

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 341.19
Д-822

15/v-78

P4 - 11294

2110/2-78

Т. Думитреску, С. Г. Кадменский, И. А. Ломаченков,
С. Холан, В. И. Фурман

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕНОРМИРОВКИ
ОСТАТОЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА АБСОЛЮТНЫЕ ШИРИНЫ α -РАСПАДА
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

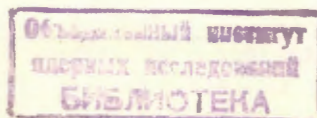
1978

P4 - 11294

Т.Думитреску, С.Г.Кадменский, И.А.Ломаченков,
С.Холан, В.И.Фурман

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕНОРМИРОВКИ
ОСТАТОЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА АБСОЛЮТНЫЕ ШИРИНЫ α -РАСПАДА
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./



Думитреску Т. и др.

P4 - 11294

Влияние перенормировки остаточного взаимодействия на абсолютные ширины α -распада сферических ядер

В рамках оболочечного приближения для вероятности α -распада получены формулы и проведены численные расчеты вклада в значение α -ширины перенормированного эффективного взаимодействия между нуклонами, формирующими α -частицу. В соответствии с предшествующими оценками учет указанного взаимодействия несколько уменьшает величины α -ширин.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Dumitrescu T. et al.

P4 - 11294

The Influence of the Density-Dependent Effective Interaction on the Absolute Alpha-Widths of Spherical Nuclei

In the frame of the shell model approach for the probabilities of alpha-decay the exact formulas (for alpha-widths) taking into account the contribution of density dependent effective interaction between nucleons forming the emitted alpha-particle are obtained. In agreement with previous estimations the numerical calculation reveals that the inclusion of the above-mentioned interaction is followed by some decrease of absolute alpha-widths.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. В оболочечном приближении для вероятности α -распада потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром $V_{\alpha A-4}$ имеет вид /1/

$$V_{\alpha A-4}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \sum_{i=1}^4 V_i(|\vec{r}_i|) + \sum_{i>j=1}^4 [v_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) - V_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)], \quad /1/$$

где $V_i(|\vec{r}_i|)$ и v_{ij} - соответственно самосогласованный одночастичный потенциал и эффективное остаточное взаимодействие нуклонов в ядре, а V_{ij} - затравочное парное взаимодействие в пустоте. До сих пор расчеты вероятностей α -распада делались /2/ с учетом только первой суммы в потенциале $V_{\alpha A-4}$, причем потенциалы $V_i(|\vec{r}_i|)$ выбирались в обычной вудс-саксоновской форме. В данной работе проведен расчет вклада в α -ширину взаимодействия между нуклонами, образующими α -частицу /второй член в формуле /1//.

Выражение для α -ширины без учета смешивания конфигураций запишем в виде

$$\Gamma_{\alpha} = \sum_L \left| \sum_{j_1 j_2 j_3 j_4} G_{P_i N_i P_f N_f}^{P_{\alpha} N_{\alpha} L} (M_{P_{\alpha} N_{\alpha} L}^{(1)} + M_{P_{\alpha} N_{\alpha} L}^{(2)}) \right|^2. \quad /2/$$

Здесь индексы $P_i N_i (P_f N_f)$ описывают состояние родительского /дочернего/ ядра, символы $P_{\alpha} (N_{\alpha})$ указывают конфигурации отделяемых пар протонов /нейтронов/, L - орбитальный момент α -частицы, а выра-

жение для геометрического фактора $G_{P_i N_i P_f N_f}^{P_a N_a L}$ вы-

писано в работе /3/. В формуле /2/ матричный элемент $M_{P_a N_a L}^{(1)}$ ($M_{P_a N_a L}^{(2)}$) соответствует учету только первого /второго/ слагаемого во взаимодействии V_{aA-4} . Матричный элемент $M_{P_a N_a L}^{(2)}$ по аналогии с матричным элементом $M_{P_a N_a L}^{(1)}$ запишем в виде /4/

$$M_{P_a N_a L}^{(2)} = \left(\frac{8k_a}{\pi Q_a}\right)^{1/2} S^{P_a N_a} \int \Theta_{P_a N_a L}^{(2)}(R) F_L(R) R dR, \quad /3/$$

где $F_L(R)$ - регулярная кулоновская функция, Q_a - энергия a -распада, $k_a = (2m_a Q_a / h)^{1/2}$ - соответствующий волновой вектор. Фактор $S^{P_a N_a}$ есть результат суммирования по спиновым переменным /3/. В формуле /3/ функцию $\Theta_{P_a N_a L}^{(2)}$ определим следующим образом:

$$\begin{aligned} \Theta_{P_a N_a L}^{(2)}(R) &= \sum_{i < j}^4 \Theta_{ij}(R) = \\ &= \sum_{i < j}^4 \int [[\psi_1 \psi_2]_{j_{12}} [\psi_3 \psi_4]_{j_{34}}]_{LM} u_{ij}(r_{ij}) \chi_{\alpha} Y_{\alpha}^{LM}(\vec{R}) \times \\ &\times d\xi_1^{\vec{}} d\xi_2^{\vec{}} d\xi_3^{\vec{}} d\Omega_{\vec{R}}, \quad /4/ \end{aligned}$$

где квадратные скобки означают векторное сложение моментов, а

$$u_{ij} = v_{ij}(r_{ij}) - V_{ij}(r_{ij}); \quad r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|.$$

Для пространственной части внутренней волновой функции a -частицы используем стандартное выражение /5/

$$\chi_{\alpha}(\vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 \vec{\xi}_3) = (\beta/\pi)^{9/4} \exp\left[\frac{\beta}{2}(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2)\right], \quad /5/$$

$$\beta = 0,434 / \Phi_M /^{-2}.$$

В одночастичных оболочечных функциях $\psi_i = \psi_{n_i l_i j_i}(\vec{r}_i)$, которые описывают состояния нуклонов, формирующих a -частицу, индексы 1,2 относятся к протонным состояниям, а 3,4 - к нейтронным. Выше использовались переменные

$$\begin{aligned} \vec{\xi}_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), & \vec{\xi}_3 &= \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - \vec{r}_3 - \vec{r}_4), \\ \vec{\xi}_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_3 - \vec{r}_4), & \vec{R} &= \frac{1}{4}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3 + \vec{r}_4). \end{aligned} \quad /6/$$

Интегрирование в формуле /4/ проведем с помощью метода, предложенного в работе /6/. В результате для части функции $\Theta_{P_a N_a L}^{(2)}$, соответствующей вкладу P-P и

N-N -членов взаимодействия /1/, получим формулу

$$\begin{aligned} \Theta_{PP, NN}^{(2)} &= \Theta_{12}^{(2)} + \Theta_{34}^{(2)} = \\ &= 64 \frac{\beta^{9/4}}{\pi^{3/4}} \frac{\hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4}{\hat{L}} \int_0^{\infty} [v_{12}^{j_{12}}(R_{12}) A_{34}^{j_{34}}(R_{34}) + \\ &+ A_{12}^{j_{12}}(R_{12}) v_{34}^{j_{34}}(R_{34})] \times \\ &\times e^{-2\beta \xi_3^2} (1+(-1)^{j_{12}+j_{34}-L}) \sum_{k=0}^{\min(j_{12}, j_{34})} (1+\delta_{k0})^{-1} C_{k-k}^{j_{12} j_{34} L} \times \\ &\times P_{j_{12}}^k(\cos \theta_{12}) P_{j_{34}}^k(\cos \theta_{34}) \xi_3^{\prime 2} d\xi_3^{\prime} d\cos \theta_{\xi_3^{\prime}}. \quad /7/ \end{aligned}$$

Явный вид функций $v_{12(34)}^{j_{12}(j_{34})}(R_{12(34)})$, $A_{12(34)}^{j_{12}(j_{34})}$ и переменных интегрирования укажем ниже. Присоединенные полиномы Лежандра $P_j^k(\cos\theta)$ нормируем на величину

$2(2j+1)$, $(\hat{l}_i = \sqrt{2}l_i + 1)$. В случае N-P-взаимодействия непосредственное применение использованного выше метода /6/ невозможно. Однако если в волновой функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3)$ /5/ перейти к таким новым переменным $\{\vec{\xi}_1\}$, чтобы для потенциалов v_{ij} и V_{ij} координата $\vec{\xi}_1$ выражалась через векторы \vec{r}_i и \vec{r}_j ($\vec{\xi}_1 = \vec{r}_i - \vec{r}_j$),

а координата $\vec{\xi}_2$ - через остальные два вектора из набора $\{\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4\}$, то вычисление интегралов /4/ для NP-взаимодействия проводится в полной аналогии с P-P и NN-случаями. Подобную замену переменных всегда можно сделать, поскольку функция χ_α симметрична относительно перестановки координат 4-х нуклонов. Изменяя соответствующим образом порядок сложения угловых моментов в функции /4/ и проведя необходимые выкладки, получим для функции $\Theta_{NP}^{(2)}$ следующую формулу:

$$\Theta_{NP}^{(2)}(R) = 64 \frac{\beta^{9/4}}{\pi^{3/4}} \frac{\hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_3 \hat{l}_4}{\hat{L}} \int_0^\infty e^{-2\beta\xi_3'^2} d\xi_3' d\cos\theta_{\xi_3'} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{j_{13} j_{24}} \hat{j}_{12} \hat{j}_{34} \hat{j}_{13} \hat{j}_{24} \begin{Bmatrix} l_1 & l_3 & j_{13} \\ l_2 & l_4 & j_{24} \\ j_{13} & j_{24} & L \end{Bmatrix} [v_{13}^{j_{13}}(R_{12}) A_{24}^{j_{24}}(R_{34}) + \right.$$

$$\left. + A_{13}^{j_{13}}(R_{12}) v_{24}^{j_{24}}(R_{34}) \right] \times$$

$$\begin{aligned} & \times (1+(-1)^{j_{13}+j_{24}-L}) \sum_{k_1=0}^{\min(j_{13}, j_{24})} (1+\delta_{k_1 0})^{-1} \times \\ & \times C_{k_1 -k_1 0}^{j_{13} j_{24} L} P_{j_{13}}^{k_1}(\cos\theta_{12}) P_{j_{24}}^{k_1}(\cos\theta_{34}) + \\ & + (-1)^{l_3+l_4-j_{34}} \sum_{j_{14} j_{23}} \hat{j}_{12} \hat{j}_{34} \hat{j}_{14} \hat{j}_{23} \begin{Bmatrix} l_1 & l_4 & j_{14} \\ l_2 & l_3 & j_{23} \\ j_{14} & j_{23} & L \end{Bmatrix} \times \\ & \times [v_{14}^{j_{14}}(R_{12}) A_{23}^{j_{23}}(R_{34}) + v_{23}^{j_{23}}(R_{34}) A_{14}^{j_{14}}(R_{12})] \times \\ & \times (1+(-1)^{j_{14}+j_{23}-L}) \sum_{k_2=0}^{\min(j_{14}, j_{23})} (1+\delta_{k_2 0})^{-1} \times \\ & \times C_{k_2 -k_2 0}^{j_{14} j_{23} L} P_{j_{14}}^{k_2}(\cos\theta_{12}) P_{j_{23}}^{k_2}(\cos\theta_{34}) \}, \end{aligned} \quad /8/$$

где использованы переменные, определенные соотношениями:

$$R_{12} = \sqrt{R^2 + \xi_3'^2 + 2R\xi_3' \cos\theta_{\xi_3'}}, \quad \cos\theta_{12} = \frac{R + \xi_3' \cos\theta_{\xi_3'}}{R_{12}}, \quad /9/$$

$$R_{34} = \sqrt{R^2 + \xi_3'^2 - 2R\xi_3' \cos\theta_{\xi_3'}}, \quad \cos\theta_{34} = \frac{R - \xi_3' \cos\theta_{\xi_3'}}{R_{34}}.$$

Функции $v_{ij}^{j_{ij}}(R_{ij})$ имеют вид

$$v_{ij}^{j_{ij}}(R_{ij}) = \int d\xi_1' \xi_1'^2 e^{-\beta\xi_1'^2} u_{ij}(R_{12}, r_1, r_2, 2\xi_1')$$

$$\times \int d \cos \theta_{\vec{\xi}_1} \psi_{n_i \ell_i j_i}(r_1) \psi_{n_j \ell_j j_j}(r_2) \times$$

$$\times (1+(-1)^{\ell_i + \ell_j - j_{ij}}) \sum_{k=0}^{\min(\ell_i, \ell_j)} (1+\delta_{k0})^{-1} C_{k-k_0}^{\ell_i \ell_j j_{ij}} \times$$

$$\times P_{\ell_i}^k(\cos \theta_1) P_{\ell_j}^k(\cos \theta_2). \quad /10/$$

Причем

$$r_1 = \sqrt{R_{12}^2 + \xi_1'^2 + 2R_{12}\xi_1' \cos \theta_{\vec{\xi}_1}}, \quad \cos \theta_1 = \frac{R_{12} + \xi_1' \cos \theta_{\vec{\xi}_1}}{r_1}, \quad /11/$$

$$r_2 = \sqrt{R_{12}^2 + \xi_1'^2 - 2R_{12}\xi_1' \cos \theta_{\vec{\xi}_1}}, \quad \cos \theta_2 = \frac{R_{12} - \xi_1' \cos \theta_{\vec{\xi}_1}}{r_2}.$$

Функции $A_{ij}^{j_{ij}}(R_{12})$ также определяются формулой /10/, если положить $u_{ij}(R_{12}, r_1, r_2, 2\xi_1') = 1$. Выражения для функций $v_{ij}^{j_{ij}}(R_{34})$ и $A_{ij}^{j_{ij}}(R_{34})$ получаются из формул для функций $v_{ij}^{j_{ij}}(R_{12})$ и $A_{ij}^{j_{ij}}(R_{12})$ соответственно при замене переменной ξ_1' на ξ_2' . Заметим, что в формулах /7/-/11/ $\vec{\xi}_3' = \frac{1}{2}\vec{\xi}_3$; $\vec{\xi}_1' = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2' = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{\xi}_2$. Как следует из приведенных выражений, учет NP-взаимодействия приводит к появлению дополнительного суммирования по промежуточным квантовым числам j_{13} , j_{24} , j_{14} и j_{23} , что существенно усложняет вычисления.

2. Эффективное взаимодействие /ЭВ/ нуклонов в ядре может существенно отличаться /7/ от их взаимодействия в пустоте как для канала частица-дырка /8/, так и для канала частица-частица /9,10/. Это обстоятельство и приводит к необходимости учета второй суммы во взаимодействии $V_{\alpha A-4}$ /1/. При изучении α -распада

принципиальным является использование нуклон-нуклонного взаимодействия конечного радиуса /3/. Для интересующего нас канала частица-частица параметры ЭВ конечного радиуса известны /10/ только для взаимодействия $a^2 \Gamma_{ij}^{\xi}$, приводящего к спариванию. Поэтому ниже ограничимся случаем облегченного α -распада, для которого ЭВ $a^2 \Gamma_{ij}^{\xi}$ должно давать главный вклад /2/.

В соответствии с работой /10/ выберем ЭВ в виде

$$v_{ij} = a^2 \Gamma_{ij}^{\xi} = \frac{\pi^2 \hbar^3}{p_F m^*} \{ \gamma_{ij}^{in} y^n(R_{ij}) + \gamma_{ij}^{ex} (1 - y^n(R_{ij})) \} f(r_{ij}). \quad /12/$$

Здесь m^* - эффективная масса нуклона, p_F - импульс Ферми, функция $y(R_{ij}) = \rho(R_{ij})/\rho(0)$, где $\rho(R_{ij})$ - одно-нуклонная плотность /11/, причем R_{ij} - координата центра тяжести взаимодействующей пары (ij) нуклонов. Зависимость от их относительной координаты определим в форме

$$f(r_{ij}) = \pi^{-3/2} r_0^{-3} \exp[-(r_{ij}/r_0)^2] / \Phi_m /^{-3}, \quad /13/$$

где $r_0 = 1,74 \text{ Фм}$ в согласии со значением эффективного радиуса феноменологических нуклон-нуклонных потенциалов /11/. Конкретный вид зависимости ЭВ от плотности $y^n(R_{ij})$ содержит некоторую неопределенность в величине степени n , связанную с методом параметризации ЭВ. Ниже используем значение $n = 2/3$ /10/. Значения параметров γ^{in} и γ^{ex} , определяющие силу взаимодействия нуклонов во внутренней (γ^{in}) и внешней (γ^{ex}) областях ядра, подобраны феноменологически /7-10/.

Заметим, что ЭВ, ответственное за спаривание, действует только между нуклонами одного типа, так что в формуле /12/ следует положить $\gamma_{ij}^{in} = \gamma_{ij}^{ex} = 0$ для случая NP-взаимодействия.

3. В таблице приведены результаты расчетов амплитуд $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ для ряда оболочечных конфигураций отделяемых нуклонов, дающих значительный вклад в случае облегченного α -распада изотопов полония. Для удобства сравнения в таблице даны значения отношений

Таблица

Ядро ^{204}Po		$E_\alpha = 5,38 \text{ МэВ}$			
Вариант ЭВ	Конфигурация	PP	NN	NP	$M^{(2)}/M^{(1)}$
$n = 2/3$ $\gamma_{PP}^{in} = -1.5$ $\gamma_{NN}^{in} = -2.8$ $\gamma_{PP}^{ex} = \gamma_{NN}^{ex} = \gamma^{пуст} = -3.1$	$[(2d_{3/2})_0^2 (1i_{1/2})_0^2]_0$	0,003	-0,02	-0,35	-0,37
	$[(1h_{9/2})_0^2 (3p_{1/2})_0^2]_0$	-0,0005	-0,004	-0,285	-0,29
	$[(1h_{9/2})_0^2 (2f_{5/2})_0^2]_0$	-0,0007	-0,008	-0,30	-0,31
	$[(1h_{9/2})_0^2 (2g_{7/2})_0^2]_0$	-0,0006	-0,005	-0,316	-0,32
$n = 2/3$ $\gamma_{PP}^{in} = \gamma_{NN}^{in} = 0$ $\gamma_{PP}^{ex} = -7.6$ $\gamma_{NN}^{ex} = -7.5$ $\gamma^{пуст} = -3.1$	$[(3s_{1/2})_0^2 (3p_{1/2})_0^2]_0$	0,08	0,1	-0,33	-0,15
	$[(3s_{1/2})_0^2 (2g_{9/2})_0^2]_0$	0,09	0,16	-0,38	-0,13
	$[(3s_{1/2})_0^2 (1i_{1/2})_0^2]_0$	0,06	0,13	-0,33	-0,14
	$[(2d_{3/2})_0^2 (2f_{5/2})_0^2]_0$	0,06	0,08	-0,29	-0,15
	$[(2d_{3/2})_0^2 (1i_{1/2})_0^2]_0$	0,05	0,11	-0,31	-0,15
	$[(1h_{9/2})_0^2 (3p_{1/2})_0^2]_0$	0,08	0,08	-0,29	-0,13
	$[(1h_{9/2})_0^2 (2f_{5/2})_0^2]_0$	0,07	0,07	-0,30	-0,16
	$[(1h_{9/2})_0^2 (2g_{7/2})_0^2]_0$	0,06	0,12	-0,37	-0,19

$M^{(2)}/M^{(1)}$, а также величины относительных вкладов, соответствующие учету PP-, NN- и NP-взаимодействий.

Расчеты проведены для двух вариантов параметризации ЭВ из работы^{/10/}. Ввиду слабой зависимости от массового числа параметров γ^{in} и γ^{ex} в наших вычислениях использованы их усредненные по А значения, указанные в таблице. Для первого варианта ЭВ параметры γ_{PP}^{ex} и γ_{NN}^{ex} фиксировались на их пустотных значениях, а константы γ^{in} подбирались^{/10/}. При этом перенормировка взаимодействия для протонной системы оказалась относительно небольшой ($\gamma_{PP}^{in} \approx 1/2 \gamma_{PP}^{ex}$), а для нейтронной системы - весьма малой ($\gamma_{NN}^{in} \approx \gamma_{NN}^{ex}$). Ввиду

слабой перенормировки ЭВ вклады в амплитуду $M^{(2)}$ от PP- и NN-взаимодействий оказываются малыми, и отношение $M^{(2)}/M^{(1)}$ определяется в основном NP-компонентой, для которой мы приняли $v_{ij} = 0$. Таким образом, приведенные в таблице величины отношений $M^{(2)}/M^{(1)}$ представляют собой скорее верхние оценки этих отношений, поскольку в канале частица-частица кроме взаимодействия спаривательного типа $a^2\Gamma^\xi$ имеется ЭВ, не равное нулю для NP-пары. Включение же любого притягивающего ЭВ v_{NP} приведет к уменьшению NP-вклада в амплитуду $M^{(2)}$ и соответственно уменьшит величину отношения $M^{(2)}/M^{(1)}$. С учетом сказанного значения отношений $M^{(2)}/M^{(1)}$, полученные для обсуждаемого варианта ЭВ, не противоречат качественным оценкам, сделанным ранее^{/2/}. Следуя работе^{/10/} заметим, однако, что данный вариант параметризации ЭВ противоречит факту отсутствия сверхтекучести ядерной материи^{/12/}.

В нижней части таблицы приведены результаты расчетов для ЭВ $a^2\Gamma^\xi$, не приводящего к сверхтекучести ядерной материи. Правда, в данном варианте параметризации $\gamma^{ex} \neq \gamma^{пуст}$. Физически это означает, что переход ЭВ в пустотное взаимодействие происходит достаточно далеко от поверхности ядра^{/7/}. Рассчитанные величины отношений $M^{(2)}/M^{(1)}$, а также парциальные вклады в них от PP-, NN- и NP-взаимодействий оказываются достаточно малыми и в соответствии с оценками^{/2/} ведут к уменьшению абсолютной ширины α -распада. Как видно из таблицы, величины $M^{(2)}/M^{(1)}$ довольно слабо зависят от квантовых чисел ($n^l j$), характеризующих состояния отделяемых нуклонов.

Таким образом, для облегченного α -распада учет части взаимодействия $V_{\alpha A-4}$, связанной с перенормировкой ЭВ между нуклонами, формирующими испускаемую α -частицу, не приводит к существенному изменению абсолютных величин α -ширин. Для окончательного решения вопроса о роли указанного взаимодействия в процессе α -распада необходимы дальнейшие расчеты, требующие более полного знания параметров ЭВ конечного радиуса в канале частица-частица для широкого круга тяжелых α -радиоактивных ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кадменский С.Г., Калечиц В.Е. ЯФ, 1970, 12, с.70.
2. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, 6, с.469.
3. Furman W.I. e.a. Nucl.Phys., 1974, A226, p.131.
4. Холан С. ОИЯИ, Р4-9278, Дубна, 1975.
5. Mang H.J. Phys.Rev., 1960, 119, p.1069.
6. Furman W.I. e.a. Nucl.Phys., 1975, A259, p.114.
7. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
8. Бунатян Г.Г., Микулинский М.А. ЯФ, 1965, 1, с.38.
9. Саперштейн Э.Е., Троицкий М.А. ЯФ, 1965, 1, с.400.
10. Кадменский С.Г. и др. ОИЯИ, Р4-10469, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, в.4.
11. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971.
12. Green I.M., Moskowsky S.A. Phys.Rev., 1965, 139, p.790.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 января 1978 года.