

5221

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-5221



Ф.А. Гареев, С.П. Иванова

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ
В ПОТЕНЦИАЛЕ САКСОНА-ВУДСА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P4-5221

Ф.А. Гареев, С.П. Иванова

**ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ
В ПОТЕНЦИАЛЕ САКСОНА-ВУДСА**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В большинстве современных моделей ядра, рассматривающих ядро как систему многих тел, важны два момента: 1) выбор в качестве базиса уровней среднего поля и соответствующих волновых функций и 2) введение коррелятивных сил между нуклонами. Даже если учёт этих сил произведен очень корректно, то точность анализа свойств ядер зависит от того, насколько удовлетворительно выбран одночастичный базис. Следовательно, проблема построения правильного одночастичного базиса занимает центральное место в теории ядра и ядерных реакций.

Из учению одночастичных состояний сильнодеформированных ядер посвящены работы многих авторов. Среди них наиболее удобными для приложений были работы Нильссона^{1/}, где в качестве среднего ядерного поля выбран анизотропный осцилляторный потенциал. Однако такой потенциал нельзя считать удовлетворительным. Использование бесконечного по глубине анизотропного потенциала и не зависящего от деформации постоянного по всему объему ядра спи-орбитального взаимодействия приводит к искаженной асимптотике модельных осцилляторных волновых функций в области резкого перепада плотности ядерного вещества. Это существенно при описании процессов, для которых важную роль играет область границы ядра и, следовательно, радиальная зависимость волновой функции в этой области (например, прямые ядерные реакции, электромагнитные переходы и т.д.).

Тем не менее в некоторых случаях при описании свойств ядер редкоземельной области схема Нильссона дает согласующиеся с экспериментом результаты. Что же касается трансурановой области, то здесь про-

блема создания одночастичной схемы значительно усложняется специфическими особенностями ядер этой области. Это связано, во-первых, с недостаточным количеством экспериментальных данных (правда, в последнее время появился ряд интересных результатов^{/2/}) и, во-вторых, с большой плотностью уровней, которая существенно больше плотности состояний ядер редкоземельной области. Например, в схеме Нильссона теоретическая плотность уровней в два раза больше экспериментальной.

Впервые задачу о нахождении одночастичного спектра в деформированном конечном потенциале с размытым краем решили П.Э. Немировский и В.А. Чепурнов^{/3/}. Они использовали метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений и получили спектр нейтронных и протонных уровней для ядер редкоземельной области. Однако исключительная сложность расчётов и необходимость большого времени на ЭВМ, а также то обстоятельство, что собственные функции даны в виде громоздких таблиц, затрудняет применение этого метода. Заметим, что метод П.Э. Немировского и В.А. Чепурнова является наиболее точным из всех методов решения уравнения Шредингера, которые были разработаны позднее^{/4-6/}.

Разработанный в^{/7/} приближенный метод решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса для сферических и деформированных ядер успешно применен для описания свойств ядер редкоземельной области^{/8/}. Этот метод, обладая достаточно большой точностью и сохраняя преимущества приближения Нильссона, связанные с удобством в практическом применении, исправляет недостатки схемы Нильссона. Данная работа описывает одночастичную схему уровней для ядер трансурановой области и изучает свойства полученных одночастичных состояний.

Изложим метод решения.

§1. Метод решения уравнения Шредингера

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

$$R(\theta) = R_0 (1 + \beta_0 + \sum_{\nu=2} \sum_{\mu=-\nu}^{\nu} \beta_{\nu\mu} Y_{\nu\mu}(\theta, \phi)). \quad (1)$$

где R_0 - радиус равновеликого сферического ядра, β_0 вводится для выполнения условия сохранения объема (см. ниже), а $\beta_{\nu\mu}$ - параметры деформаций. Уравнение Шредингера можно записать:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V_{\text{яд.}} + V_{\text{сп.орб.}} + V_{\text{кул.}} - E \right] \Psi = 0, \quad (2)$$

где

$$V_{\text{яд.}} = - \frac{V_0}{1 + \exp[(r-R)R(\theta)/a]} \quad (3)$$

Для спин-орбитального взаимодействия в общем случае используется выражение

$$V_{\text{сп.орб.}} = -\kappa [\vec{p} \vec{\sigma}] \text{grad } V_{\text{яд.}} \quad (4)$$

Для случая сферически-симметричного ядра $V_{\text{яд.}}$ - функция только r и $V_{\text{сп.орб.}}$ будет иметь вид:

$$V_{\text{сп.орб.}} = -\frac{\kappa}{r} (\vec{\ell} \vec{\sigma}) \frac{dV_{\text{яд.}}}{dr} \quad (5)$$

Мы ограничиваемся рассмотрением сильнодеформированных ядер, для которых статическая деформация типа $\beta_{2:2}$ ($\beta_{2,-2}$) равна нулю^{/9/}. Расчёты равновесной октупольной деформации^{/10/} дают для ядер обсуждаемой области нулевое значение. Тогда сохраняем β_{20} - квадрупольная деформация, β_{40} - гексадекапольная; в этом случае ядро аксиально симметрично.

$V_{\text{кул.}}$ берется в виде:

$$V_{\text{кул.}}(\beta_{\nu}, r) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{n(\beta_{\nu}, r', \theta')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (6)$$

а $n(\beta_{\nu}, r', \theta')$ - плотность распределения заряда в ядре - функция фермиевского типа.

$$n(\beta_{\nu}, r', \theta') = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r' - R(\theta')}{a} \right] \right\}^{-1} \quad (7)$$

Проведем в уравнении (2) тождественное преобразование, которое позволит нам выделить отклонение взаимодействия от сферически симметричного. Тогда (2) имеет вид:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\beta_\nu = 0, r) + \tilde{V}(\beta_\nu, \vec{r}) - E \right] \Psi = 0, \quad (8)$$

где

$$\tilde{V}(\beta_\nu, \vec{r}) = V(\beta_\nu, \vec{r}) - V(\beta_\nu = 0, r). \quad (9)$$

Под V подразумевается сумма ядерного, кулоновского и спин-орбитального взаимодействий. Для решения задачи удобно провести разложение $V(\beta_\nu, \vec{r})$ в ряд по сферическим гармоникам. Тогда, например, для ядерной части потенциала получим

$$\tilde{V}_{\text{яд.}} = \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda}^{\mu}(\beta_\nu, r) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi). \quad (10)$$

Функции C_{λ}^{μ} находятся численно. Вследствие того, что мы рассматриваем аксиально-симметричное ядро, $\mu = 0$. Выделим сферически-симметричную часть в (7)

$$n(\beta_\nu, r; \theta') = n(\beta_\nu = 0, r') + \tilde{n}(\beta_\nu, r', \theta')$$

и разложим \tilde{n} в ряд аналогично (10)

$$\tilde{n}(\beta_\nu, r; \theta') = \sum \bar{C}_{\lambda}^0 Y_{\lambda 0}(\theta). \quad (11)$$

\bar{C}_{λ}^0 отличаются от C_{λ}^0 только численным коэффициентом.

Тогда

$$V_{\text{кул.}}(\beta_\nu, \vec{r}) = \sum_{\lambda} D_{\lambda}^0(\beta_\nu, r) Y_{\lambda 0}(\theta), \quad (12)$$

где

$$D_{\lambda}^0 = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \left(\frac{4\pi}{2\lambda+1} \right) \left[\int_0^r \bar{C}_{\lambda}^0(\beta_\nu, r') \frac{r'}{r} \left(\frac{r'}{r} \right)^{\lambda} dr' + \int_r^{\infty} \bar{C}_{\lambda}^0(\beta_\nu, r') \frac{r'}{r} \left(\frac{r'}{r} \right)^{\lambda} dr' \right].$$

И, наконец, $\tilde{V}_{\text{сп.орб.}}$ представляется в виде:

$$\tilde{V}_{\text{сп.орб.}} = W_1 + W_2 + W_3, \quad (13)$$

причем

$$W_1 = -\frac{\kappa}{r} \frac{\partial \tilde{V}_{\text{яд.}}}{\partial r} (p_{\theta}^{\sigma} \phi - \frac{1}{\sin \theta} p_{\phi}^{\sigma} \theta),$$

$$W_2 = -\frac{\kappa}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \tilde{V}_{\text{яд.}}}{\partial \theta} p_{\phi}^{\sigma} r, \quad (14)$$

$$W_3 = \frac{\kappa}{r} \frac{\partial \tilde{V}_{\text{яд.}}}{\partial \theta} p_r^{\sigma} \phi.$$

а

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

$$\sigma_\phi = \begin{pmatrix} 0 & -i e^{-i\phi} \\ i e^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

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

Вклады этих трех частей различны^{/11,12/}. Основным является член W_1 . Однако необходимо заметить, что W_1 , W_2 и W_3 по отдельности являются неэрмитовскими операторами. Поэтому отбрасывание той или другой части может привести к неортогональности волновых функций, которая весьма существенна для ядер рассматриваемой области, особенно вблизи квазипересечений. Сумма $W_1 + W_2 + W_3$ является эрмитовским оператором, а поэтому полученная система волновых функций ортогональна^{x/}.

Рассмотрим вопрос о сохранении объема ядра^{/13/}.

Для однородного распределения с резкой границей

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 = \frac{3}{4\pi R_0^3}, & r \leq R(\theta) \\ 0 & r > R(\theta) \end{cases} \quad (16)$$

и нормировкой $\int \rho(r) d\vec{r} = 1$ условие сохранения объема имеет вид:

$$\int d\Omega \int_0^{R(\theta)} r^2 dr = \frac{4\pi}{3} R_0^3. \quad (17)$$

^{x/} Авторы благодарны В.А. Чепурнову за обсуждение этого вопроса.

Подставляя для $R(\theta)$ выражение (1), имеем (при $\mu = 0$)

$$\beta_0 + \beta_0^2 + \frac{1}{3} \beta_0^3 = -\frac{1}{4\pi} \left[\sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2 \left(1 + \frac{\beta_0}{3}\right) + \right. \quad (18)$$

$$\left. + \frac{1}{3} \sum_{\nu'''} \beta_{\nu'''}^* \beta_{\nu'''} \beta_{\nu'''} \right] \left\{ \frac{(2\nu'''+1)(2\nu'''+1)}{4\pi(2\nu'''+1)} \right\}^{1/2} (\nu'''\nu'''\nu'''\nu''')^{1/2}.$$

Сохраняя в (18) члены до $\beta_{\nu 0}^2$ включительно, получаем

$$\beta_0 = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{4\pi} \sum_{\nu} |\beta_{\nu 0}|^2}. \quad (19)$$

Если $\sum |\beta_{\nu 0}|^2 < \pi$, то (19) сводится к известной формуле

$$\beta_0 = -\frac{N}{4\pi} \sum |\beta_{\nu 0}|^2, \quad (20)$$

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

и $N \rightarrow 1$ при $\sum |\beta_{\nu 0}|^2 \rightarrow 0$.

В случае распределения Саксона-Вудса условие (17) преобразовывается следующим образом:

$$\int d\Omega \int n(\vec{r}) r^2 d\vec{r} = 4\pi \int n(r) r^2 dr, \quad (21)$$

а $n(\vec{r})$ имеет вид (7). Преобразовав $n(\vec{r})$ аналогично (10), (11), перепишем условие сохранения объема

$$\int_0^\infty C_0^0(r, \beta_0, \sum_{\nu} \beta_{\nu 0}) r^2 dr = 0. \quad (22)$$

Это уравнение решается методом последовательных приближений и за нулевое приближение необходимо взять выражение (20) с $N = 1$. При равновесных значениях $\beta_{\nu 0} |\beta_0|$ порядка нескольких тысячных и всегда

отрицательно. Это приводит к эффективному уменьшению R , вследствие чего все уровни одночастичного спектра примерно одинаково поднимаются вверх (см. рис. 1). Однако при $\beta_{20} > \beta_{20}^{\text{равн.}}$ введение β_0 становится весьма важным, сдвиг различных уровней неодинаков и спектр одночастичных уровней сильно меняется. Это изменение нельзя компенсировать малыми изменениями параметра потенциала r_0 (что было возможно для равновесных β_{20}).

Будем искать решение уравнения (4) в виде суперпозиции

$$\Psi = \sum_{nlj\Omega} a_{nlj\Omega} \Psi_{nlj\Omega} \quad (23)$$

Функции $\Psi_{nlj\Omega}$ являются собственными функциями уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta + V(\beta_{\nu=0}, r) - \epsilon_{nlj} \right] \Psi_{nlj\Omega} = 0 \quad (24)$$

и $\Psi_{nlj\Omega} = R_{nlj}(r) \chi_{lj}^{\Omega}$, где χ_{lj}^{Ω} - шаровой спинор, а радиальная часть волновой функции с высокой точностью аппроксимируется формулой

$$R_{nlj} = \frac{N}{r} H_n[S(r)] \exp[-S^2(r)/2], \quad (25)$$

где $H_n(x)$ - полином Эрмита. Зависимость $S(r)$ исследована в [7]. Подставляя (23) в (8), умножая на $(\Psi_{n'l'j'})^*$ и интегрируя, получаем

$$(\epsilon_{n'l'j'} - E) a_{n'l'j'} + \sum_{nlj\Omega} a_{nlj\Omega} \langle \Psi_{n'l'j'}^{\Omega} | \tilde{V} | \Psi_{nlj\Omega} \rangle = 0. \quad (26)$$

Вследствие аксиальной симметрии потенциала из структуры (26) видно, что в разложение (23) входят члены с l , одинаковыми по чётности. Решая систему уравнений (26), можно определить значение энергии E и коэффициенты $a_{nlj\Omega}$ в суперпозиции (23), т.е. волновые функции.

Поскольку мы используем аппроксимацию (25), то одночастичные волновые функции деформированного ядра представляются в аналитическом виде.

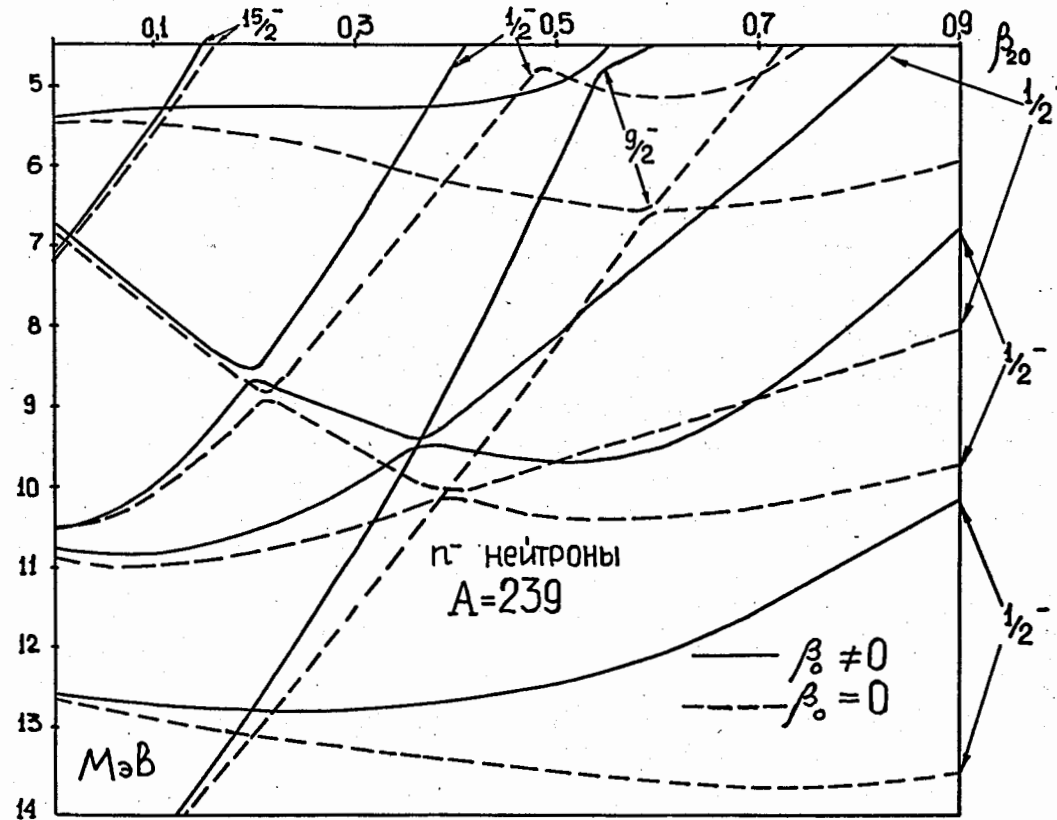


Рис. 1.

§2. Схемы одночастичных уровней деформированных

ядер трансурановых элементов

С помощью метода, изложенного выше, был проведен расчёт одночастичных уровней для ядра с $A = 239$, когда в сумме $\sum \beta_{\nu 0}$ сохраняли только квадрупольную деформацию ($\nu = 2$). Такая схема уровней для параметров, приведенных в табл. 1, при $\beta_{40} = 0$ показана на рис. 2, 3.

Таблица I

нейтроны						протоны					
A	V_0	r_0	κ	α	β_{40}	V_0	r_0	κ	α	β_{40}	
237	46,7	1,26	0,43	1,45	0,08	61,0	1,24	0,37	1,55	0,08	
247	46,0	1,26	0,43	1,38	0,06	62,0	1,24	0,37	1,55	0,06	

Видно, что такие схемы не описывают экспериментальный порядок заполнения основных состояний нечётных ядер и имеют слишком большую плотность уровней вблизи поверхности Ферми. Разумное изменение параметров потенциала не даёт существенного улучшения этих схем.

В последнее время появился ряд экспериментальных работ^{/14/}, указывающих на необходимость включения в разложение (1) члена с β_{40} . Теоретическое исследование влияния гексадекапольной деформации на одночастичные свойства ядер было проведено Нильссоном и его сотрудниками^{/15/} для осцилляторного потенциала и нами^{/13/} - для потенциала Саксона-Вудса. В этих работах показано, что введение β_{40} меняет локальную плотность уровней вблизи поверхности Ферми. Теоретический расчёт равновесных значений β_{40} для ядер редкоземельной области^{/15,16/} находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Для ядер трансурановой области экспериментальные данные отсутствуют, однако, результаты расчётов с разными схемами^{/15,16/} совпадают между собой и дают $\beta_{40} \neq 0$. Поэтому мы провели расчёт одночастичных схем ядер трансурановой области при разных значениях β_{40} .

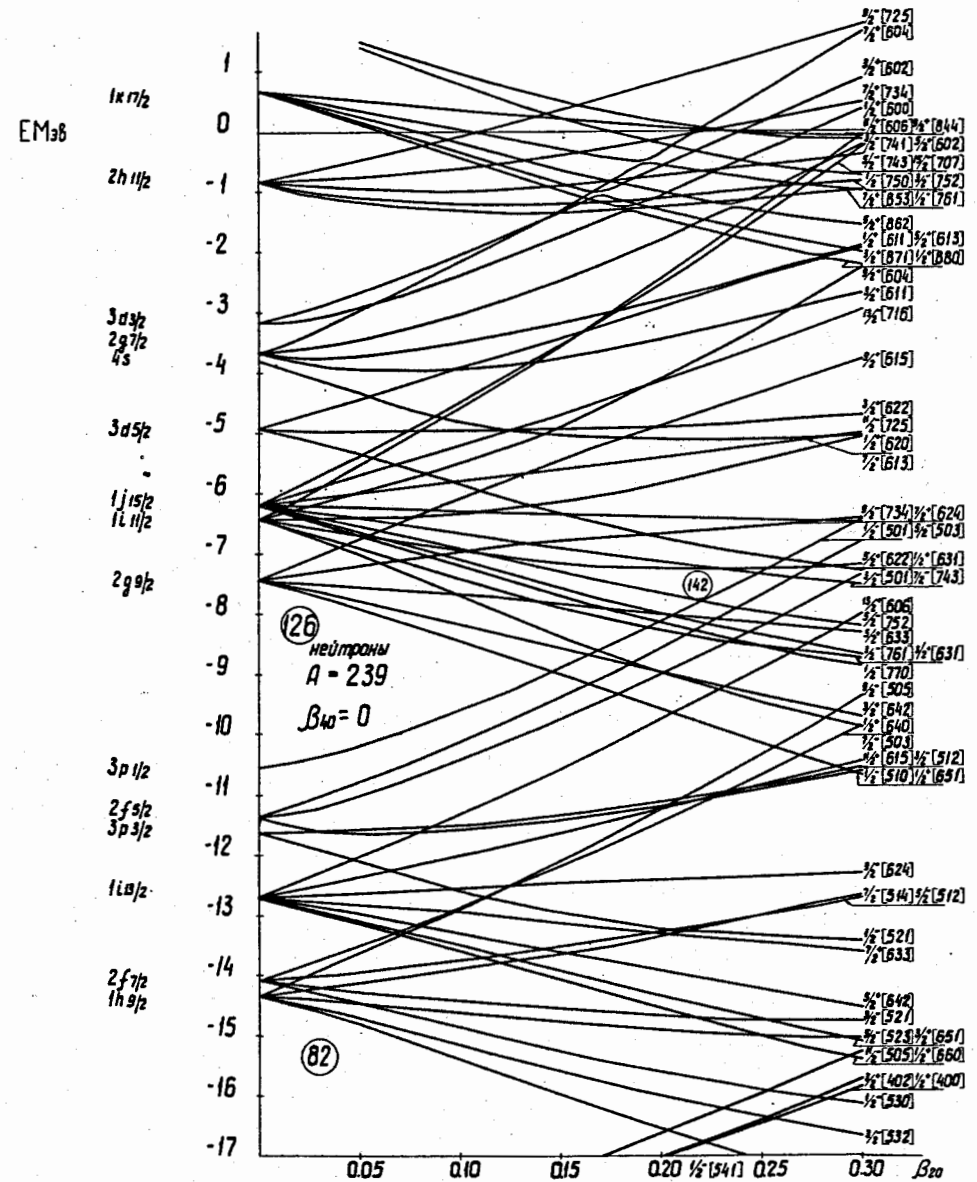


Рис. 2.

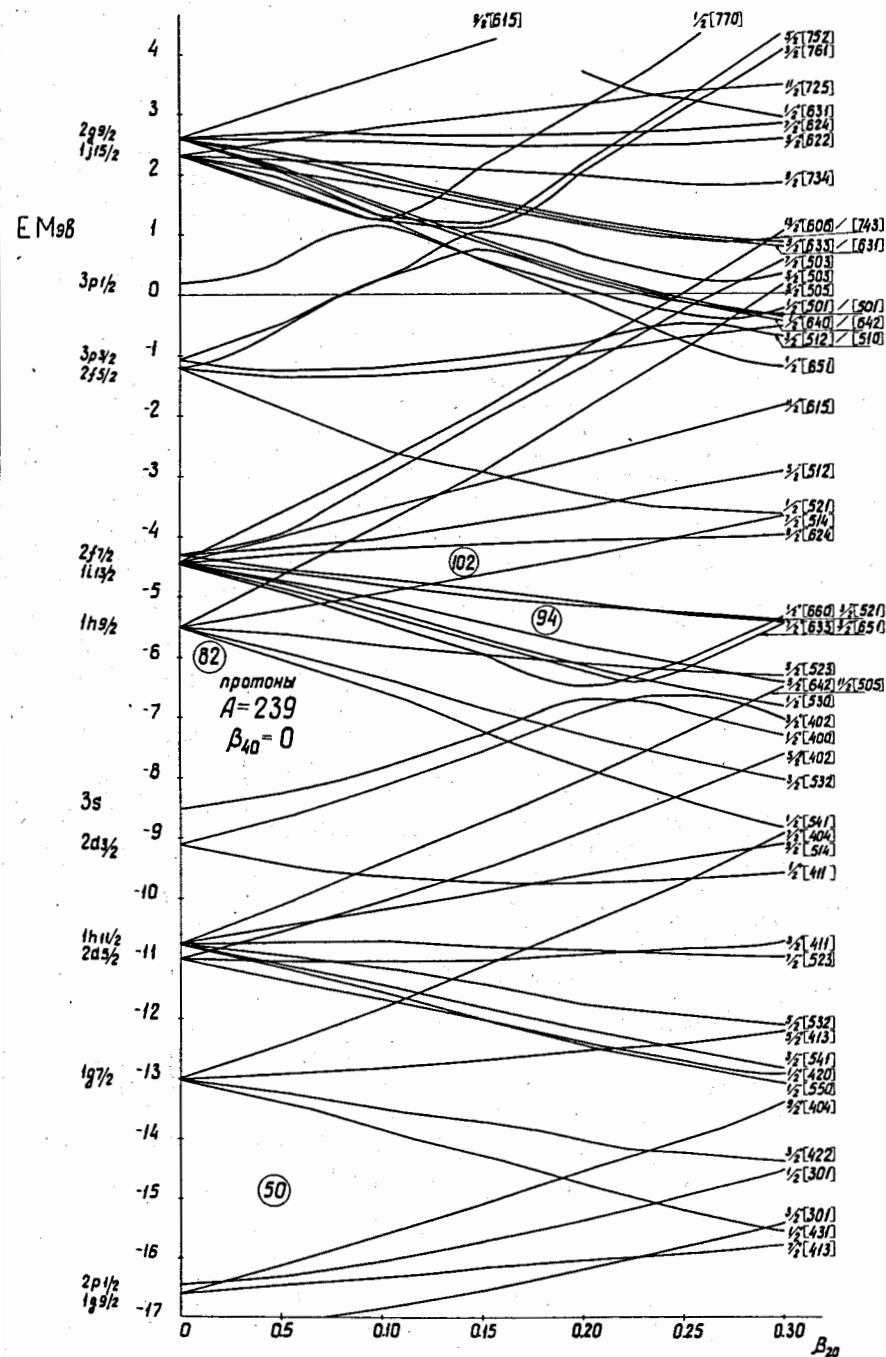


Рис. 3.

На рис. 4-7 приведены фрагменты схем нейтронных и протонных уровней с $A = 239$, $A = 247$ при следующих значениях параметров (см. табл. 1).

Эти параметры несколько отличаются от тех, что были приведены нами в /8/. Видно, что параметр диффузности $\frac{1}{\alpha}$ у протонов меньше, чем у нейтронов. Кроме того, что в нейтронной схеме он увеличивается с ростом A . Такое изменение параметра $\alpha = \frac{1}{\alpha}$ можно, по-видимому, качественно понять, если обратить внимание на то, что для ядер трансурановой области число нейтронов существенно превышает число протонов.

Вся область исследуемых ядер была разбита на две зоны. Такое разбиение связано, во-первых, с тем, что параметры потенциала среднего поля зависят от массового числа A , а во-вторых, равновесная гексадекапольная деформация β_{40} отличается для ядер с различными A /18/. В результате мы имеем одночастичные схемы, которые дают неплохое согласие с экспериментальным порядком заполнения основных состояний нечётных ядер (см. табл. 2).

Таблица 2

Z	Основное состояние		N	Основное состояние	
	Экспер.	(Π) теор.		Экспер.	Теор.
91	$1/2^-$	$1/2^-/530/$	139	$5/2^-, 5/2^+$	$5/2^-/752/$
93	$5/2^+$	$5/2^+/642/$	141	$5/2^+$	$5/2^+/633/$
95	$5/2^-$	$5/2^-/523/$	143	$7/2^-, 1/2^+$	$1/2^+/631/$
97	$3/2^-$	$3/2^-/521/$	145	$1/2^+$	$1/2^+/743/$
99	$7/2^+$	$7/2^+/633/$	147	$5/2^+$	$5/2^+/622/$
101	$7/2^-$	$7/2^-/514/$	149	$7/2^+$	$7/2^+/624/$
			151	$9/2^-$	$9/2^-/734/$

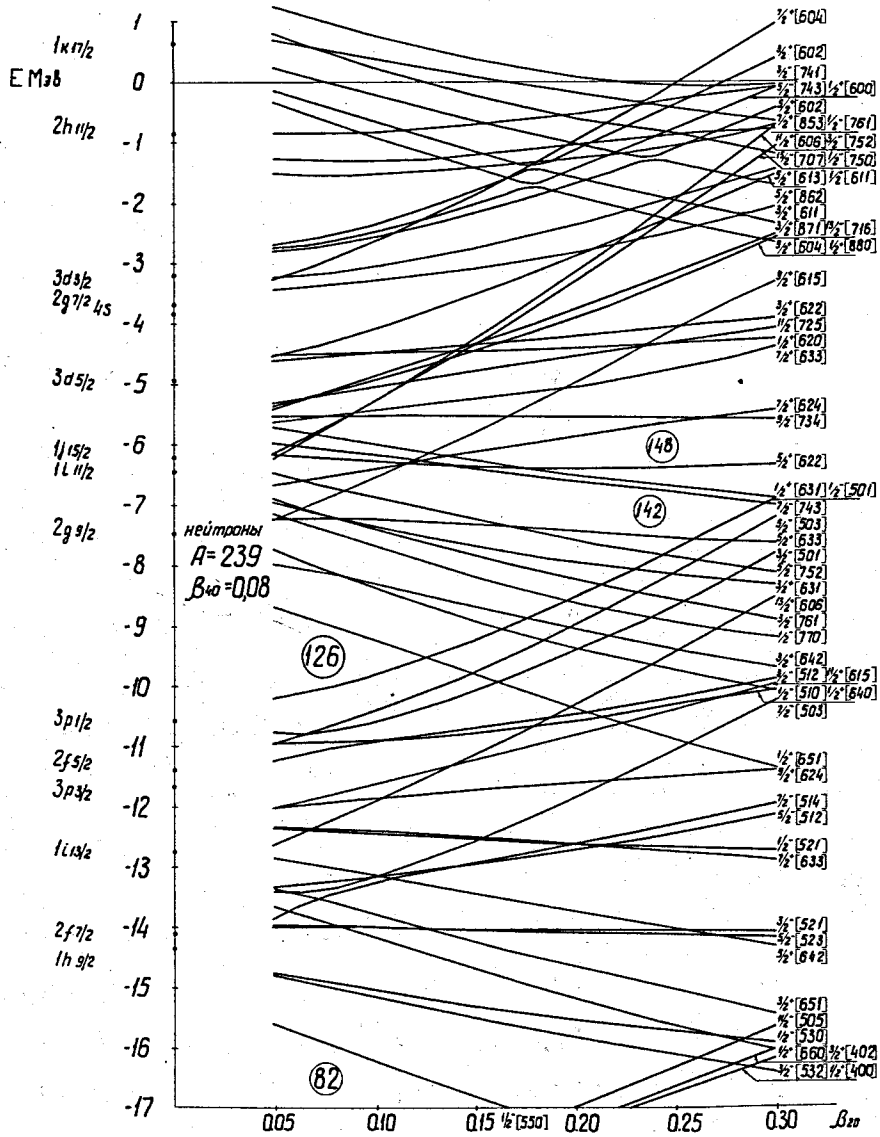


Рис. 4.

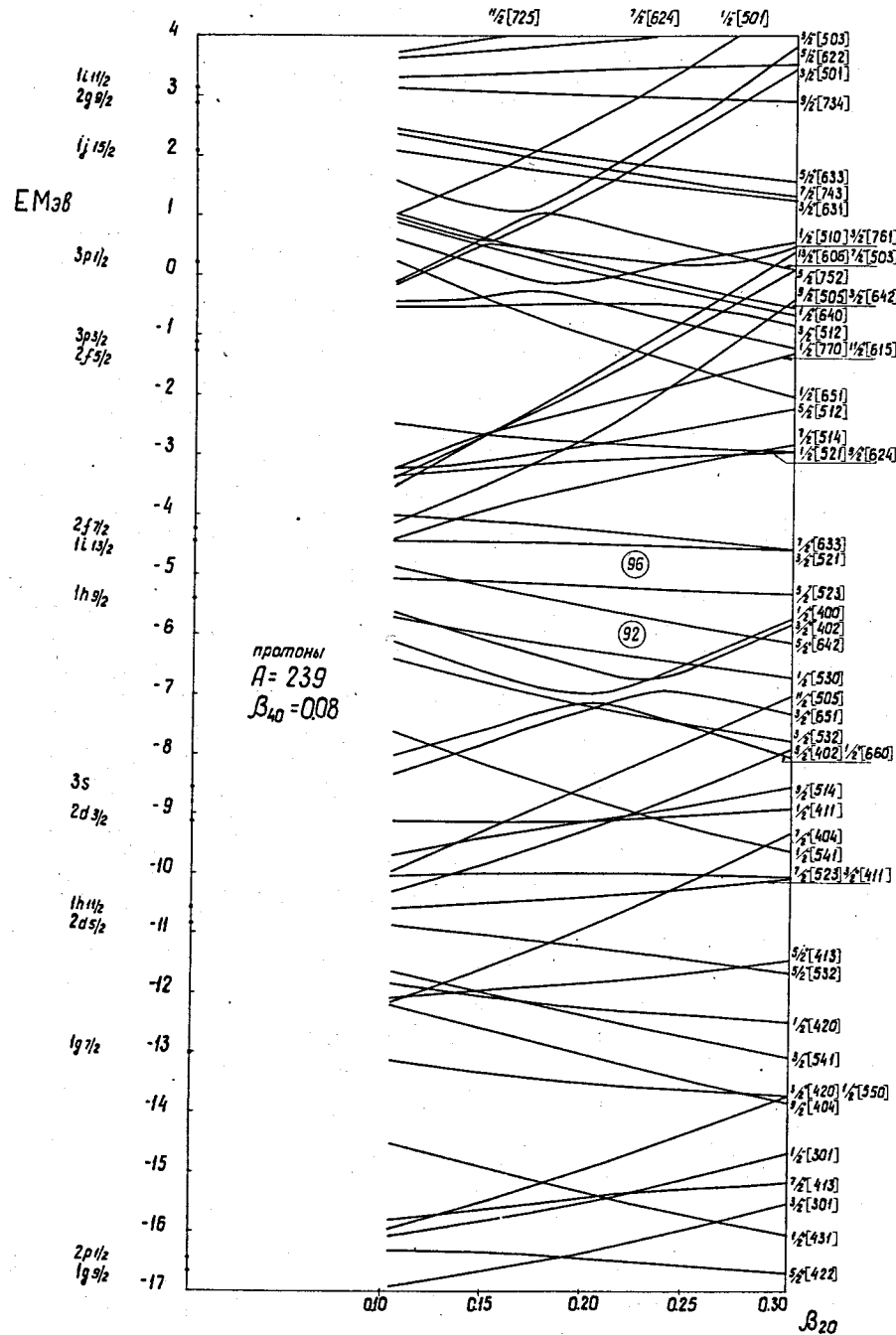


Рис. 5.

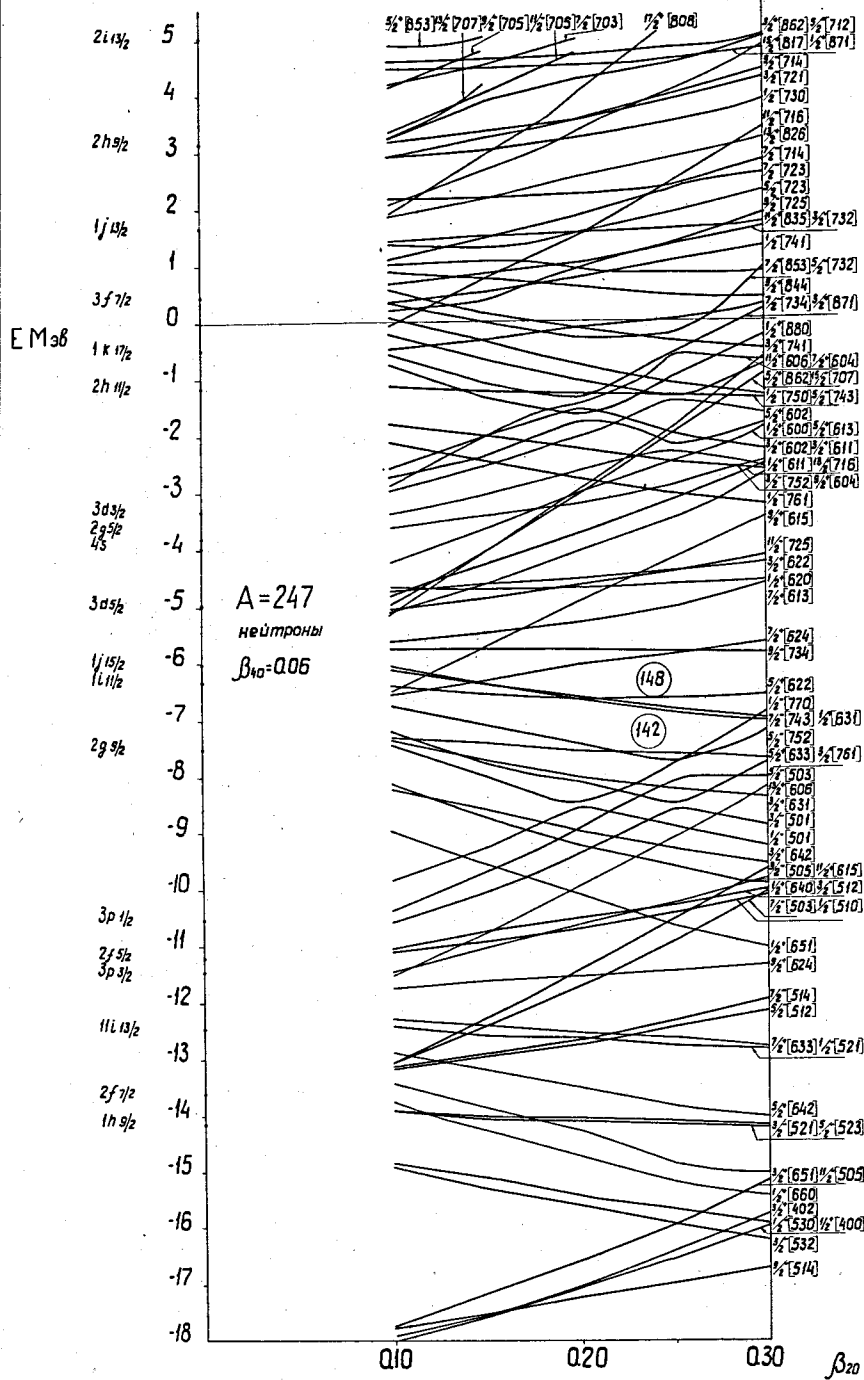


Рис. 6.

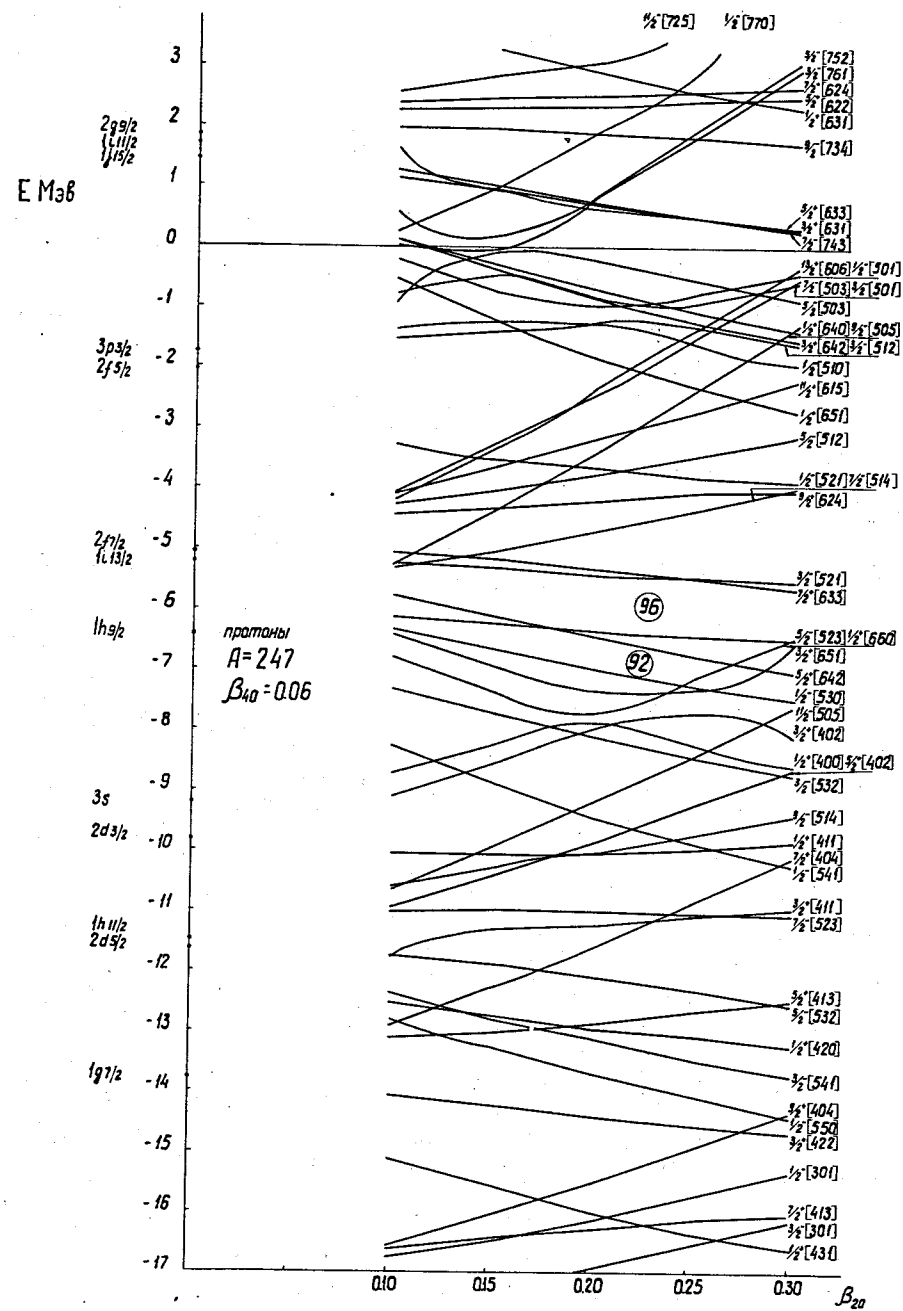


Рис. 7.

Таблица 3

$$\beta_{40} = 0.08 \quad \Lambda = 0.39 \quad r_0 = 1.26 \quad \kappa = 0.43 \quad V_0 = 46.7$$

Сфер. сост.	α	$\beta_{20} = 0.20$				$\beta_{20} = 0.23$			
		1.50	1.55	1.60	1.65	1.50	1.55	1.60	1.65
$3d_{3/2}$.313	.304	.295	.287	.314	.306	.299	.291
$2g_{7/2}$.489	.495	.500	.505	.469	.473	.478	.482
$4s$.189	.198	.204	.210	.248	.255	.260	.269
$3d_{5/2}$.590	.590	.590	.590	.556	.557	.557	.556
$1i_{11/2}$		-.348	-.341	-.335	-.329	-.350	-.342	-.337	-.331
$2g_{9/2}$		-.364	-.364	-.362	-.361	-.389	-.388	-.386	-.383
α		-0.03	.02	.05	.09	0.09	.14	.18	.22

Таблица 3 показывает, что значения параметра развязывания α $1/2^+[620]$ очень чувствительны к выбору параметра α потенциала среднего поля. Не меньшей чувствительностью обладают и характеристики квазипересекающихся уровней. Для таких состояний (например, для $1/2[501]$ и $1/2[770]$) очень важен правильный учёт остаточных взаимодействий.

Таким образом, введение гексадекапольной деформации позволило создать схему одночастичных уровней, описывающую основные состояния нечётных ядер трансурановой области.

В заключение авторы благодарят за многочисленные полезные обсуждения проф. В.Г. Соловьева и Л.А. Малова. Мы благодарны Н.Ю. Ширковой за программу расчёта одночастичных состояний.

Из таблицы видно, что протонная схема удовлетворяет экспериментальному порядку заполнения. Для нейтронных состояний существует некоторая неопределенность в экспериментальных данных. Состояния же $1/2^+[631]$ и $7/2^-[743]$ на эксперименте расположены очень близко друг к другу (B^{235U} расстояние между ними составляет всего лишь 0,08 кэВ), а поэтому учёт остаточных взаимодействий может привести к нужному порядку уровней. Что касается ядер вблизи тория с $N=137,139$, то здесь необходимо, по-видимому, дальнейшее уточнение используемых параметров.

Большая плотность уровней среднего поля приводит к некоторым особенностям при приписывании состояниям асимптотических квантовых чисел $[N, \Lambda]$. Если для ядер области редких земель были важны только отдельные квазипересечения состояний с $\Delta N=2$, то в обсуждаемом случае число квазипересечений существенно возрастает. Некоторые уровни испытывают два квазипересечения при изменении β_{20} от 0,1 до 0,3.

Высокая плотность уровней приводит к тому, что взаимодействие между состояниями, соответствующими различным сферическим подболочкам, очень велико и для большинства состояний деформированного ядра нельзя выделить одну компоненту, дающую подавляющий вклад в волновую функцию. Как правило, в волновой функции есть несколько компонент, почти равноценных друг другу. Все это отражается на одночастичных характеристиках состояний и приводит к большой зависимости их от параметров среднего поля.

Рассмотрим для примера параметр развязывания "а" состояния $1/2^+[620]$. При $\beta_{20} = \beta_{40} = 0$ сферические подболочки $4s$, $2g_{7/2}$, $3d_{3/2}$ расположены близко друг от друга (см. рис. 2). При включении деформации эти состояния сильно взаимодействуют друг с другом и при реальных β_{20} и β_{40} их вклад в волновую функцию существенен. Кроме того, из-за большой плотности уровней весьма важными будут и ближайшие сферические подболочки соответствующей четности. Все это приводит к следующим значениям компонент волновой функции $1/2^+[620]$ и соответствующим параметрам развязывания "а" состояния $1/2^+[620]$.

Литература

1. Nilsson S.G. *Kgl. Danske Vid.Selsk.Mat.Fys.Med.* 29-16 (1955).

перевод в книге "Деформация атомных ядер", стр. 232, Москва, 1958.

2. C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman. *Table of Isotopes Sixth edition, John Wiley and Sons Inc. New York, 1968;*
J.R. Erskine, A.M. Friedman, T.H. Braid, R.R. Chasman. *Conf. Int. Symp., Nucl.Str., Dubna, 1968.*
T.H. Braid, R.R. Chasman, J.R. Erskine, A.M. Friedman.
F.A. Rickey. *Phys. Rev. C275(1970).*

3. П.Э. Немировский, В.А. Челурнов, ЯФ, 3, 998, (1966).
4. Faessler A., Sheline R., *Phys.Rev.* 148, 1003 (1966).
5. Roper P. *Zf. Phys.*, 195, 316 (1966).
6. В.В. Пашкевич, В.М. Струтинский. Препринт ОИЯИ Р2-3957, Дубна 1968.
7. Б.Н. Калинин, Я. Грабовский, Ф.А. Гареев. Препринт ОИЯИ Р-2682, Дубна 1966.
Acta Phys. Polonica, XXX, 999 (1966);
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ Р4-2976, Дубна, 1966.
Препринт ОИЯИ Р4-3326, Дубна 1967.
8. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН СССР, серия физическая XXXII, 1690 (1968).
Ф.А. Гареев, Б.Н. Калинин, Н.И. Пятов. М.И. Черней.
Phys. Lett., 27B, 117 (1968);
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, М.И. Черней. ЯФ 9, 308 (1969).
9. D.A. Arseniev, L.A. Malov, V.V. Pashkevitch, V.G. Soloviev. *Preprint JINR E4-3703, Dubna 1968.*
10. P. Vogel. *Preprint JINR E4-3629, Dubna 1967.*
11. V.A. Cherpurnov, P.E. Nemirovsky. *Nucl.Phys.*, 49, 90 (1963).
12. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ Р4-3325, Дубна 1967.

13. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Н.Ю. Ширикова. Сообщение ОИЯИ Р4-4259, Дубна 1969.
14. См., например, D.L. Hendrie, N.K. Glendenning, B.G. Harvey, O.N. Jarvis, H.H. Duhm, J. Saudines, I. Mahoney. *Phys.Lett.*, 26B 127 (1968).
15. P. Moller, B. Nilsson, S.G. Nilsson et al. *Phys.Lett.* 26B, 418 (1968).
S.G. Nilsson. *Preprint UCRL, 18355, Berkeley, California 1968.*
Lamm I.L. *Nucl.Phys.*, A125, 504 (1969).
B. Nilsson, *Nucl.Phys.*, A129, 445 (1969).
16. Gareev F.A., Ivanova S.P., Pashkevitch V.V. *Preprint JINR, E4-4704, 1969. ЯФ, 11, 1200 (1970).*

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1970 года.