

3451

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3451



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
В ПРИБЛИЖЕНИИ КОНЕЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА
С РАЗМЫТЫМ КРАЕМ

1967.

P4 - 3451

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин

**ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
В ПРИБЛИЖЕНИИ КОНЕЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА
С РАЗМЫТЫМ КРАЕМ**

Направлено в Изв. АН СССР

§ 1. В в е д е н и е

Современные теории, в которых ядро рассматривается как система многих тел, опираются на два основных, одинаково важных элемента. Во-первых, производится выбор одночастичного спектра и соответствующих волновых функций в качестве базиса. Во-вторых, вводятся коррелятивные силы между квазичастицами.

Естественно, что точность анализа свойства ядер зависит от того, насколько удовлетворительно произведен такой выбор.

Здесь мы предпримем попытку уточнить одночастичный базис для сильнодеформированных аксиальных ядер. Необходимость такого уточнения обусловлена следующими обстоятельствами.

Долгое время в качестве среднего ядерного поля, определяющего одночастичные уровни деформированных ядер, использовался осцилляторный потенциал. В работах Нильссона^{/1/} была дана сравнительно простая схема уровней и волновые функции, очень удобные для приложений. Роль этой схемы для ядерной спектроскопии общеизвестна.

Однако осцилляторный потенциал нельзя считать удовлетворительным. Исследования, проведенные в рамках модели оболочек сферических ядер и теории прямых ядерных реакций, показали, что реалистическим является потенциал Саксона-Вудса, то есть конечный потенциал с размытым краем:

$$V_{N,Z}(r) = \frac{-V_0^{N,Z}}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)} \quad (1)$$

Дополнительно вводится спин-орбитальное взаимодействие:

$$V_{\text{н.о.}}(r) = \kappa \frac{1}{r} \frac{dV^{N,Z}}{dr} \left(\vec{l} \vec{s} \right). \quad (2)$$

Параметры, определяющие этот потенциал, оказались весьма стабильными для сферических ядер в широком диапазоне значений массового числа A (от ≈ 20 до ≈ 200):

$$\begin{aligned} R_0 &= r_0 A^{1/3}; \quad r_0 = 1,24 \phi; \quad a = 0,63 \phi; \\ V_0^{N,Z} &= V_{\text{ср.}} \left[1 \pm 0,63 \frac{N-Z}{A} \right]; \quad V_{\text{ср.}} = 53 \text{ МэВ}; \\ \kappa &= 0,263 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

(данные П.Э. Немировского и В.А. Чепурнова). Результаты заметно улучшаются, если для состояний с большими угловыми моментами использовать значение константы спин-орбитального взаимодействия на ≈ 10 - 15% большее, чем в (3).

Впервые задачу о нахождении одночастичного спектра в деформированном конечном потенциале с размытым краем решали П.Э. Немировский и В.А. Чепурнов^{/2/}. Они использовали метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений и получили спектр нейтронных уровней для ядер редкоземельной области. Однако исключительная сложность расчетов и необходимость большого времени на ЭВМ не позволили им получить вполне удовлетворительный порядок заполнения уровней. П.Э. Немировский и В.А. Чепурнов показали, что асимптотические квантовые числа Λ и Σ реализуются с не меньшей определенностью, чем в схеме Нильссона.

В предыдущих работах^{/3,4,5,6/} нами был предложен иной, хотя и приближенный, но более эффективный метод исследования одночастичных спектров деформированных ядер. Детальное сравнение обоих методов^{/6/} показало, что они приводят к практически эквивалентным результатам для уровней, расположенных вблизи границы Ферми и играющих главную роль для спектроскопических расчетов. Однако наш метод позволяет получить волновые функции в аналитическом виде и производить расчеты более чем в 100 раз быстрее.

§ 2. Метод решения уравнения Шредингера

Будем исходить из естественного предположения о том, что средний радиус деформированного аксиального ядра зависит от параметра деформации и угла θ относительно оси симметрии:

$$R = R_0 (1 + \beta Y_{20}(\theta)),$$

где R_0 - радиус равновеликого сферического ядра.

Тогда для ядерного потенциала можно написать:

$$V_{\text{яд}}(\beta, r; \theta) = -V_0 \{ 1 + \exp[(r - R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta))) / a] \}^{-1} \quad (4)$$

(в дальнейшем для простоты мы будем опускать индексы "N" и "Z"). Для спин-орбитального взаимодействия следует воспользоваться инвариантной записью:

$$V_{\text{я.о.}} = -\kappa [\vec{p} \vec{\sigma}] \text{grad } V, \quad (5)$$

(эта формула совпадает при $\beta \rightarrow 0$ с формулой (2)).

Обозначая через $V(\beta, r, \theta)$ сумму ядерного и кулоновского потенциалов, а также спин-орбитального взаимодействия, совершим в уравнении Шредингера тождественное преобразование:

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\beta, r, \theta) + V(\beta=0, r) - V(\beta=0, r) - E \right] \Psi = \\ & = \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\beta=0, r) + \tilde{V}(\beta, \vec{r}) - E \right] \Psi = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\tilde{V}(\beta, r) = V(\beta, \vec{r}) - V(\beta=0, r) \quad (7)$$

добавка, описывающая отклонение взаимодействия от сферически симметричного.

Для решения задачи удобно провести разложение $\tilde{V}(\beta, \vec{r})$ в ряд по сферическим функциям. Для ядерной части потенциала $\tilde{V}_{\text{яд}}(\beta, \vec{r})$ представим это разложение в виде:

$$\bar{V}_{\text{яд.}}(\beta, \vec{r}) = \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi). \quad (8)$$

Функции $C_{\lambda}^{\mu}(\beta, r)$ можно найти численно. (Применяемое в этих целях разложение в ряд Тейлора непригодно для больших деформаций).

Нетрудно убедиться, что выражение $\bar{V}(\beta, \vec{r})$ инвариантно по отношению к преобразованию $\theta \rightarrow \pi - \theta$; $\phi \rightarrow \pi + \phi$. Поэтому функции $C_{\lambda}^{\mu}(\beta, r)$ обладают свойствами:

$$C_{\lambda}^{\mu} = C_{\lambda}^{-\mu} \quad \text{и} \quad \lambda, \mu - \text{четные.}$$

В рассматриваемом случае аксиально-симметричного ядра $\mu = 0$.

На рис. 1 даны функции $C_{\lambda=0,2,4,6}^0(\beta, r)$ при $\beta = 0,32$ и $A = 143$. Максимальный вклад в разложение $\bar{V}_{\text{яд.}}$ при такой деформации дает компонента с $\lambda = 2$. Заметной величины достигает и функция $C_{\lambda=4}^0(\beta, r)$. Однако она знакопеременна. Функции с $\lambda = 0$ и $\lambda = 6$ значительно меньше. Таким образом, вклад в разложение потенциала $\bar{V}_{\text{яд.}}$ компонент с $\lambda > 2$ резко уменьшается с увеличением λ . Жирные кривые на рис. 1 описывают поведение исходной функции $V_{\text{яд.}}(\beta, r, \theta)$ при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$. Частичная сумма $\sum_{\lambda=0}^6 C_{\lambda}^0(\beta, r) Y_{\lambda 0}(\theta)$ с высокой точностью ($\approx 1\%$) соответствует функции $\bar{V}_{\text{яд.}}$ во всей области, где она заметно отличается от нуля.

Перейдем к той части $\bar{V}(\beta, \vec{r})$, которая описывает искажение кулоновского потенциала, вызванное деформацией ядра. При наличии аксиальной симметрии кулоновский потенциал можно записать в виде:

$$V_{\text{кул.}}(\beta, \vec{r}) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0} \int \frac{n(\beta, r', \theta')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' \quad (9)$$

$n(\beta, r', \theta')$ - плотность распределения заряда в ядре. Полагая, что n - функция фермиевского типа:

$$n(\beta, r', \theta') = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r' - R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta'))}{a} \right] \right\}^{-1} \quad (10)$$

и вновь выделяя сферически-симметричную часть.

$$n(\beta, r', \theta') = n(\beta=0, r') + \bar{n}(\beta, r', \theta'), \quad (11)$$

в полной аналогии с (8) разлагаем $\bar{n}(\beta, r', \theta')$ в ряд по сферическим функциям:

$$\bar{n}(\beta, r', \theta') = \sum_{\lambda=0} \bar{C}_{\lambda}^0(\beta, r') Y_{\lambda 0}(\theta'). \quad (12)$$

Легко видеть, что функции $\bar{C}_{\lambda}^0(\beta, r)$ отличаются от функций $C_{\lambda}^0(\beta, r)$ лишь численным коэффициентом.

Используя формулы:

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \begin{cases} \frac{1}{r} \sum_{k=0} \left(\frac{r'}{r}\right)^k P_k(\cos \theta) & r' < r \\ \frac{1}{r'} \sum_{k=0} \left(\frac{r}{r'}\right)^k P_k(\cos \theta) & r' > r \end{cases} \quad (13)$$

и

$$P_k(\cos \theta) = \frac{4\pi}{2k+1} \sum_{\nu} Y_{k\nu}^*(\theta', \phi') Y_{k\nu}(\theta, \phi) \quad (14)$$

для

$$V_{\text{кул.}}(\beta, r, \theta) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{\bar{n}(\beta, r', \theta')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}',$$

получаем:

$$V_{\text{кул.}}(\beta, r, \theta) = \sum_{\lambda=0} D_{\lambda}^0(\beta, r) Y_{\lambda 0}(\theta, \phi), \quad (15)$$

где

$$D_{\lambda}^0(\beta, r) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R} \left(\frac{4\pi}{2\lambda+1}\right) \left[\int_0^r C_{\lambda}^0(\beta, r') \frac{r'^2}{r} \left(\frac{r'}{r}\right)^{\lambda} dr' + \right. \\ \left. + \int_r^{\infty} \bar{C}_{\lambda}^0(\beta, r') r' \left(\frac{r}{r'}\right)^{\lambda} dr' \right]. \quad (16)$$

функции $D_{\lambda}^0(\beta=0,92; r)$ при $\lambda=2,4$ даны на рис. 2. Видно, что $D_{\lambda=2}^0$ более чем в 10 раз превышает $D_{\lambda=4}^0$, что обусловлено малостью функции $C_{\lambda=4}^0$ и ее знакопеременным характером.

Наконец, спин-орбитальную добавку $\bar{V}_{\text{с.о.}}$ в потенциал \bar{V} можно пред-
ставить в виде /5.77/:

$$\vec{V}_{\text{в.о.}} = W_1 + W_2 + W_3, \quad (17)$$

причем:

$$W_1 = -\frac{\kappa}{r} \frac{\partial C_{\lambda=2}^0}{\partial r} P_2(\cos \theta) \left[p_\theta \sigma_\phi - \frac{1}{\sin \theta} p_\phi \sigma_\theta \right]$$

$$W_2 = -\frac{\kappa}{r^2 \sin \theta} C_{\lambda=2}^0 \frac{\partial P_2(\cos \theta)}{\partial \theta} p_\phi \sigma_r$$

$$W_3 = -\frac{-\kappa}{r} C_{\lambda=2}^0 \frac{\partial P_2(\cos \theta)}{\partial \theta} p_r \sigma_\phi \quad (18)$$

и

$$\sigma_r = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{-i\phi} \\ \sin \theta e^{i\phi} & -\cos \theta \end{pmatrix}; \quad \sigma_\theta = \begin{pmatrix} -\sin \theta & \cos \theta e^{-i\phi} \\ \cos \theta e^{i\phi} & \sin \theta \end{pmatrix}$$

$$\sigma_\phi = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\phi} \\ ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}$$

$$p_r = -i\hbar \frac{\partial}{\partial r}; \quad p_\theta = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \theta}; \quad p_\phi = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \phi}$$

В формулах (18) мы ограничиваемся компонентой с $\lambda = 2$ в разложении потенциала, так как она дает подавляющий вклад.

Будем искать решение уравнения (6) в виде суперпозиции:

$$\Psi = \sum_{n\ell j m} a_{n\ell j}^m \psi_{n\ell j}^m \quad (19)$$

Функции $\psi_{n\ell j}^m$ являются собственными функциями уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\beta=0, r) - \right]$$

причем

$$\psi_{n\ell j}^m = R_{n\ell j}(r) Y_{\ell j}^m$$

Радиальную часть волновой функции аппроксимировать формулой:

$$R_{n\ell j}(r) = \frac{N}{r} H_n$$

$H_n(x)$ — полином Эрмита.

Зависимость $S(r)$ была исследована

Поскольку потенциал является

(19) входят члены с r^{-l} , одинаково

Подставляя выражение (19) в

чаем:

$$(\epsilon_{n\ell j} - E) a_{n\ell j}^m + \sum_{n'\ell'j'} a_{n'\ell'j'}^m$$

Решая систему уравнений (23), мож

коэффициенты $a_{n\ell j}^m$ в суперпозиции (19)

того, воспользоваться аппроксимаци

деформированного ядра можно пред

§ 3. Системы одночаст

ядер редкозем

В предыдущих работах /4,5,6/

чета системы уровней необходимо

члены $\vec{V}_{\text{кул}}$ и $\vec{V}_{\text{в.о.}}$. Кроме то

мание и нижние квазистационарные

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\beta=0, r) - \epsilon_{nl_j} \right] \psi_{nl_j}^m = 0, \quad (20)$$

причем

$$\psi_{nl_j}^m = R_{nl_j}(r) Y_{l_j}^m, \quad Y_{l_j}^m - \text{шаровой спинор.} \quad (21)$$

Радиальную часть волновой функции (21) можно с очень высокой точностью аппроксимировать формулой:

$$R_{nl_j}(r) = \frac{N}{r} N_n[S(r)] \exp[-S^2(r)/2] \quad (22)$$

$N_n(x)$ - полином Эрмита.

Зависимость $S(r)$ была исследована ранее^{/3/}.

Поскольку потенциал является аксиально-симметричным, то в разложение (19) входят члены с l , одинаковыми по четности.

Подставляя выражение (19) в (6), умножая на $(\psi_{nl_j}^m)^*$ и интегрируя, получаем:

$$(\epsilon_{nl_j} - E) a_{nl_j}^m + \sum_{n'l_j'} a_{n'l_j'}^m \langle \psi_{nl_j}^m | V | \psi_{n'l_j'}^m \rangle = 0. \quad (23)$$

Решая систему уравнений (23), можно определить значения энергии E и коэффициенты $a_{nl_j}^m$ в суперпозиции (19), то есть волновые функции. Если, кроме того, воспользоваться аппроксимацией (22), то одночастичные волновые функции деформированного ядра можно представить в аналитическом виде.

§ 3. Системы одночастичных уровней деформированных ядер редкоземельной группы элементов

В предыдущих работах^{/4,5,6/} нами было показано, что для корректного расчета системы уровней необходимо точнее вычислять \bar{V} яд, а также включать члены $\bar{V}_{кул}$ и $\bar{V}_{в.б.}$. Кроме того, в разложении (19) следует принять во внимание и нижние квазистационарные состояния равновеликого сферического ядра.

Поэтому расчеты в данной работе были проведены с учетом всех указанных факторов.

Были использованы значения параметров потенциала (3). При расчетах нейтронных состояний, имеющих большие компоненты с высокими угловыми моментами, константа спин-орбитального расщепления κ была увеличена на 10-15%.

Фрагменты системы уровней, расположенных в зоне $\pm 7-8$ мэв от поверхности Ферми, для разных участков редкоземельной области ядер ($A=153-157$; $A=165$; $A=181$) представлены на рис. 3, 4, 5 (протонные уровни) и рис. 6, 7, 8 (нейтронные уровни).

Параметр деформации β , который используется в данных расчетах, связан с параметром деформации Бора и Моттельсона соотношением :

$$\beta \approx 1,1 \beta_{\text{Бора}}$$

Асимптотические квантовые числа N , n_z , Λ приписаны по тем же правилам, что и в схеме Нильссона. На рис. 3-8 указаны N , n_z , Λ при $\beta > 0,30$.

Схемы описывают спины и четности основных состояний, а также первые возбужденные частичные и дырочные состояния.

Таким образом, получен важный результат: при одних и тех же значениях параметров ядерного поля удается воспроизвести одночастичные состояния как в сферических, так и в сильнодеформированных ядрах. Следовательно, концепция среднего ядерного поля находит себе дополнительное оправдание.

Разумеется, может оказаться, что для выполнения конкретных спектроскопических расчетов потребуются дальнейшее уточнение полученных схем, тем более, что они рассчитаны для средних значений параметров ядерного потенциала, которые могут слегка флюктуировать при переходе от одного конкретного ядра к другому.

§ 4. Следствия

Рассмотрим некоторые физические следствия, вытекающие из решения этой задачи.

1. Известно, что широко используемая схема Нильссона предусматривает неизменность относительного расположения уровней с изменением Λ при фик-

сированном значении деформации β . Изменяется лишь масштаб отсчета энергии $\hbar \omega_0 = A^{-1/3}$.

Однако анализ системы уровней, полученных в данной работе, показывает, что наблюдаются значительные отклонения от этого правила.

В таблице I дано относительное расстояние ΔE нескольких нейтронных уровней, расположенных вблизи границы Ферми. В качестве начала отсчета энергии выбрано состояние $1/2^- [521]$. В скобках даны значения ΔE , вычисленные на основе расчета для $A = 165$ и в предположении, что реализуется закон $A^{-1/3}$. Мы видим, что это правило плохо выполняется. Некоторые состояния (например, $5/2^- [523]$ и $5/2^+ [642]$) обмениваются местами.

Это явление обусловлено хорошо известным фактом, заключающимся в том, что энергии состояний с различными квантовыми характеристиками при изменении радиуса изменяются в разной степени $^{1/3,8/}$.

Нарушения закона $A^{-1/3}$ наблюдаются и в протонной системе уровней (см. Таблицу II).

Это явление может оказаться существенным для спектроскопии деформированных ядер.

2. Сравним некоторые матричные элементы операторов $r^\lambda Y_{\lambda\mu}$ для состояний вблизи поверхности Ферми ($A = 165$): таблицы III, IV, V. В первом столбце таблиц помещены состояния, по которым вычисляются матричные элементы, во втором и третьем — их значения в схеме Нильссона $^{1/9/}$ и полученные в данной работе.

Данные таблиц показывают, что правила отбора по асимптотическим квантовым числам для состояний в конечном потенциале с размытым краем так же как и в схеме Нильссона неплохо выполняются.

Однако по величине матричные элементы, вычисленные с новыми функциями, в целом ряде случаев существенно отличаются (иногда в несколько раз), что имеет важное значение для теории радиационных переходов и спектра коллективных состояний деформированных ядер.

3. В отличие от схемы Нильссона состояния с одинаковым m , но принадлежащие разным оболочкам, не пересекаются. Например, к числу таких состояний, как видно из рис. 9, относятся $1/2^+ [660]$ и $1/2^+ [400]$. Это отличие обусловлено тем, что суперпозиция (19) построена из более широкого набора функций ψ_{nl}^m , чем в методе Нильссона, и отвечает более точному решению.

На рис. 9 дана структура этих состояний, то есть квадраты коэффициентов смешивания для различных значений углового момента " l " в зависимости от параметра деформации β . Снизу изображено поведение этих уровней.

Мы видим, что структура состояний вблизи точки квазипересечения резко меняется, причем зона перестройки очень узка. Происходит интенсивный обмен не только главными компонентами, в данном случае компонентами с $l=0$ и $l=6$, но и примесями.

4. Прямым следствием изменения системы уровней при переходе от одной области значений A к другой, является зависимость параметра развязывания " a " от массового числа. Заметим, что если фиксировать значение β , то параметр развязывания в теории Нильссона должен быть константой, не зависящей от A .

На рис. 10 приведены примеры, иллюстрирующие это явление для уровней $[541]$, $[411]$ и $[530]$ (система протонных уровней).

Наряду со случаем (состояние $[411]$), когда параметр развязывания приблизительно постоянен, имеются и такие состояния ($[541]$, $[530]$), когда он изменяется довольно сильно.

Представляет интерес рассмотреть поведение параметров развязывания для квазипересекающихся уровней. На рис. 11 дано поведение параметров развязывания нейтронных состояний $[660]$ и $[400]$ в зависимости от β при $A=181$. Их резкая зависимость от β вблизи точки квазипересечения обусловлена перестройкой структуры состояний (см. рис. 9).

5. Сделаем замечание о влиянии зависимости спин-орбитального взаимодействия от деформации на решение ^{/5/}. Учет члена $\bar{V}_{s.o.}$ приводит к сдвигу состояний, имеющих большие компоненты с высоким значением углового момента, на $\pm(0,5-0,7)$ Мэв.

При этом сама величина основных компонент изменяется не слишком сильно. Однако вес примесей может изменяться в несколько раз. Это обстоятельство может оказаться весьма существенным при интерпретации замедленных переходов.

6. Необходимо учитывать влияние зависимости кулоновского потенциала от деформации ^{/4/}.

Различные уровни в разной степени реагируют на искажение кулоновского поля. Величина сдвигов одночастичных состояний может достигать 0,5-0,7 Мэв.

7. В отличие от осцилляторных волновые функции, полученные для конечного потенциала, имеют правильное поведение на границе и периферии ядра /3/. Это позволяет надеяться на возможность более корректного описания прямых ядерных реакций (например, стриппинга), что важно для спектроскопических исследований деформированных ядер.

§ 5. 3 а к л ю ч е н и е

Проведенное нами исследование показывает, что использование одночастичного базиса, построенного на основе реалистического потенциала, может способствовать более детальному анализу свойств деформированных ядер, так как он получен с учетом ряда физических факторов, ранее остававшихся вне поля зрения.

Объем статьи не позволяет привести здесь таблицы волновых функций.

Авторы выражают признательность В.Г. Соловьеву и Н.И. Пятову за полезные дискуссии, Н.Ю. Шириковой, внесшей улучшения в программу для ЭВМ, а также М. Гинзбургу и С. Слепневу за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. S. G. Nilsson, Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd, 29, N. 16 (1955). C. Gustafsson, I. L. Lamm, N. Nilsson, S. G. Nilsson, Report at the Intern. Symposium "Why and How . . . Lysekil, 1966, Sweden.
2. П.Э.Немировский, В.А. Чепурнов. ЯФ, 3, 998 (1966).
3. Б.Н. Калинкин, Я. Грабовский, Ф.А. Гареев. Препринт ОИЯИ, Р-2682, Дубна 1966.
Acta Phys. Polonica, vol. XXX, page 999 (1966).
4. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-2976, Дубна 1966.
5. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-3325, Дубна 1967.

6. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ Р4-3326, Дубна 1967.
7. V. A. Sherapov, P. E. Nemirovsky, Nucl. Phys., 49, 90 (1963).
8. П.Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, 1960.
9. О.Г. Гадецкий, Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 830 (1965); Н.И. Пятов, М.И. Черней. ЯФ. 4 486 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1967 г.

Таблица I

Нейтронные состояния ($\beta_{\text{н}} = 0,25$) ΔE (МэВ)

A Состояния	I57		I65	I8I	
	$(1i_{13/2})_{9/2}^+$ /624/	+ 1,75	(1,47)	+1,45	+1,80
$(1h_{9/2})_{5/2}^-$ /512/	+ 0,80	(0,66)	+0,65	+0,75	(0,63)
$(1i_{13/2})_{7/2}^+$ /633/	+0,40	(0,102)	+0,10	+0,50	(0,097)
$(3p_{3/2})_{1/2}^-$ /521/	0,00		0,00	0,00	
$(2f_{7/2})_{5/2}^-$ /523/	-0,95	(-0,82)	-0,80	-1,17	(-0,78)
$(1i_{13/2})_{5/2}^+$ /642/	-0,60	(-1,07)	-1,05	-0,42	(-1,02)
$(1h_{9/2})_{3/2}^-$ /521/	-1,25	(-1,22)	-1,20	-1,22	(-1,16)

Таблица II

Протонные состояния ($\beta_B = 0,25$) ΔE (мэВ)

A Состояния	I53		I65	I8I	
$(1g_{7/2})_{7/2}^+$ /404/	+2,33	(2,00)	+I,95	+I,75	(I,89)
$(1h_{11/2})_{9/2}^-$ /5I4/	+2,03	(I,95)	+I,90	+I,82	(I,85)
$(2d_{3/2})_{1/2}^+$ /4II/	+0,60	(0,62)	+0,60	+0,85	(0,58)
$(1h_{11/2})_{7/2}^-$ /523/	0,00	0,00		0,00	
$(2d_{5/2})_{3/2}^+$ /4II/	-0,75	(-0,69)	-0,67	-0,35	(-0,65)
$(1h_{11/2})_{5/2}^-$ /523/	-I,25	(-I,39)	-I,35	-I,20	(-I,3I)
$(1g_{7/2})_{5/2}^+$ /4I3/	-I,55	(-I,8I)	-I,77	-I,70	(-I,72)

Матричные элементы $\langle f | r Y_{lm} | i \rangle$ (в единицах $(\hbar / M \omega_0)^{1/2}$,
 $\hbar \omega_0 = 48,5 \cdot A^{-1/3}$ Мэв), нейтронные состояния, $A=165$, $\beta_{\pi} = 0,25$.

Таблица III

$\langle f $	$ i \rangle$	$\langle f r Y_{10} i \rangle_N$	$\langle f r Y_{10} i \rangle_{S.W.}$
642+	532+	-0,64	0,66
642+	523-	-0,011	-0,079
642+	512+	0,008	-0,029
642+	503-	-0,0006	-0,042
633+	503+	-0,0026	-0,022
633+	514-	-0,037	0,068
633+	523+	-0,580	0,604

		$\langle f r Y_{20} i \rangle_N$	$\langle f r Y_{20} i \rangle_{S.W.}$
624+	503+	-0,0083	0,0018
65I+	50I-	-0,025	0,049
65I+	510+	-0,0011	0,050
65I+	52I-	0,004	-0,051
65I+	54I-	-0,040	-0,030

Таблица IV

Матричные элементы $\langle f | r^2 Y_{2\mu} | i \rangle$
 (в единицах $\hbar/M\omega_0$, $\hbar\omega_0 = 48,5 \text{ A}^{-1/3} \text{ МэВ}$)
 протонные состояния $A=165$, $\beta_E = 0,25$.

$\langle f $	$ i \rangle$	$\langle f r^2 Y_{20} i \rangle_N$	$\langle f r^2 Y_{20} i \rangle_{S.W.}$
4II-	4II-	-0,122	0,312
43I-	43I-	1,76	2,00
30I-	30I-	-0,877	-0,580
54I-	54I-	2,34	1,83
550+	550+	2,16	2,23
402+	402+	-1,21	-0,942
422-	402-	-0,306	0,308
4II+	402-	0,135	-0,066
550+	54I-	0,739	-0,350
43I-	4II-	-0,520	-0,356
422-	4II+	0,139	0,090
		$\langle f r^2 Y_{22} i \rangle_N$	$\langle f r^2 Y_{22} i \rangle_{S.W.}$
402+	4II-	-0,107	0,216
404-	4II+	-0,010	0,008
4I3-	4II-	1,28	-1,08
5I4+	532+	0,435	+0,82
532+	54I-	0,406	-0,185

Таблица У

Матричные элементы $\langle f | r^3 Y_{3\mu} | i \rangle$ (в единицах $(\hbar / M \omega_0)^{3/2}$
 $\hbar \omega_0 = 48,5 \cdot A^{-1/3}$ Мэв), протонные состояния, $A=165$, $\beta_{\pi} = 0,25$.

$\langle f $	$ i \rangle$	$\langle f r^3 Y_{3\mu} i \rangle_N$	$\langle f r^3 Y_{3\mu} i \rangle_{S.W.}$
402+	532+	0,770	1,145
413-	532+	-1,020	-1,090
411-	541-	-1,81	-1,69
404-	523+	-0,550	-0,660
431-	541-	-4,64	4,45
431-	550+	-1,89	-0,738
		$\langle f r^3 Y_{3\mu} i \rangle_N$	$\langle f r^3 Y_{3\mu} i \rangle_{S.W.}$
411+	541-	0,52	-0,382
411+	550+	0,670	-0,154
402-	541-	-0,45	-0,207
431-	550+	-2,42	1,67

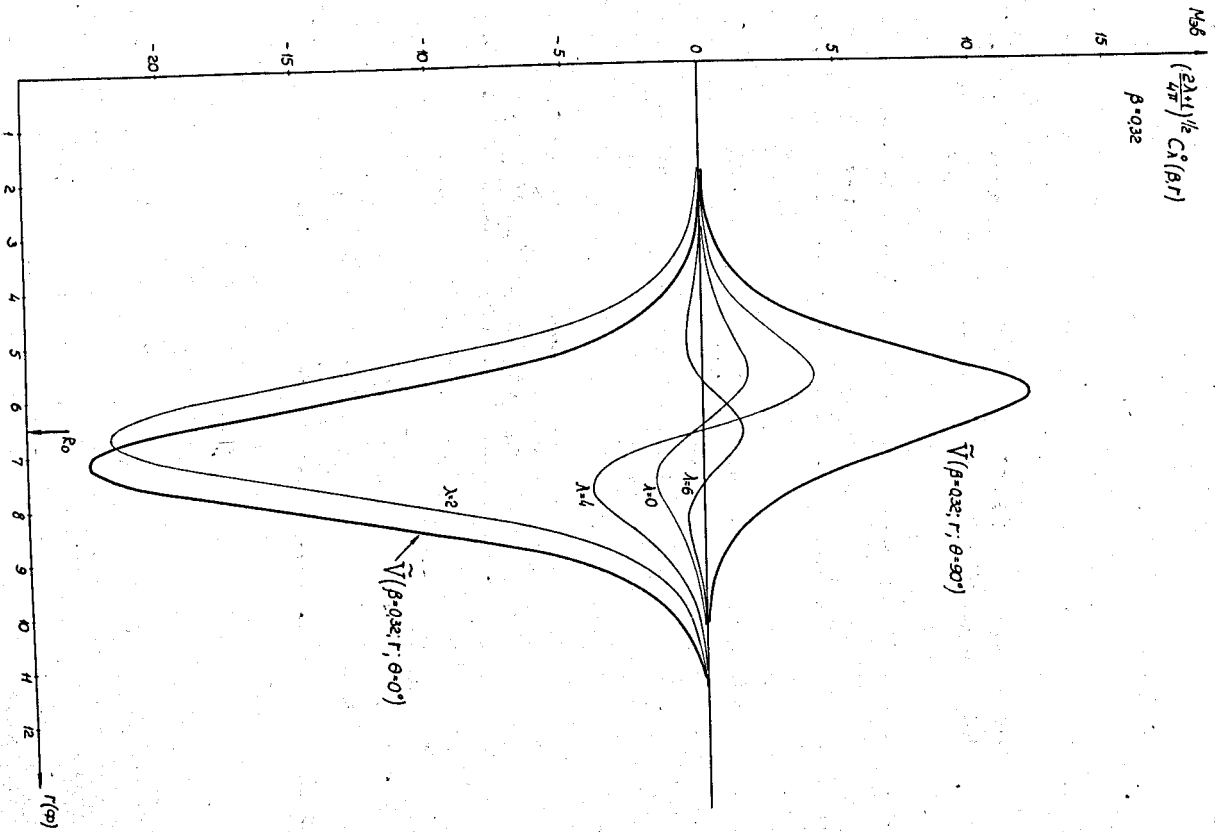


Рис. 1. Функции $(\frac{2\lambda+1}{4\pi})^{1/2} C_{\lambda}^0(\beta r)$ ($\beta = 0.32, r$), $\lambda = 1, 2, 4, 6, 8$.

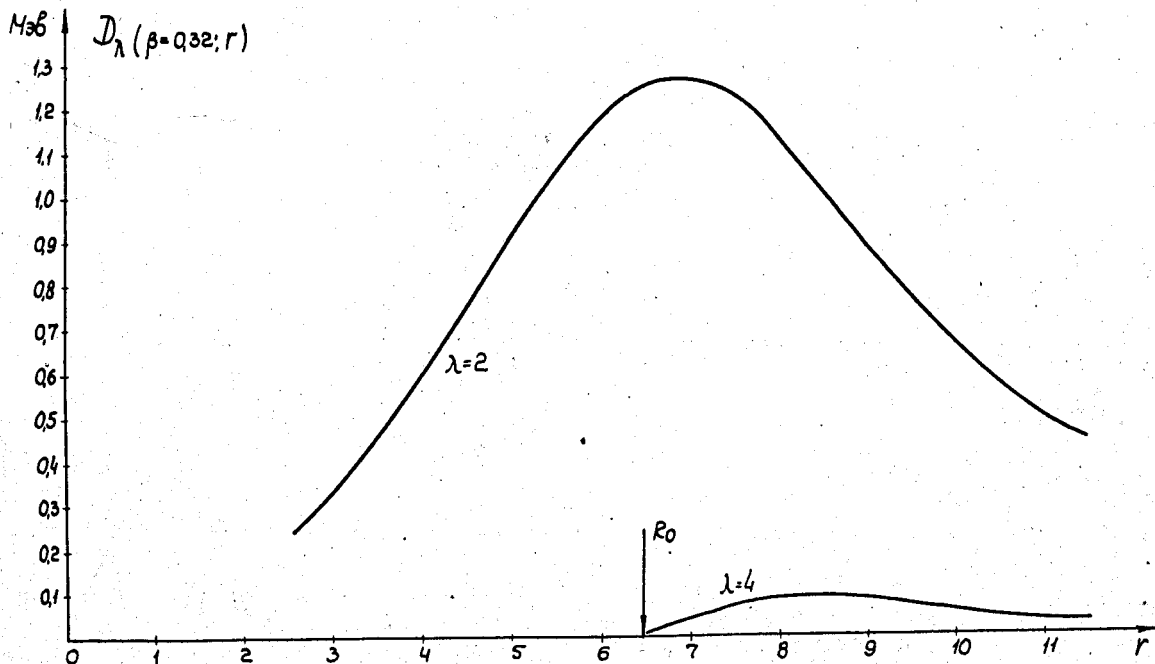


Рис. 2. Функции D_λ^0 ($\beta = 0.32, r$), $A = 143$.

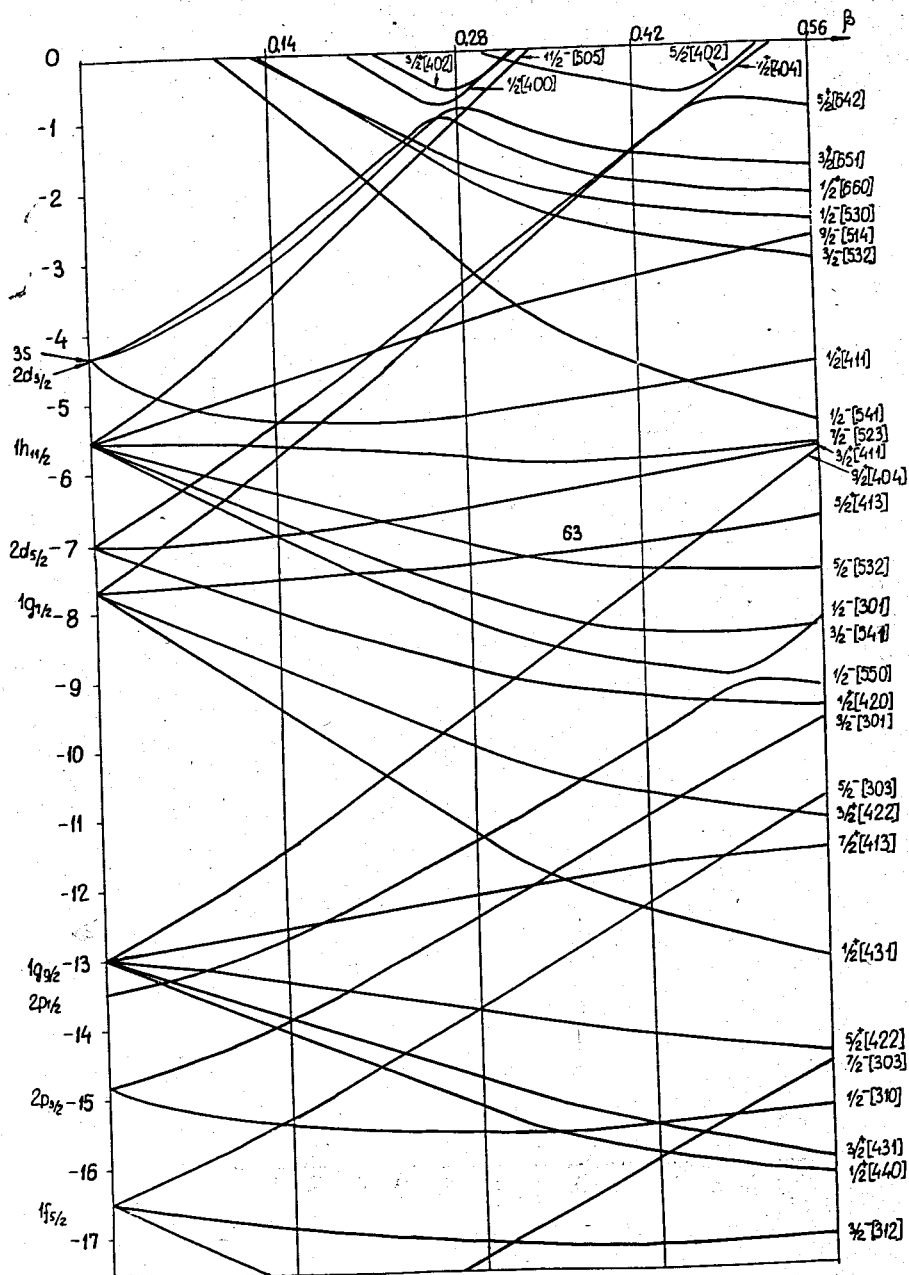


Рис. 3. Схема протонных одночастичных состояний, $A=153$.

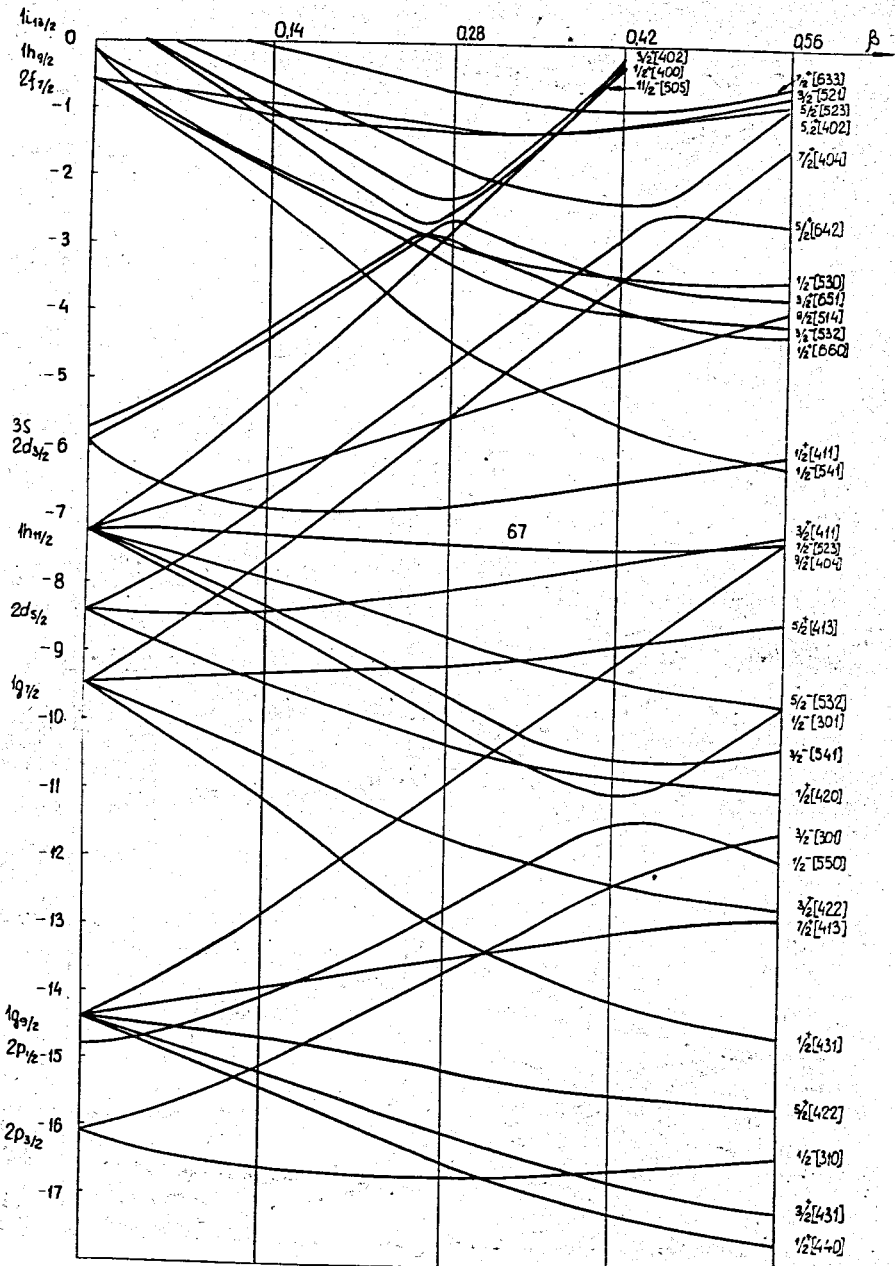


Рис. 4. Схема протонных одночастичных состояний, $A = 165$.

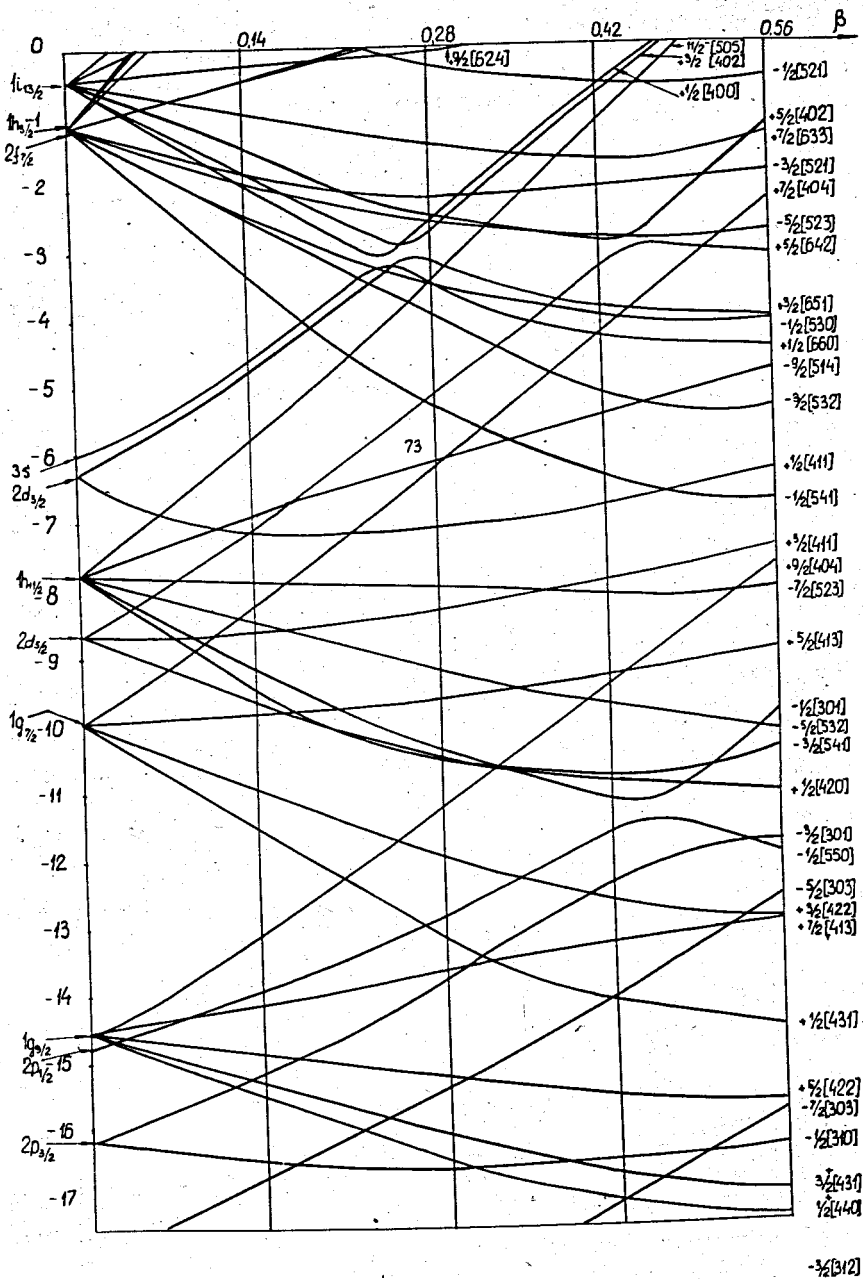


Рис. 5. Схема протонных одночастичных состояний, $A = 181$.

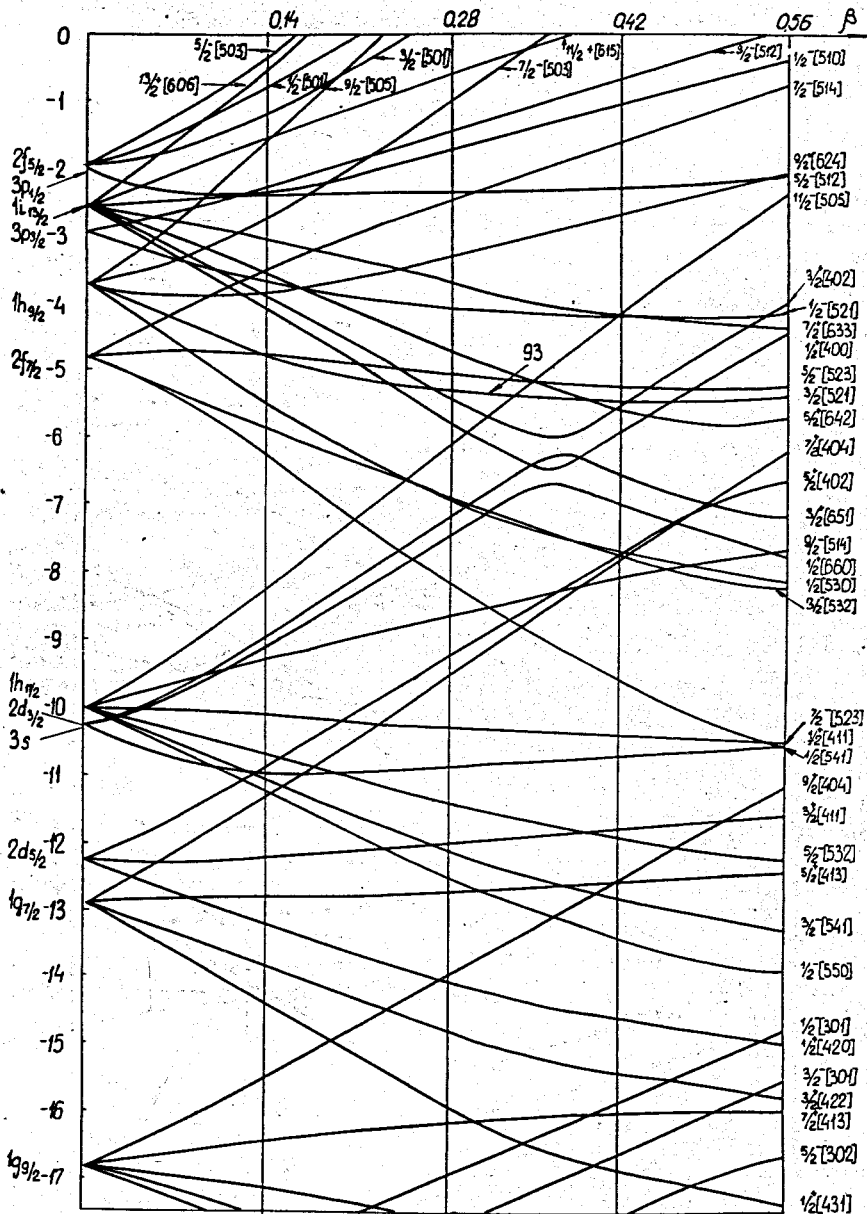


Рис. 6. Схема нейтронных одночастичных состояний, $A = 157$.

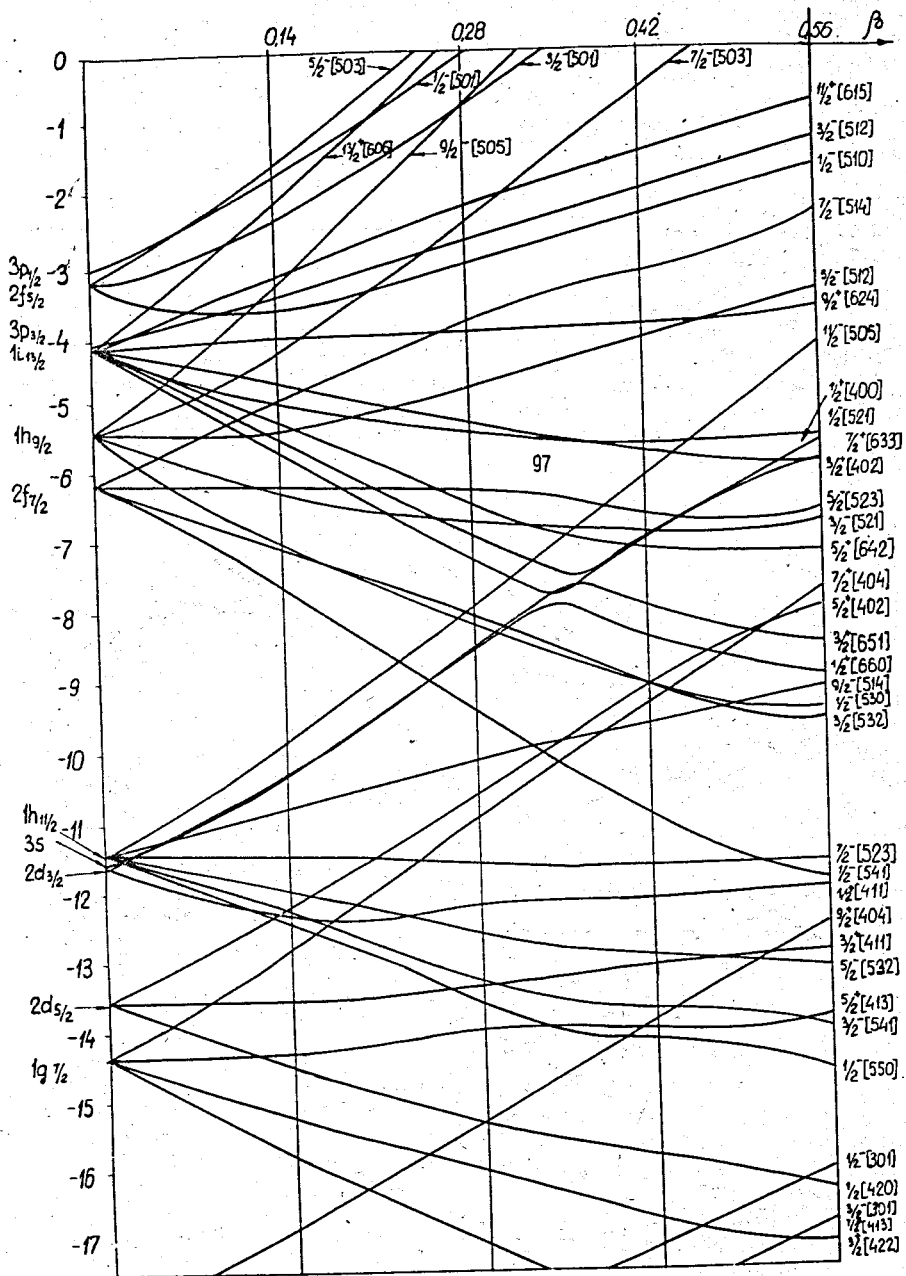


Рис. 7. Схема нейтронных одночастичных состояний, $A = 165$.

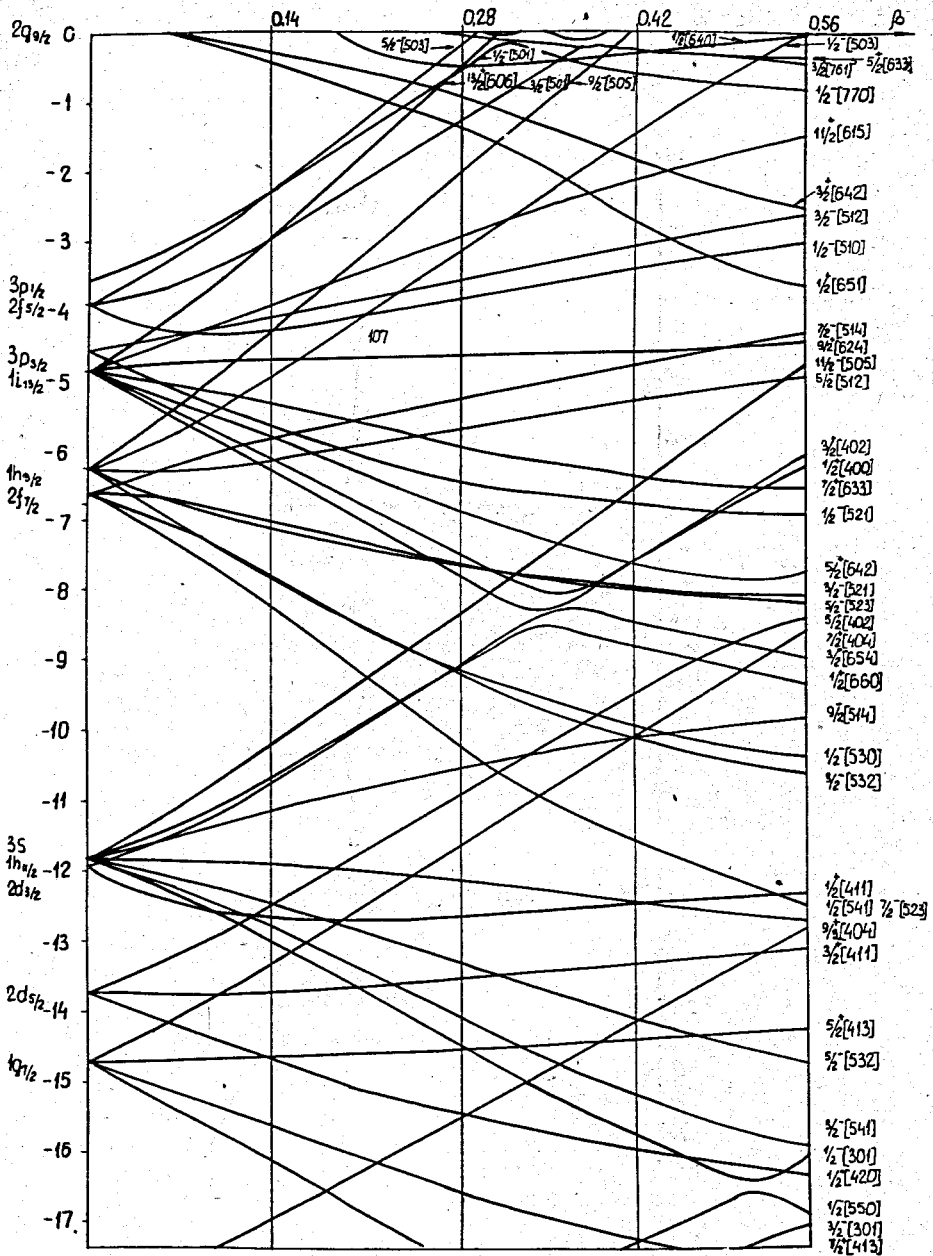


Рис. 8. Схема нейтронных одночастичных состояний, $A = 181$.

3p_{1/2}
 2f_{5/2}
 3p_{3/2}
 1d_{5/2}
 1h
 2f

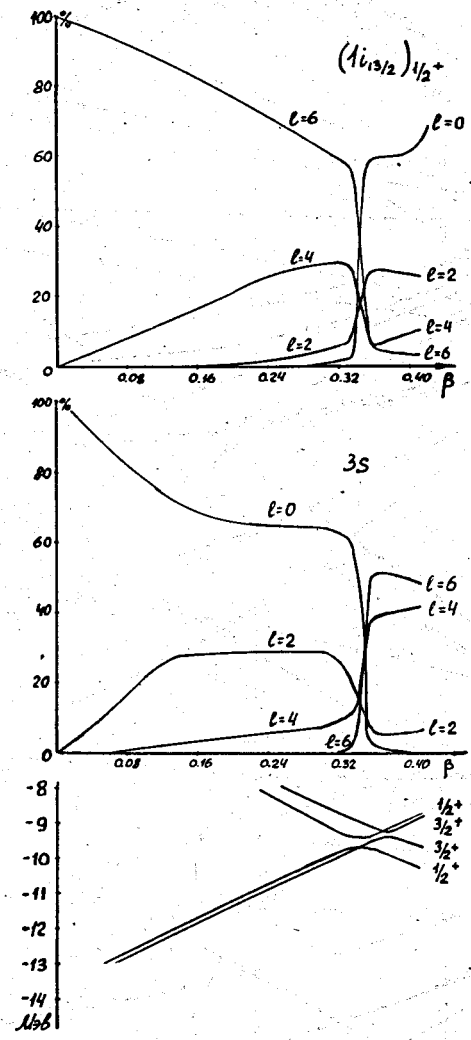


Рис. 9. Структура "квазипересекающихся" состояний $(1i_{13/2})_{1/2+}$ и $(3s)$ в зависимости от деформации.

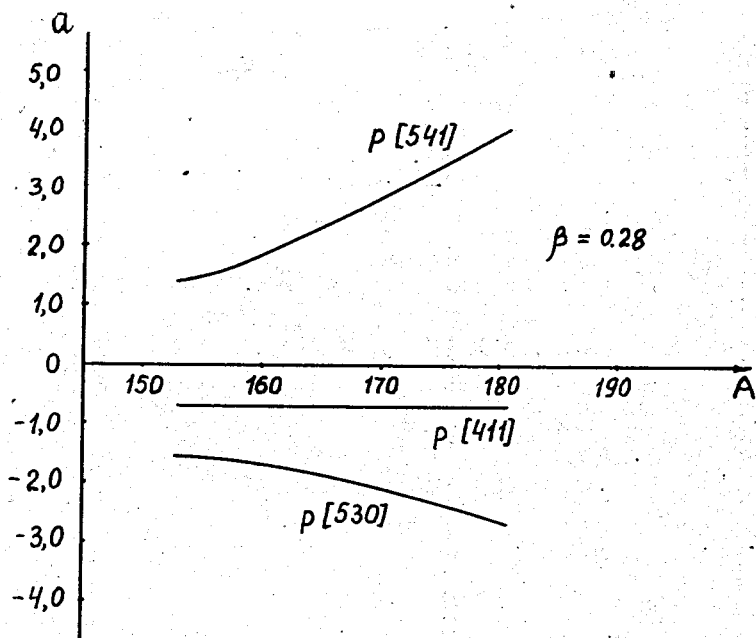


Рис. 10. Зависимость параметра развязывания a от массового числа A .

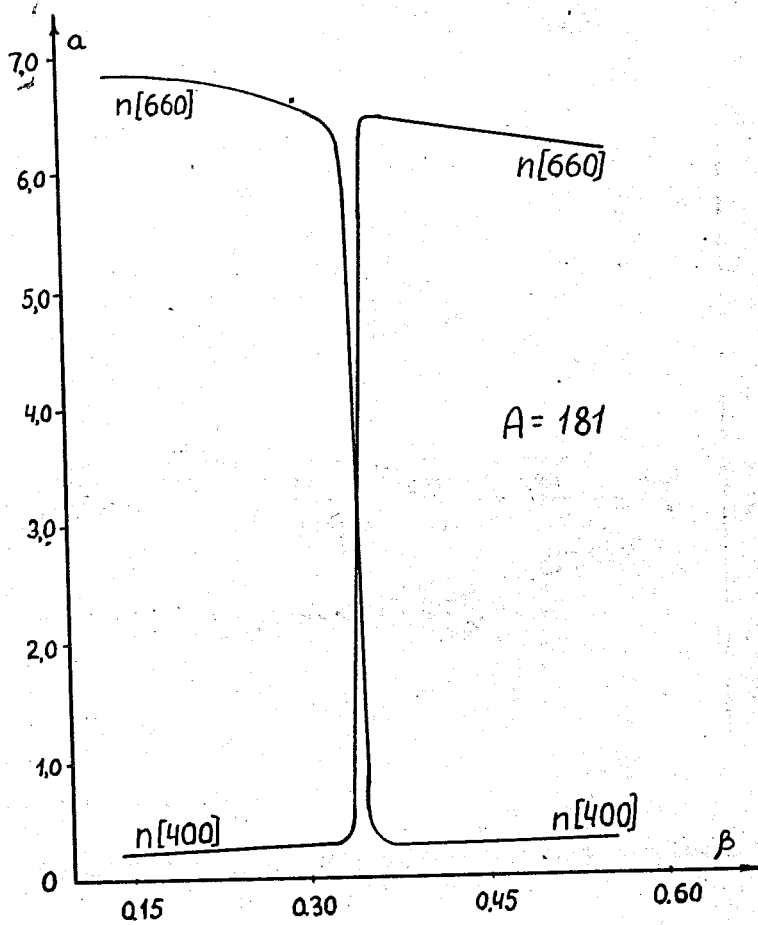


Рис. 11. Зависимость параметра развязывания a от β для "квазипересекающихся" состояний $1/2^+ [660]$ и $1/2^+ [400]$.