{1/2}$	-0,5885	-0,5960	0,5868	-0,5626	0,5266	
$a_4^{-1/2}$	0,4161	0,4656	-0,5060	0,5328	-0,5430	
$a_5^{1/2}$	-0,2632	-0,3268	0,3979	-0,4746	0,5533	

Таблица I б

Одночастичные собственные значения  $\lambda(nj\lambda)$ , средние значения  $\bar{n}_j(nj\lambda)$ , эффективные энергии индивидуальных частиц  $E(nj\lambda)$  и одно-частичные собственные волновые функции в виде ряда коэффициентов  $a_{n_j\sigma}(nj\lambda)$  при различных деформациях  $\epsilon$  для  $N = 5, 6$  нейтронной системы.  
(Для простоты у каждой из величин  $\lambda(nj\lambda), \bar{n}_j(nj\lambda), E(nj\lambda), a_{n_j\sigma}(nj\lambda)$  индекс  $(nj\lambda)$  сокращены и перемещены в последний столбец).

$\lambda$	5,0500	5,2167	5,3833	5,5500	5,7166	[5 II/2 II/2]
$\bar{n}_j$	0	0	0	0	0	
$E$	4,1500	4,2750	4,4000	4,5250	4,6500	
$a_{0\ 1/2}$	I	I	I	I	I	
$\lambda$	5,9300	6,0885	6,2483	6,4093	6,5711	[5 9/2 9/2]
$\bar{n}_j$	0,0909	0,0746	0,0619	0,0521	0,0443	
$E$	4,5900	4,7091	4,8293	4,9507	5,0728	
$a_{0\ 1/2}$	+0,9536	+0,9623	+0,9686	+0,9738	+0,9776	
$a_{1\ 1/2}$	0,3015	0,2731	0,2488	0,2282	0,2106	
$\lambda$	5,0500	5,1249	5,1983	5,2707	5,3421	[5 II/2 9/2]
$\bar{n}_j$	0,9094	0,9260	0,9382	0,9483	0,9557	
$E$	4,1500	4,2060	4,2606	4,3142	4,3672	
$a_{0\ 1/2}$	-0,3015	-0,2731	-0,2488	-0,2282	-0,2106	
$a_{1\ 1/2}$	0,9536	0,9623	0,9686	0,9738	0,9776	
$\lambda$	5,9300	6,0107	6,1592	6,3173	6,4778	[5 9/2 7/2]
$\bar{n}_j$	1,1416	0,3656	0,1074	0,0702	0,0523	
$E$	4,5900	4,6629	4,7826	4,9034	5,0253	
$a_{0\ 1/2}$	0,1418	0,7978	0,9499	0,9703	0,9790	
$a_{1\ 1/2}$	0,9045	0,6013	0,2968	0,2165	0,1760	
$a_{2\ 1/2}$	0,4021	0,0451	-0,0984	-0,1080	-0,1033	
$\lambda$	5,8400	5,9608	6,0209	6,0766	6,1334	[5 7/2 7/2]
$\bar{n}_j$	0,2220	0,9128	1,1112	1,1052	1,0910	
$E$	4,5450	4,6242	4,6632	4,7054	4,7493	
$a_{0\ 1/2}$	0,9429	0,5498	0,2337	0,1641	0,1332	
$a_{1\ 1/2}$	0,0003	-0,6947	-0,8830	-0,9170	-0,9346	
$a_{2\ 1/2}$	-0,3332	-0,4638	-0,4071	-0,3635	-0,3298	
$\lambda$	5,0500	5,0485	5,0398	5,0261	5,0087	[5 II/2 7/2]
$\bar{n}_j$	1,6364	1,7216	1,7814	1,8246	1,8566	
$E$	4,1500	4,1479	4,1392	4,1262	4,1104	
$a_{0\ 1/2}$	0,3015	0,2475	0,2077	0,1777	0,1546	
$a_{1\ 1/2}$	-0,4264	-0,3948	-0,3637	-0,3350	-0,3091	
$a_{2\ 1/2}$	0,8528	0,8848	0,9080	0,9253	0,9384	
$\lambda$	6,4000	6,5347	6,6819	6,8354	6,9922	[5 5/2 5/2]
$\bar{n}_j$	0,4286	0,2400	0,1566	0,1124	0,0857	
$E$	4,8250	4,9280	5,0414	5,1593	5,2792	
$a_{0\ 1/2}$	0,8729	0,9219	0,9454	0,9589	0,9676	
$a_{1\ 1/2}$	0,3086	0,2811	0,2541	0,2306	0,2107	
$a_{2\ 1/2}$	-0,3086	-0,2281	-0,1806	-0,1500	-0,1286	
$a_{3\ 1/2}$	-0,2182	-0,1378	-0,0944	-0,0688	-0,0524	
$\lambda$	5,9300	5,9135	5,9406	5,9868	6,0396	[5 9/2 5/2]
$\bar{n}_j$	1,9293	1,6105	1,2608	1,1640	1,1167	
$E$	4,5900	4,5832	4,6156	4,6561	4,6998	
$a_{0\ 1/2}$	0,2842	0,0131	0,1412	0,1674	0,1684	
$a_{1\ 1/2}$	0,3015	0,6365	-0,8437	-0,8966	-0,9227	
$a_{2\ 1/2}$	0,8040	0,7607	-0,5058	-0,3793	-0,3086	
$a_{3\ 1/2}$	0,4264	0,1265	0,1116	0,1551	0,1578	

$\lambda$	5,8400	5,8495	5,8188	5,7753	5,7308	[5 7/2 5/2]
$\bar{n}_j$	1,4604	1,7850	2,0779	2,1132	2,1081	
E	4,5450	4,5468	4,5138	4,4792	4,4463	
$a_0 - 1/2$	0,3564	0,3636	0,2751	0,2145	0,1770	
$a_1 - 1/2$	-0,7559	-0,5816	-0,3060	-0,2157	-0,1775	
$a_2 - 1/2$	-0,1260	0,3767	0,7126	0,8097	0,8572	
$a_3 - 1/2$	0,5346	0,6226	0,5683	0,5018	0,4498	
$\lambda$	5,0500	4,9890	4,9119	4,8225	4,7240	[5 11/2 5/2]
$\bar{n}_j$	2,1818	2,3644	2,5048	2,6104	2,6894	
E	4,1500	4,1011	4,0390	3,9655	3,8847	
$a_0 - 1/2$	0,1741	0,1329	0,1023	0,0799 <sup>a</sup>	0,0632	
$a_1 - 1/2$	-0,4924	-0,4215	-0,3606	-0,3103	-0,2695	
$a_2 - 1/2$	0,4924	0,4767	0,4514	0,4219	0,3916	
$a_3 - 1/2$	-0,6963	-0,7599	-0,8098	-0,8482	-0,8775	
$\lambda$	6,4000	6,4929	6,6371	6,7893	6,9456	[5 5/2 3/2]
$\bar{n}_j$	1,9142	0,2942	0,1743	0,1205	0,0895	
E	4,8250	4,9058	5,0182	5,1356	5,2555	
$a_0 - 1/2$	0,2761	0,8970	0,9386	0,9571	0,9678	
$a_1 - 1/2$	0,6900	0,3566	0,2737	0,2303	0,2003	
$a_2 - 1/2$	0,2390	-0,1945	-0,1824	-0,1611	-0,1430	
$a_3 - 1/2$	-0,4880	-0,1739	-0,1012	-0,0684	-0,0497	
$a_4 - 1/2$	-0,3903	0,0118	0,0230	0,0196	0,0159	
$\lambda$	6,3500	6,3586	6,3691	6,3995	6,4410	[5 3/2 3/2]
$\bar{n}_j$	0,8001	1,7010	1,4426	1,2970	1,2134	
E	4,8000	4,8034	4,8208	4,8525	4,8908	
$a_0 - 1/2$	0,8281	0,2473	0,1850	0,1616	0,1462	
$a_1 - 1/2$	0	-0,7139	-0,8180	-0,8700	-0,9014	
$a_2 - 1/2$	-0,4781	-0,4525	-0,4068	-0,3672	-0,3320	
$a_3 - 1/2$	0,0001	0,3405	0,2869	0,2410	0,2071	
$a_4 - 1/2$	0,2928	0,3294	0,2212	0,1550	0,1137	
$\lambda$	5,9299	5,8409	5,7611	5,6994	5,6470	[5 9/2 3/2]
$\bar{n}_j$	2,4546	2,5727	2,3548	2,2278	2,1597	
E	4,5900	4,5228	4,4711	4,4326	4,3992	
$a_0 - 1/2$	0,1314	0,1901	0,2289	0,2127	0,1889	
$a_1 - 1/2$	0,4607	0,1858	-0,0682	-0,1639	-0,1932	
$a_2 - 1/2$	0,4558	0,5425	0,6935	0,7781	0,8305	
$a_3 - 1/2$	0,6512	0,7685	0,6780	0,5477	0,4540	
$a_4 - 1/2$	0,3723	0,2107	-0,0476	-0,1502	-0,1765	
$\lambda$	5,8400	5,7630	5,6495	5,5124	5,3688	[5 7/2 3/2]
$\bar{n}_j$	2,2857	2,6082	2,9612	3,0867	3,1104	
E	4,5450	4,4830	4,3850	4,2747	4,1650	
$a_0 - 1/2$	0,4364	0,2869	0,1555	0,0919	0,0625	
$a_1 - 1/2$	-0,4363	-0,4986	-0,4478	-0,3627	-0,3007	
$a_2 - 1/2$	0,3781	0,3972	0,2777	0,2144	0,1902	
$a_3 - 1/2$	0,3088	-0,0350	-0,4318	-0,6268	-0,7282	
$a_4 - 1/2$	-0,6171	-0,7142	-0,7154	-0,6489	-0,5824	

$\lambda$	5,0500	4,9480	4,8197	4,6693	4,5009	[5 II/2 3/2]	
$\bar{N}_0$	2,5454	2,8240	3,0671	3,2680	3,4269		
E	4,1500	4,0701	3,9648	3,8396	3,6994		
$a_0$ 1/2	0,1741	0,1255	0,0903	0,0654	-0,0481		
$a_1$ -1/2	-0,3482	-0,2831	-0,2255	-0,1777	0,1400		
$a_2$ 1/2	0,6030	0,5526	0,4932	0,4334	-0,3787		
$a_3$ -1/2	-0,4924	-0,5118	-0,5112	-0,4943	0,4671		
$a_4$ 1/2	0,4924	0,5804	0,6607	0,7293	-0,7852		
$\lambda$	6,5899	6,6761	6,8136	6,7630	7,1175		[5 I/2 I/2]
$\bar{N}_0$	1,6664	0,4048	0,2141	0,1419	0,1036		
E	4,9200	4,9946	5,1044	5,2209	5,3401		
$a_0$ -1/2	0,6762	0,8890	0,9325	0,9523	0,9638		
$a_1$ 1/2	0,2759	0,2931	0,2603	0,2316	0,2081		
$a_2$ -1/2	-0,3904	-0,2742	-0,2141	-0,1781	-0,1534		
$a_3$ 1/2	-0,3380	-0,1854	-0,1173	-0,0820	-0,0609		
$a_4$ -1/2	0,2391	0,0781	0,0420	0,0275	0,0197		
$a_5$ 1/2	0,3779	0,0905	0,0356	0,0180	0,0104		
$\lambda$	6,4000	6,3376	6,3414	6,3673	6,4096	[5 5/2 I/2]	
$\bar{N}_0$	2,6570	1,8292	1,4795	1,3134	1,2208		
E	4,8250	4,7897	4,8050	4,8361	4,8744		
$a_0$ -1/2	0,3903	0,1120	0,1547	0,1580	0,1533		
$a_1$ 1/2	0,4782	-0,7204	-0,8136	-0,8656	-0,8983		
$a_2$ -1/2	0,3380	-0,4900	-0,4263	-0,3732	-0,3292		
$a_3$ 1/2	-0,0978	0,2889	0,2770	0,2462	0,2188		
$a_4$ -1/2	-0,5521	0,3804	0,2339	0,1572	0,1120		
$a_5$ 1/2	-0,4363	0,0112	-0,0321	-0,0306	-0,0252		
$\lambda$	6,3500	6,2087	6,0691	5,9718	5,8990		[5 3/2 I/2]
$\bar{N}_0$	2,5337	3,2900	2,8224	2,4910	2,3184		
E	4,8000	4,6888	4,6018	4,5491	4,5093		
$a_0$ -1/2	0,4781	0,3563	0,2764	0,2322	0,1996		
$a_1$ 1/2	-0,3904	-0,1647	-0,1610	-0,1715	-0,1744		
$a_2$ -1/2	-0,2759	0,3489	0,5930	0,7214	0,7956		
$a_3$ 1/2	0,4781	0,4972	0,5144	0,4896	0,4471		
$a_4$ -1/2	0,1688	-0,3272	-0,3283	-0,2853	-0,2483		
$a_5$ 1/2	-0,5346	-0,6082	-0,4167	-0,2743	-0,1874		
$\lambda$	5,9300	5,7986	5,6327	5,4688	5,3132	[5 9/2 I/2]	
$\bar{N}_0$	2,7170	3,2178	3,3529	3,2594	3,1896		
E	4,5900	4,4855	4,3570	4,2399	4,1293		
$a_0$ -1/2	0,1612	0,0548	0,0325	0,0593	0,0564		
$a_1$ 1/2	0,3291	0,2875	-0,3283	-0,3293	-0,2995		
$a_2$ -1/2	0,5582	0,3992	-0,1215	0,0769	0,1589		
$a_3$ 1/2	0,5372	0,5279	-0,5505	0,6272	-0,7045		
$a_4$ -1/2	0,4559	0,6335	-0,7485	0,6963	-0,6060		
$a_5$ 1/2	0,2401	0,2740	-0,1143	0,0632	0,1353		
$\lambda$	5,8400	5,7121	5,5328	5,3059	5,0584		[5 7/2 I/2]
$\bar{N}_0$	2,6986	3,1914	3,7328	4,0825	4,1738		
E	4,5450	4,4429	4,2881	4,0968	3,9035		
$a_0$ -1/2	0,3380	0,2379	0,1547	0,0921	0,0589		
$a_1$ 1/2	-0,5520	-0,4521	-0,2990	-0,1808	-0,1242		
$a_2$ -1/2	0,2928	0,4437	0,5050	0,4479	0,3805		
$a_3$ 1/2	0,1127	-0,0519	-0,1106	-0,1286	-0,1564		
$a_4$ -1/2	-0,4781	-0,3345	0,0170	0,3308	0,5137		
$a_5$ 1/2	0,5040	0,6538	0,7868	0,7951	0,7402		

$\lambda$	5,0500	4,9270	4,7702	4,5812	4,3623	[5 II/2 I/2]
$\bar{\pi}_2$	2,2723	3,0668	3,3983	3,7118	3,9938	
E	4,1500	4,0535	3,9235	3,7622	3,5734	
$a_0^{-1/2}$	0,1471	0,1031	0,0708	-0,0477	0,0318	
$a_1^{1/2}$	-0,3604	-0,2844	-0,2175	0,1622	-0,1189	
$a_2^{-1/2}$	0,5096	0,4547	0,3886	-0,3196	0,2549	
$a_3^{1/2}$	-0,5885	-0,5946	-0,5741	0,5321	-0,4772	
$a_4^{-1/2}$	0,4161	0,4784	0,5245	-0,5466	0,5424	
$a_5^{1/2}$	-0,2632	-0,3452	-0,4381	0,5360	-0,6308	
$\lambda$	5,6340	5,8340	6,0340	6,2340	6,4340	[6 I3/2 I3/2]
$\bar{\pi}_2$	0	0	0	0	0	
E	4,6920	4,8420	4,9920	5,1420	5,2920	
$a_0^{1/2}$	I	I	I	I	I	
$\lambda$	6,6740	6,8669	7,0610	7,2558	7,4514	[6 II/2 II/2]
$\bar{\pi}_2$	0,0769	0,0647	0,0552	0,0474	0,0411	
E	5,2120	5,3568	5,5027	5,6493	5,7967	
$a_0^{-1/2}$	+0,9608	+0,9672	+0,9719	+0,9760	+0,9792	
$a_1^{1/2}$	0,2774	0,2544	0,2350	0,2177	0,2028	
$\lambda$	5,6340	5,7411	5,8470	5,9522	6,0566	[6 I3/2 II/2]
$\bar{\pi}_2$	0,9231	0,9355	0,9446	0,9526	0,9588	
E	4,6920	4,7722	4,8513	4,9296	5,0074	
$a_0^{-1/2}$	-0,2774	-0,2544	-0,2350	-0,2177	-0,2028	
$a_1^{1/2}$	0,9608	0,9672	0,9719	0,9760	0,9792	
$\lambda$	6,6740	6,7691	6,9172	7,1041	7,2970	[6 II/2 9/2]
$\bar{\pi}_2$	1,1260	0,8999	0,2118	0,0876	0,0577	
E	5,2120	5,2871	5,4230	5,5705	5,7177	
$a_0^{1/2}$	0,1180	0,4050	0,8880	0,9588	0,9750	
$a_1^{-1/2}$	0,9199	0,8787	0,4594	0,2719	0,2028	
$a_2^{1/2}$	0,3741	0,2529	-0,0198	-0,0826	-0,0911	
$\lambda$	6,5200	6,6977	6,8280	6,9236	7,0162	[6 9/2 9/2]
$\bar{\pi}_2$	0,1817	0,3409	0,9815	1,0710	1,0745	
E	5,1350	5,2653	5,3399	5,4065	5,4757	
$a_0^{1/2}$	0,9535	0,8846	0,4156	0,2275	0,1644	
$a_1^{-1/2}$	0,0002	-0,3066	-0,8203	-0,9086	-0,9335	
$a_2^{1/2}$	-0,3014	-0,3513	-0,3928	-0,3503	-0,3186	
$\lambda$	5,6340	5,6612	5,6828	5,7003	5,7148	[6 I3/2 9/2]
$\bar{\pi}_2$	1,6923	1,7592	1,8066	1,8414	1,8678	
E	4,6920	4,7116	4,7261	4,7370	4,7456	
$a_0^{1/2}$	0,2773	0,2312	0,1967	0,1703	0,1496	
$a_1^{-1/2}$	-0,3922	-0,3660	-0,3406	-0,3170	-0,2956	
$a_2^{1/2}$	0,8771	0,9014	0,9194	0,9330	0,9435	

$\lambda$	7,2400	7,4139	7,5968	7,7846	7,9752	[6 7/2 7/2]
$\bar{\mu}_0$	0,3333	0,2054	0,1420	0,1058	0,0828	
E	5,4950	5,6268	5,7663	5,9094	6,0543	
$a_0 -1/2$	0,8989	0,9326	0,9506	0,9615	0,9689	
$a_1 1/2$	0,2843	0,2624	0,2411	0,2221	0,2054	
$a_2 -1/2$	-0,2842	-0,2176	-0,1761	-0,1482	-0,1282	
$a_3 1/2$	-0,1740	-0,1179	-0,0852	-0,0645	-0,0506	
$\lambda$	6,6740	6,6795	6,7130	6,7831	6,8667	[6 11/2 7/2]
$\bar{\mu}_0$	1,9650	1,8698	1,4386	1,2073	1,1305	
E	5,2120	5,2180	5,2596	5,3260	5,3953	
$a_0 -1/2$	0,2644	0,1145	0,0635	0,1392	0,1557	
$a_1 1/2$	0,2509	0,4258	-0,7442	-0,8745	-0,9161	
$a_2 -1/2$	0,8362	0,8534	-0,6645	-0,4527	-0,3440	
$a_3 1/2$	0,4096	0,2781	-0,0236	-0,1042	0,1351	
$\lambda$	6,5200	6,5790	6,6141	6,6176	6,6119	[6 9/2 7/2]
$\bar{\mu}_0$	1,3940	1,4687	1,8509	2,0340	2,0697	
E	5,1350	5,1778	5,1895	5,1813	5,1740	
$a_0 -1/2$	0,3178	0,3229	0,2906	0,2259	0,1833	
$a_1 1/2$	-0,8040	-0,7710	-0,5216	-0,3130	-0,2253	
$a_2 -1/2$	-0,1004	0,1715	0,5928	0,7855	0,8532	
$a_3 1/2$	0,4924	0,5213	0,5403	0,4837	0,4332	
$\lambda$	5,6340	5,5955	5,5440	5,4828	5,4141	[6 13/2 7/2]
$\bar{\mu}_0$	2,3077	2,4561	2,5684	2,6530	2,7170	
E	4,6920	4,6613	4,6186	4,5674	4,5104	
$a_0 -1/2$	0,1448	0,1130	0,0896	0,0712	0,0578	
$a_1 1/2$	-0,4580	-0,3941	-0,3404	-0,2964	-0,2605	
$a_2 -1/2$	0,4580	0,4416	0,4195	0,3951	0,3706	
$a_3 1/2$	-0,7480	-0,7981	-0,8368	-0,8666	-0,8897	
$\lambda$	7,2400	7,3350	7,5087	7,6936	7,8829	[6 7/2 5/2]
$\bar{\mu}_0$	1,7619	0,4082	0,1853	0,1243	0,0920	
E	5,4950	5,5823	5,7201	5,8625	6,0073	
$a_0 1/2$	0,2148	0,8377	0,9295	0,9537	0,9660	
$a_1 -1/2$	0,7521	0,4888	0,3149	0,2496	0,2112	
$a_2 1/2$	0,2687	-0,1003	-0,1565	-0,1506	-0,1387	
$a_3 -1/2$	-0,4065	-0,2184	-0,1105	-0,0721	-0,0518	
$a_4 1/2$	-0,3223	-0,0387	0,0120	0,0162	0,0148	
$\lambda$	7,1420	7,2412	7,2995	7,3677	7,4441	[6 5/2 5/2]
$\bar{\mu}_0$	0,5713	1,4240	1,3696	1,2712	1,2051	
E	5,4460	5,5100	5,5563	5,6135	5,6765	
$a_0 1/2$	0,8729	0,4260	0,2413	0,1875	0,1601	
$a_1 -1/2$	0,0001	-0,6698	-0,8181	-0,8712	0,9014	
$a_2 1/2$	-0,4364	-0,4562	-0,3948	-0,3559	-0,3245	
$a_3 -1/2$	0,0000	0,2962	0,2790	0,2411	0,2101	
$a_4 1/2$	0,2182	0,2720	0,1969	0,1455	0,1113	



$\lambda$	6,6740	6,6061	6,5416	6,5012	6,4777	[6 II/2 5/2]
$\bar{n}_2$	2,5945	2,7148	2,5313	2,2988	2,1843	
E	5,2120	5,1602	5,1192	5,1032	5,0954	
$a_0$ $v_2$	0,0965	0,1282	0,1797	0,1954	0,1835	
$a_1$ $-v_2$	0,4346	0,2509	0,0386	-0,1096	-0,1685	
$a_2$ $v_2$	0,3862	0,4454	0,6144	0,7542	0,8241	
$a_3$ $-v_2$	0,7096	0,7961	0,7616	0,6123	0,4873	
$a_4$ $v_2$	0,3863	0,2973	0,0932	-0,0781	-0,1459	
$\lambda$	6,5200	6,4829	6,4263	6,3425	6,2432	[6 9/2 5/2]
$\bar{n}_2$	2,3030	2,4456	2,7079	2,9409	3,0292	
E	5,1350	5,1053	5,0528	4,9757	4,8937	
$a_0$ $v_2$	0,4020	0,2985	0,1986	0,1172	0,0743	
$a_1$ $-v_2$	-0,4020	-0,4399	-0,4399	-0,3782	-0,3144	
$a_2$ $v_2$	0,5026	0,5555	0,4732	0,3333	0,2504	
$a_3$ $-v_2$	0,2463	0,0185	-0,3255	-0,5942	-0,7258	
$a_4$ $v_2$	-0,6030	-0,6391	-0,6612	-0,6158	-0,5534	
$\lambda$	5,6341	5,5449	5,4339	5,3050	5,1621	[6 13/2 5/2]
$\bar{n}_2$	2,7692	3,0074	3,2059	3,3649	3,4893	
E	4,6920	4,6223	4,5316	4,4251	4,3071	
$a_0$ $v_2$	0,1448	0,1058	-0,0779	0,0580	-0,0440	
$a_1$ $-v_2$	-0,2897	-0,2365	0,1911	-0,1941	0,1248	
$a_2$ $v_2$	0,5794	0,5242	-0,4670	0,4133	-0,3656	
$a_3$ $-v_2$	-0,4730	-0,4800	0,4733	-0,4569	0,4347	
$a_4$ $v_2$	0,5794	0,6540	-0,7178	0,7703	-0,8123	
$\lambda$	7,5420	7,6815	7,8532	8,0354	8,2227	[6 3/2 3/2]
$\bar{n}_2$	0,9998	0,3757	0,2160	0,1475	0,1097	
E	5,6460	5,7564	5,8908	6,0316	6,1754	
$a_0$ $-v_2$	0,7807	0,8973	0,9336	0,9516	0,9625	
$a_1$ $v_2$	0,2760	0,2732	0,2497	0,2272	0,2078	
$a_2$ $-v_2$	-0,3903	-0,2806	-0,2217	-0,1852	-0,1600	
$a_3$ $v_2$	-0,2760	-0,1689	-0,1148	-0,0839	-0,0643	
$a_4$ $-v_2$	0,1951	0,0832	0,0474	0,0314	0,0227	
$a_5$ $v_2$	0,2182	0,0779	0,0369	0,0206	0,0128	
$\lambda$	7,2400	7,2016	7,2362	7,2969	7,3698	[6 7/2 3/2]
$\bar{n}_2$	2,7144	1,9085	1,4847	1,3202	1,2294	
E	5,4950	5,4781	5,5189	5,5744	5,6370	
$a_0$ $-v_2$	0,3721	0,0160	0,1246	0,1462	0,1493	
$a_1$ $v_2$	0,3948	-0,6886	-0,8105	-0,8635	-0,8956	
$a_2$ $-v_2$	0,4653	-0,5703	-0,4616	-0,3895	-0,3377	
$a_3$ $v_2$	0,0657	0,1626	0,2377	0,2337	0,2176	
$a_4$ $-v_2$	-0,5583	0,4058	0,2406	0,1611	0,1157	
$a_5$ $v_2$	-0,4161	0,0957	-0,0115	-0,0266	-0,0264	
$\lambda$	7,1420	7,0931	7,0228	6,9698	6,9322	6 5/2 3/2
$\bar{n}_2$	2,2859	2,7210	2,6253	2,4426	2,3184	
E	5,4460	5,4035	5,3551	5,3267	5,3093	
$a_0$ $-v_2$	0,3904	0,3842	0,2991	0,2459	0,2096	
$a_1$ $v_2$	-0,5520	-0,3602	-0,2376	-0,2036	-0,1869	
$a_2$ $-v_2$	-0,1951	0,3270	0,5976	0,7197	0,7907	
$a_3$ $v_2$	0,5521	0,5584	0,5105	0,4715	0,4330	
$a_4$ $-v_2$	0,0975	-0,2783	-0,3304	-0,3011	-0,2673	
$a_5$ $v_2$	-0,4365	-0,4758	-0,3567	-0,2590	-0,1921	

$\frac{\lambda}{\bar{m}_0}$	6,6740	6,5528	6,4079	6,2668	6,1393	[6 11/2 3/2]
$\bar{m}_0$	3,0139	3,3766	3,4682	3,3408	3,2196	
E	5,2120	5,1170	5,0055	4,9078	4,8227	
$a_0 -1/2$	0,1366	0,0540	0,0075	0,0414	0,0492	
$a_1 1/2$	0,2414	0,2304	-0,2678	-0,2983	-0,2924	
$a_2 -1/2$	0,5462	0,3974	-0,1920	0,0052	0,1206	
$a_3 1/2$	0,4828	0,4750	-0,5234	-0,6207	-0,7053	
$a_4 -1/2$	0,5462	0,6866	-0,7656	-0,7239	-0,6227	
$a_5 1/2$	0,3053	0,2983	-0,1767	0,0001	0,1110	
$\frac{\lambda}{\bar{m}_0}$	6,5200	6,4126	6,2754	6,1080	5,9177	[6 9/2 3/2]
$\bar{m}_0$	2,9091	3,2257	3,5232	3,8115	3,9719	
E	5,1350	5,0507	4,9365	4,7931	4,6367	
$a_0 -1/2$	0,2632	0,1959	0,1430	0,0975	0,0654	
$a_1 1/2$	-0,5583	-0,4599	-0,3453	-0,2304	-0,1524	
$a_2 -1/2$	0,3290	0,4349	0,4921	0,4757	0,4173	
$a_3 1/2$	-0,0930	-0,2358	-0,2916	-0,2646	-0,2278	
$a_4 -1/2$	-0,3948	-0,2403	0,0297	0,3310	0,5363	
$a_5 1/2$	0,5885	0,6690	0,7295	0,7290	0,6774	
$\frac{\lambda}{\bar{m}_0}$	5,6340	5,5104	5,3564	5,1750	4,9702	[6 13/2 3/2]
$\bar{m}_0$	3,0769	3,3924	3,6825	3,9374	4,1511	
E	4,6920	4,5954	4,4691	4,3172	4,1450	
$a_0 -1/2$	0,1080	-0,0760	-0,0529	-0,0367	0,0255	
$a_1 1/2$	-0,3054	0,2383	0,1826	0,1385	-0,1049	
$a_2 -1/2$	0,4318	-0,3768	-0,3189	-0,2638	0,2154	
$a_3 1/2$	-0,6107	0,5932	0,5574	0,5106	-0,4600	
$a_4 -1/2$	0,4318	-0,4710	-0,4936	-0,4988	-0,4892	
$a_5 1/2$	-0,3862	0,4710	0,5548	0,6327	-0,7008	
$\frac{\lambda}{\bar{m}_0}$	7,5419	7,6533	7,8235	8,0050	8,1919	[6 3/2 1/2]
$\bar{m}_0$	3,0009	0,4012	0,2257	0,1526	0,1123	
E	5,6460	5,7416	5,8755	6,0161	6,1597	
$a_0 1/2$	0,3901	0,8857	0,9290	0,9495	0,9616	
$a_1 -1/2$	0,4781	0,3153	0,2682	0,2353	0,1200	
$a_2 1/2$	0,0002	-0,2579	-0,2153	-0,1845	-0,1619	
$a_3 -1/2$	-0,4781	-0,1940	-0,1229	-0,0867	-0,0649	
$a_4 1/2$	-0,2392	0,0642	0,0445	0,0321	0,0244	
$a_5 -1/2$	0,3780	0,0888	0,0392	0,0212	0,0129	
$a_6 1/2$	0,4366	0,0015	-0,0034	-0,0027	-0,0019	
$\frac{\lambda}{\bar{m}_0}$	7,5000	7,4276	7,4437	7,4960	7,5641	[6 1/2 1/2]
$\bar{m}_0$	1,9990	2,1893	1,6011	1,3805	1,2682	
E	5,6250	5,5841	5,6168	5,6695	5,7302	
$a_0 1/2$	0,6762	0,1867	0,1709	0,1613	0,1521	
$a_1 -1/2$	0,0001	-0,6640	-0,7935	-0,8530	-0,8881	
$a_2 1/2$	-0,4781	-0,4150	-0,3975	-0,3628	-0,3291	
$a_3 -1/2$	-0,0002	0,3748	0,3227	0,2783	0,2444	
$a_4 1/2$	0,4140	0,3634	0,2496	0,1782	0,1330	
$a_5 -1/2$	0,0002	-0,1496	-0,0833	-0,0551	-0,0400	
$a_6 1/2$	-0,3778	-0,2389	-0,0994	-0,0500	-0,0287	

$\lambda$	7,2400	7,0946	6,9920	6,9293	6,8874	[6 7/2 I/2]
$\bar{m}_2$	3,1906	3,3460	2,7780	2,5038	2,3484	
E	5,4950	5,3886	5,3321	5,3019	5,2839	
$a_0$ 1/2	0,2498	0,2789	0,2711	0,2371	0,2081	
$a_1$ -1/2	0,5096	0,1265	-0,0862	-0,1447	-0,1653	
$a_2$ 1/2	0,4119	0,4943	0,6271	0,7225	0,7871	
$a_3$ -1/2	0,0849	0,4811	0,5307	0,4925	0,4455	
$a_4$ 1/2	-0,2718	-0,2204	-0,2861	-0,2841	-0,2663	
$a_5$ -1/2	-0,5373	-0,5816	-0,4027	-0,2773	-0,1987	
$a_6$ 1/2	-0,3722	-0,2086	-0,0119	0,0252	0,0298	
$\lambda$	7,1420	6,9856	6,7739	6,5865	6,4309	[6 5/2 I/2]
$\bar{m}_2$	3,1428	3,9982	4,0583	3,6942	3,4406	
E	5,4460	5,3178	5,1590	5,0412	4,9464	
$a_0$ 1/2	0,4781	0,2423	0,1211	0,0838	0,0649	
$a_1$ -1/2	-0,3904	-0,4795	-0,4209	-0,4209	-0,3271	
$a_2$ 1/2	0	0,1114	0,1068	0,1351	0,1583	
$a_3$ -1/2	0,3903	0,0762	-0,3034	-0,5174	-0,6462	
$a_4$ 1/2	-0,2928	-0,4603	-0,5284	-0,5531	-0,5336	
$a_5$ -1/2	-0,3086	0,0975	0,2962	0,3023	0,2772	
$a_6$ 1/2	0,5345	0,6869	0,5812	0,4157	0,2910	
$\lambda$	6,6740	6,5239	6,3226	6,0928	5,8648	[6 II/2 I/2]
$\bar{m}_2$	3,2236	3,7729	4,2152	4,3210	4,2343	
E	5,2120	5,0926	4,9255	4,7473	4,5840	
$a_0$ 1/2	0,1000	0,0663	0,0582	0,0593	0,0526	
$a_1$ -1/2	0,2856	0,1673	0,0524	-0,0422	-0,0809	
$a_2$ 1/2	0,4241	0,3487	0,3236	0,3537	0,3639	
$a_3$ -1/2	0,5713	0,5142	0,3695	0,1498	-0,0301	
$a_4$ 1/2	0,4896	0,5127	0,4927	0,5047	0,5716	
$a_5$ -1/2	0,3613	0,5054	0,6609	0,7562	0,7283	
$a_6$ 1/2	0,1788	0,2516	0,2704	0,1435	-0,0133	
$\lambda$	6,5200	6,3742	6,1805	5,9388	5,6551	[6 9/2 I/2]
$\bar{m}_2$	3,2122	3,7008	4,1742	4,6549	4,9778	
E	5,1350	5,0196	4,8565	4,6453	4,4048	
$a_0$ 1/2	0,2791	0,1853	0,1171	0,0673	0,0369	
$a_1$ -1/2	-0,4558	-0,3805	-0,2975	-0,2138	-0,1429	
$a_2$ 1/2	0,4606	0,4800	0,4281	0,3223	0,2226	
$a_3$ -1/2	-0,0760	-0,2564	-0,3980	-0,4685	-0,4506	
$a_4$ 1/2	-0,3039	-0,1490	0,0006	0,0876	0,1304	
$a_5$ -1/2	0,4805	0,4538	0,3042	0,0156	-0,2654	
$a_6$ 1/2	-0,4161	-0,5446	-0,6808	-0,7865	-0,7988	
$\lambda$	5,6340	5,4928	5,3159	5,1037	4,8580	[6 13/2 I/2]
$\bar{m}_2$	3,2308	3,5915	3,9476	4,2932	4,6184	
E	4,6920	4,5816	4,4356	4,2549	4,0422	
$a_0$ 1/2	0,1079	0,0742	-0,0500	0,0331	-0,0216	
$a_1$ -1/2	-0,2644	-0,2024	-0,1503	-0,1086	0,0766	
$a_2$ 1/2	0,4580	0,3906	-0,3209	0,2550	-0,1971	
$a_3$ -1/2	-0,5289	-0,5044	0,4606	-0,4036	0,3407	
$a_4$ 1/2	0,5289	0,5641	-0,5762	0,5641	-0,5314	
$a_5$ -1/2	-0,3345	-0,4008	0,4607	-0,5061	0,5301	
$a_6$ 1/2	0,1931	0,2601	-0,3400	0,4300	-0,5247	

Таблица П.

Вычисленные значения  $Q_{m,l}(\varepsilon)$  в зависимости от деформации

			$\varepsilon$			
$m$	$j$	$l$	0,1	0,2	0,3	0,4
4	9/2	1/2	3,9067	5,2319	6,6408	8,1337
4	9/2	3/2	3,0208	4,0439	5,0713	6,1235
4	9/2	5/2	1,3636	2,0426	2,7273	3,4403
4	9/2	7/2	-0,9350	-0,5255	-0,0946	0,3675
4	9/2	9/2	-3,7620	-3,5170	-3,2600	-2,9880
4	7/2	1/2	4,5546	6,4318	7,6464	8,5212
4	7/2	3/2	2,8574	3,5788	4,1319	4,6862
4	7/2	5/2	-0,0038	0,2907	0,6125	0,9853
4	7/2	7/2	-3,4837	-3,2787	-3,0535	-2,8058
4	5/2	1/2	3,6489	4,0203	4,3746	4,8242
4	5/2	3/2	0,4488	0,5346	0,7562	1,0715
4	5/2	5/2	-3,3271	-3,1950	-3,0026	-2,7743
4	3/2	1/2	2,8238	1,8537	1,5200	1,5635
4	3/2	3/2	-2,7385	-2,8449	-2,7695	-2,6038
4	1/2	1/2	-2,6816	-2,8232	-2,7587	-2,5981
5	11/2	1/2	4,5720	6,0704	7,6893	9,4417
5	11/2	3/2	3,8675	5,1408	6,4548	7,8211
5	11/2	5/2	2,5101	3,4716	4,4442	5,4525
5	11/2	7/2	0,5764	1,2404	1,9217	2,6415
5	11/2	9/2	-1,8592	-1,4298	-0,9730	-0,4826
5	11/2	11/2	-4,7284	-4,4501	-4,1591	-3,8530
5	9/2	1/2	5,2252	7,4725	9,3745	10,8631

Таблица III

Равновесные деформации и электрические квадрупольные моменты сильно деформированных ядер

Ядро	A	$\epsilon_0$	Конфигурация нечётного ядра	$Q_0$ экс. (барн)	$A^{-1/2} Q_0$ экс. (барн)	$A^{-1/2} Q_0$ теор. (барн)	$A^{-1/2} Q_0$ и (барн)
62 Sm	I52	0,298		5,86	I,10	I,36	I,31
63 Eu	I53	0,294	4 7/2 5/2	6,94	I,29	I,35	I,31
64 Gd	I54	0,290		5,88	I,10	I,35	I,31
	I55	0,290	5 9/2 3/2	6,50	I,21	I,35	I,32
	I56	0,304		6,79	I,26	I,40	I,37
	I57	0,304	5 9/2 3/2	6,60	I,22	I,40	I,37
	I58	0,305		7,41	I,37	I,40	I,40
65 Tb	I59	0,300	4 5/2 3/2	7,41	I,37	I,34	I,40
66 Dy	I60	0,297		6,72	I,24	I,39	I,42
	I61	0,290	6 13/2 5/2	7,3	I,34	I,36	I,37
	I62	0,297		7,19	I,32	I,39	I,41
	I63	0,271	5 7/2 5/2	7,3	I,34	I,29	I,27
	I64	0,271		7,55	I,38	I,29	I,28
67 Ho	I65	0,270	5 11/2 7/2	7,56	I,38	I,31	I,29
68 Er	I64	0,286		7,14	I,30	I,39	I,40
	I66	0,269		7,56	I,37	I,33	I,31
	I67	0,271	6 13/2 7/2	7,8	I,42	I,33	I,32
	I68	0,272		7,60	I,38	I,34	I,33
	I70	0,290		7,42	I,34	I,40	I,44
69 Tm	I69	0,270	4 3/2 1/2	7,52	I,36	I,35	I,35
70 Yb	I72	0,272		7,48	I,34	I,37	I,39
	I73	0,266	5 9/2 5/2	7,8	I,40	I,35	I,35

В первом столбце даны ядра, во 2-ом, 3-ем, 4-ом, 5-ом и 6-ом - соответственно массовые числа A, теоретические значения  $\epsilon_0$  равновесных деформаций, конфигурации нечетных ядер и экспериментальные значения  $Q_0$  экс. электрических квадрупольных моментов и величины  $A^{-1/2} Q_0$  экс. В 7-ом столбце приведены теоретические результаты  $A^{-1/2} Q_0$  теор. ( $Q_0$  теор. - теоретические значения электрических квадрупольных моментов). В последнем столбце даны величины  $A^{-1/2} Q_0$  и ( $Q_0$  и - значение электрического квадрупольного момента по формуле  $Q_0$  и =  $\frac{1}{2} R_0^2 Z L_0 (1 + \frac{1}{2})$ ).

Таблица IV

Значения параметра развязывания

Ядро	Конфигурация	Энергия (кэВ)	$\epsilon_0$	$a_{\text{экс.}}$	$a_{\text{мло.}}$	$a$	
						$\xi = 0,2$	$\xi = 0,3$
$^{169}_{190}\text{Tm}$	4 3/2 I/2	0	0,30	-0,77	-1,00	-1,0960	-0,9956
$^{169}_{182}\text{Tm}$	4 3/2 I/2	0	0,30	-0,86	-1,00	-1,0960	-0,9956
$^{165}_{97}\text{Er}$	5 3/2 I/2	243	0,30	I	0,93	0,807I	0,9288
$^{171}_{101}\text{Yb}$	5 3/2 I/2	0	0,27	0,85	0,89	0,807I	0,9288
$^{181}_{101}\text{W}$	5 5/2 I/2	515	0,20	0,17	0,11	0,1111	-0,0933
$^{181}_{100}\text{W}$	5 5/2 I/2	0	0,20	0,19	0,11	0,1111	-0,0933

Во 2-ом столбце даны конфигурации ядер, в 3-ем столбце - энергии соответствующих состояний, в 4-ом столбце - значения равновесных деформаций. В 5-ом, 6-ом столбце, соответственно, даны экспериментальные и вычисленные значения параметра развязывания. В последних двух столбцах приведены вычисленные значения параметра развязывания при различных деформациях.

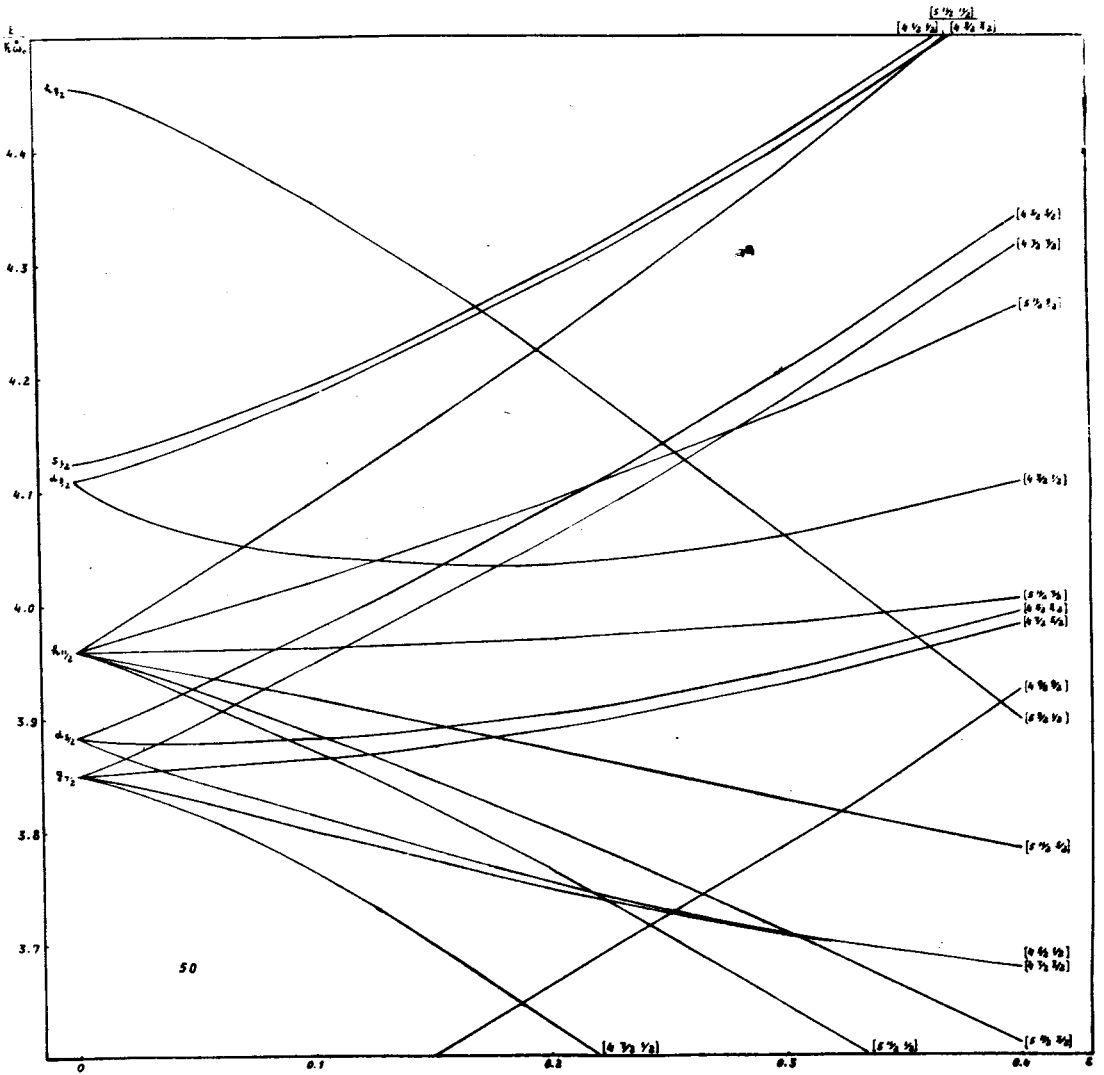


Рис. 1. Схема эффективных индивидуальных уровней частиц протонной системы ( $50 < Z < 82$ ). Уровни характеризуются набором квантовых чисел  $[n j l]$ .

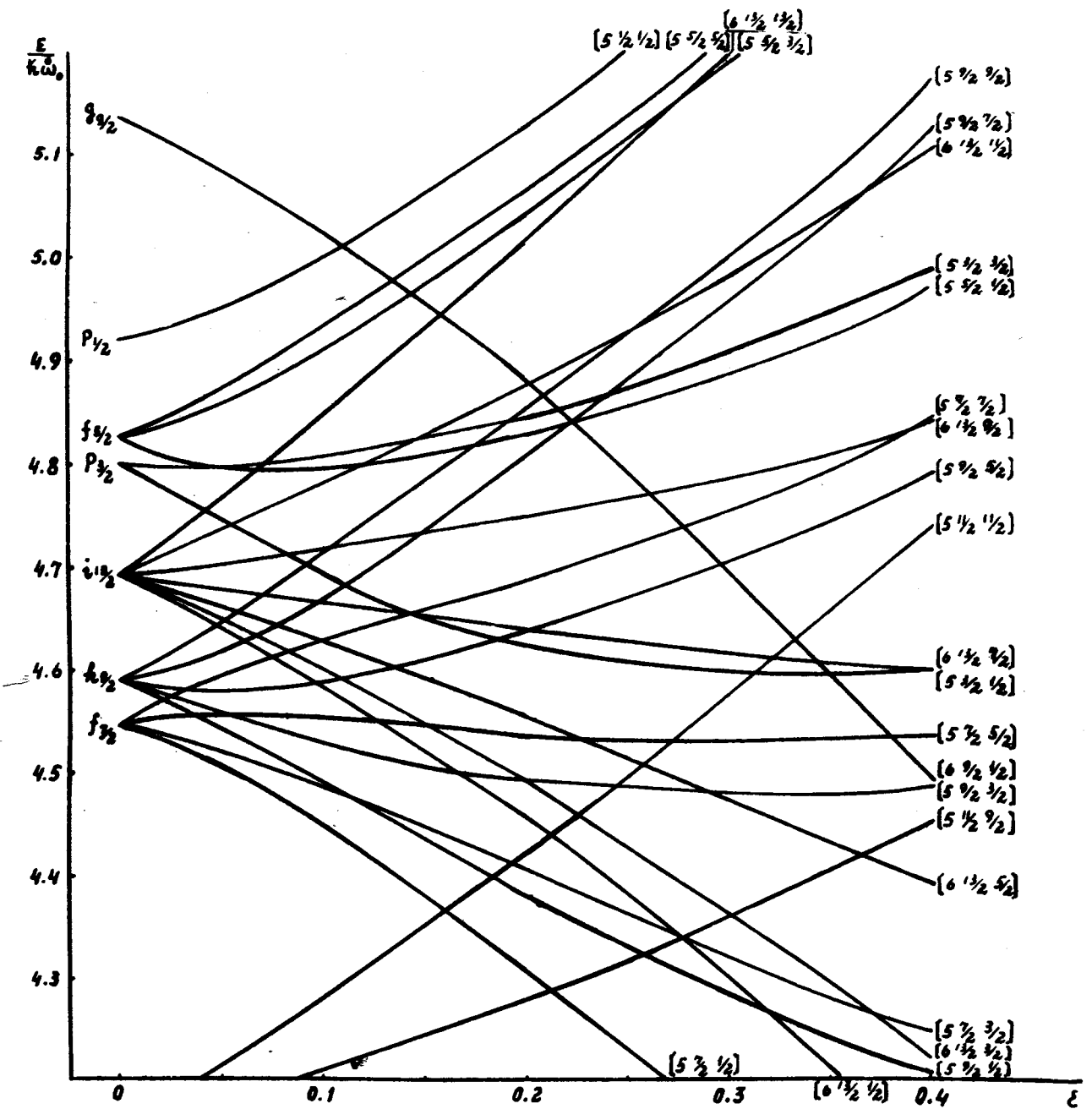


Рис. 2. Схема эффективных индивидуальных уровней частиц нейтронной системы ( $82 < n < 126$ ). Уровни характеризуются набором квантовых чисел  $\{n j l\}$ .



Л и т е р а т у р а

1. S.G. Nilsson. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 29, (1955). N 16.  
 B. Mottelson and S.G. Nilsson. Phys.Rev. 99, (1955). 1615.  
 K. Gottfried. Phys.Rev. 103 (1956) 1017.  
 A.J. Rassey. Phys.Rev. 109, (1958) 994.
- B. Mottelson and S.G. Nilsson. Kgl. Danske Videnskab Selskab.  
 Mat.-fys. Skrifter. 1 (1959). N. 8.  
 R.H. Lemmer. Phys.Rev. 117, (1960) 1551.  
 R.H. Lemmer and A.E.S. Green. Phys.Rev. 119 (1960) 1043.
2. A. Bohr. Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk. 26 (1952) 14.  
 S.A.Moszkowski. Handbuch der Physik. 39 (1957).
3. P.M. Morse and H. Feshbach. Methods of theoretical physics. P.P. 784-787.
4. V. Ramsak, M.C. Olesen and B. Elbek. Nucl.Phys. 6 (1958) 451.  
 B. Elbek, K.O. Nielsen and M.C. Olesen. Phys.Rev. 108 (1957) 406.  
 B. Elbek, M.C. Olesen and O. Stilbreid. Nucl.Phys. 10 (1959) 294.  
 M.C. Olesen and B. Elebek. Nucl.Phys. 15 (1960) 134.  
 B. Elebek, M.C. Olesen and O. Stilbreid. Nucl.Phys. 19 (1960) 523.
5. Б.С. Дзелепов и Л.К. Гекер. Препринт ОИЯИ, Р-288 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел  
 2 марта 1961 года.