

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



31.ii.75

М-197

P4 - 8499

778/2-75

Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев

О РОЛИ КОМПОНЕНТ КВАЗИЧАСТИЦА  
ПЛЮС ДВА ФОНОНА В ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ  
НЕРОТАЦИОННЫХ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

**1974**

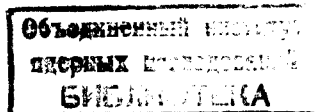
ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8499

Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев

О РОЛИ КОМПОНЕНТ КВАЗИЧАСТИЦ  
ПЛЮС ДВА ФОНОНА В ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ  
НЕРОТАЦИОННЫХ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в Изв. АН СССР



Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г.

P4 - 8499

О роли компонент квазичастица плюс два фонона в волновых функциях неротационных низколежащих состояний деформированных ядер

Исследовано влияние включения в волновую функцию компонент квазичастица плюс два фонона на энергии и структуру состояний нечетных ядер и показано, что для состояний с энергией возбуждения ниже (0,7-1,0) МэВ для сильно деформированных ядер этими компонентами можно пренебречь. Можно не учитывать фононы с  $\lambda > 3$  при вычислении характеристик состояний с энергией менее 1 МэВ. При изучении структуры неротационных состояний с энергией возбуждения более (1,0-1,5) МэВ в волновых функциях следует принимать во внимание компоненты квазичастица плюс два фонона.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1974

Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. P4 - 8499

On the Role of Components - Quasiparticle Plus Two Phonons - in the Wave Functions of the Nonrotational Low-Lying States of Deformed Nuclei

The influence of inclusion of components - quasiparticle plus two phonons - into the wave function on the energy and structure of odd-mass nuclei is studied. It is shown that these components can be neglected for the strongly deformed nucleus states with the excitation energy below (0.7-1.0) MeV. Phonons with  $\lambda > 3$  need not be taken into account when calculating the characteristics of the states with the excitation energy  $< 1$  MeV. The above components must be taken into consideration in the wave functions when studying the structure of the nonrotational states of  $> (1.0-1.5)$  MeV excitation energy.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna, 1974

1. Вопрос о величине примесей многочастичных конфигураций в волновых функциях низколежащих состояний сложных ядер изучается как теоретически, так и экспериментально. Как известно <sup>/1,2/</sup>, в приближении Хартри-Фока-Боголюбова наилучший выбор параметров потенциала среднего поля соответствует представлению, в котором матрица плотности диагональна, а корреляционная функция приведена в каноническому виду. В этом представлении, например, основные состояния нечетных деформированных ядер должны быть чистыми одноквазичастичными состояниями. В работах <sup>/3,4/</sup> приведены доводы, согласно которым в сильно деформированных ядрах условия диагональности матрицы плотности должны выполняться с довольно хорошей точностью. Первое изучение фрагментации одночастичных состояний <sup>/5/</sup> и расчеты энергий и структуры низколежащих состояний нечетных деформированных ядер /см., напр., <sup>/6/</sup> / показали, что сила одночастичного состояния, лежащего вблизи энергии Ферми, на /85-95/% сконцентрирована на одном ядерном уровне, и примеси компонент квазичастица плюс два фонона невелики. Эти исследования подтверждают положение о малости недиагональных частей матрицы плотности.

Для изучения усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения и для грубого описания структуры состояний с промежуточной энергией возбуждения в работе <sup>/7/</sup> сформулирована модель, основанная на учете взаимодействия квазичастиц с фононами. Эта модель является обобщением модели, с помощью которой вычисляются энергии и структура низколежащих неротационных

состояний нечетных деформированных ядер /см., напр., <sup>16/</sup> /. В настоящей работе используем вышеупомянутую модель для изучения роли компонент квазичастица плюс два фона в волновых функциях неротационных состояний нечетных сильно деформированных ядер.

2. Гамильтониан, описывающий ядерные взаимодействия, возьмем в виде среднего поля, описываемого потенциалом Саксона-Вудса, взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и к мультиполь-мультипольным взаимодействиям. С таким же гамильтонианом проведены <sup>16/</sup> расчеты характеристик низколежащих состояний нечетных деформированных ядер. Расчеты выполнены в однофононном приближении, когда в волновой функции кроме одноквазичастичных членов содержатся члены квазичастица плюс один фонон. В нашей работе используются одночастичные энергии и волновые функции, выполненные с теми же параметрами потенциала Саксона-Вудса, при тех же параметрах равновесных деформаций, и взяты такие же константы взаимодействия, что и в расчетах <sup>16/</sup>. Однако, в отличие от <sup>16/</sup>, нами дополнительно приняты во внимание фононы мультипольности от  $\lambda = 4$  до  $\lambda = 7$  и для всех фононов учитываются пять первых корней,  $j = 1, \dots, 5$ , а не два, как в <sup>16/</sup>.

Волновую функцию нечетного деформированного ядра, описывающую состояние с фиксированным значением  $K^\pi$ , запишем в виде

$$\Psi_i(K^\pi) = C_{\nu_0}^i \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ a_{\nu_0 \sigma}^+ + \sum_{g, \nu} D_{\nu_0 \nu \sigma}^{g i} a_{\nu \sigma}^+ Q_g^+ + \sum_{g, g_2} \sum_{\nu} F_{\nu_0 \nu \sigma}^{g g_2 i} a_{\nu \sigma}^+ Q_g^+ Q_{g_2}^+ \right\} \Psi_0. \quad /1/$$

Здесь  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра с  $A-1$ ,  $i$  - номер состояния,  $a_{\nu \sigma}^+$ ,  $Q_g^+$  - операторы рождения квазичастицы и фона,  $g = \lambda \mu j$ ,  $(\nu \sigma)$  - квантовые числа, характеризующие одночастичное

состояние,  $\sigma = \pm 1$ . Условие нормировки /1/ имеет следующий вид:

$$(C_{\nu_0}^i)^2 \left\{ 1 + \sum_{g, \nu} (D_{\nu_0 \nu}^{g i})^2 + 2 \sum_{g, g_2, \nu} (F_{\nu_0 \nu}^{g g_2 i})^2 \right\} = 1. \quad /2/$$

С помощью вариационного принципа в <sup>17/</sup> получена система уравнений для определения энергий неротационных состояний  $\eta_{\nu_0}^i$  и функций  $C_{\nu_0}^i$ ,  $D_{\nu_0 \nu}^{g i}$ ,  $F_{\nu_0 \nu}^{g g_2 i}$ . В работе <sup>18/</sup> сформулирован приближенный метод решения этих уравнений, согласно которому учтены все когерентные члены и полюсные некогерентные члены. Первые исследования фрагментации одночастичных состояний, выполненные с помощью этого приближенного метода, изложены в работе <sup>19/</sup>.

Вышеупомянутый приближенный метод используется нами для выяснения влияния компонент  $F_{\nu_0 \nu}^{g g_2 i}$  волновой функции /1/ на энергию и структуру низколежащих состояний. Анализ проводится на примере ядер <sup>239</sup>U и <sup>161</sup>Cd.

3. Изучим, как изменятся энергии и структура низколежащих состояний, во-первых, от включения фононов с  $\lambda = 4, 5, 6$  и  $7$  и корней  $j = 3, 4, 5$  /для всех  $\lambda$  / при расчетах в однофононном приближении, во-вторых, при учете членов волновой функции квазичастица плюс два фона. Результаты вычислений неротационных состояний <sup>239</sup>U приведены в табл. 1-3, при этом результаты, полученные в однофононном приближении с  $\lambda \mu = 20, 22, 30, 30, 31, 32$  и  $j = 1, 2$ , даны в табл. 1, с  $\lambda = 20, \dots, 77$  и  $j = 1, \dots, 5$  - в табл. 2, в двухфононном приближении с  $\lambda \mu = 20, \dots, 77$  и  $j = 1, \dots, 5$  - в табл. 3. Результаты расчетов неротационных состояний <sup>161</sup>Cd в однофононном приближении представлены в табл. 4, в двухфононном приближении - в табл. 5. В табл. 1-5 энергии состояний отсчитываются от энергии основных состояний  $\eta_{622}$  и  $\eta_{523}$ ; в столбце "Структура" даны полученные из условия нормировки /2/ коэффициенты волновой функции /1/  $(C_{\nu_0}^i)^2$ ,  $(C_{\nu_0}^i D_{\nu_0 \nu}^{g i})^2$  и  $(C_{\nu_0}^i F_{\nu_0 \nu}^{g g_2 i})^2$ , определяющие величины компонент: одноквазичастичной, квазичастица плюс фонон и квазичастица

Таблица 1

Энергия и структура низколежащих состояний в  $^{239}\text{U}$   
 для волновой функции (I) с  $F_{\lambda\mu}^{j\pi} = 0$  при учете фононов  
 с  $\lambda\mu = 20, \dots, 32$ ,  $j = 1, 2$ ;  $\eta_{622\uparrow} = 530$  кэВ

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура	
	опыт	расчет		
5/2 <sup>+</sup>	0	0	622 <sup>+</sup>	94%
1/2 <sup>+</sup>	133	40	631 <sup>+</sup>	91%
7/2 <sup>+</sup>	173	120	624 <sup>+</sup>	93%
7/2 <sup>-</sup>		140	743 <sup>+</sup>	93%
9/2 <sup>-</sup>		450	734 <sup>+</sup>	85%
5/2 <sup>-</sup>		520	752 <sup>+</sup>	49%
9/2 <sup>+</sup>		700	615 <sup>+</sup>	75%
7/2 <sup>+</sup>	680	710	613 <sup>+</sup>	69%
1/2 <sup>-</sup>	659	770	770 <sup>+</sup>	18%
1/2 <sup>+</sup>	688	890	620 <sup>+</sup>	46%
3/2 <sup>-</sup>		980	761 <sup>+</sup>	33%
5/2 <sup>+</sup>		1070	633 <sup>+</sup>	0,2%
			622 <sup>+</sup>	94%
			631 <sup>+</sup>	91%
			624 <sup>+</sup>	93%
			743 <sup>+</sup>	93%
			734 <sup>+</sup>	85%
			752 <sup>+</sup>	49%
			615 <sup>+</sup>	75%
			613 <sup>+</sup>	69%
			770 <sup>+</sup>	18%
			620 <sup>+</sup>	46%
			761 <sup>+</sup>	33%
			633 <sup>+</sup>	0,2%
			622 <sup>+</sup>	42%
			622 <sup>+</sup>	4%
			743 <sup>+</sup>	32%
			631 <sup>+</sup>	6%
			622 <sup>+</sup>	98%
			620 <sup>+</sup>	2%
			633 <sup>+</sup>	2%
			631 <sup>+</sup>	1%
			622 <sup>+</sup>	3%
			734 <sup>+</sup>	3%
			622 <sup>+</sup>	3%
			615 <sup>+</sup>	2%
			633 <sup>+</sup>	8%
			631 <sup>+</sup>	2%
			622 <sup>+</sup>	31%
			633 <sup>+</sup>	8%
			615 <sup>+</sup>	11%
			613 <sup>+</sup>	4%
			743 <sup>+</sup>	20%
			734 <sup>+</sup>	3%
			631 <sup>+</sup>	76%
			501 <sup>+</sup>	2%
			622 <sup>+</sup>	42%
			622 <sup>+</sup>	4%
			743 <sup>+</sup>	32%
			631 <sup>+</sup>	6%
			622 <sup>+</sup>	98%
			620 <sup>+</sup>	2%
			633 <sup>+</sup>	2%
			631 <sup>+</sup>	2%
			622 <sup>+</sup>	3%
			734 <sup>+</sup>	7%
			624 <sup>+</sup>	4%
			503 <sup>+</sup>	2%
			631 <sup>+</sup>	5%
			631 <sup>+</sup>	12%
			743 <sup>+</sup>	1,8%

плюс два фонона. Для каждого состояния выписано несколько наибольших компонент.

Из табл. 1-3 видно, что дополнительный учет фононов с  $\lambda\mu = 33, 44, \dots, 77$  и  $j = 3, 4, 5$  в однофононном приближении приводит к опусканию энергии  $\eta_{622\uparrow}$  основного состояния  $^{239}\text{U}$  на 80 кэВ, а включение компонент квазичастица плюс два фонона - еще на 40 кэВ. В  $^{161}\text{Gd}$  включение компонент квазичастица плюс два фонона приводит к опусканию энергии  $\eta_{523}$  основного состояния только на 3 кэВ. Из сравнения результатов, представленных в табл. 1 и 2, видно, что если наряду

Таблица 2

Энергия и структура низколежащих состояний в  $^{239}\text{U}$   
 для волновой функции (I) с  $F_{\lambda\mu}^{j\pi} = 0$  при учете фононов  
 с  $\lambda\mu = 20, \dots, 77$ ,  $j = 1, \dots, 5$ ;  $\eta_{622\uparrow} = 450$  кэВ

$K^\pi$	Энергия, кэВ		Структура	
	опыт	расчет		
5/2 <sup>+</sup>	0	0	622 <sup>+</sup>	93%
7/2 <sup>+</sup>	173	50	624 <sup>+</sup>	91%
1/2 <sup>+</sup>	133	70	631 <sup>+</sup>	90%
7/2 <sup>-</sup>		160	743 <sup>+</sup>	91%
9/2 <sup>+</sup>		460	615 <sup>+</sup>	76%
9/2 <sup>-</sup>		470	734 <sup>+</sup>	84%
5/2 <sup>-</sup>		560	752 <sup>+</sup>	53%
7/2 <sup>+</sup>	680	630	613 <sup>+</sup>	80%
1/2 <sup>+</sup>	688	800	620 <sup>+</sup>	59%
1/2 <sup>-</sup>	659	840	770 <sup>+</sup>	25%
3/2 <sup>-</sup>		1030	761 <sup>+</sup>	37%
5/2 <sup>+</sup>		1160	633 <sup>+</sup>	0,2%
			622 <sup>+</sup>	93%
			624 <sup>+</sup>	91%
			631 <sup>+</sup>	90%
			743 <sup>+</sup>	91%
			615 <sup>+</sup>	76%
			734 <sup>+</sup>	84%
			752 <sup>+</sup>	53%
			613 <sup>+</sup>	80%
			620 <sup>+</sup>	59%
			770 <sup>+</sup>	25%
			761 <sup>+</sup>	37%
			633 <sup>+</sup>	0,2%
			622 <sup>+</sup>	25%
			633 <sup>+</sup>	8%
			743 <sup>+</sup>	5%
			734 <sup>+</sup>	3%
			622 <sup>+</sup>	23%
			622 <sup>+</sup>	4%
			631 <sup>+</sup>	67%
			501 <sup>+</sup>	2%
			743 <sup>+</sup>	29%
			631 <sup>+</sup>	7%
			622 <sup>+</sup>	98%
			620 <sup>+</sup>	2%
			633 <sup>+</sup>	2%
			631 <sup>+</sup>	1%
			622 <sup>+</sup>	3%
			734 <sup>+</sup>	3%
			622 <sup>+</sup>	2%
			615 <sup>+</sup>	1%
			633 <sup>+</sup>	8%
			631 <sup>+</sup>	2%
			622 <sup>+</sup>	31%
			633 <sup>+</sup>	8%
			615 <sup>+</sup>	11%
			613 <sup>+</sup>	4%
			743 <sup>+</sup>	20%
			734 <sup>+</sup>	3%
			631 <sup>+</sup>	76%
			501 <sup>+</sup>	2%
			622 <sup>+</sup>	42%
			622 <sup>+</sup>	4%
			743 <sup>+</sup>	32%
			631 <sup>+</sup>	6%
			622 <sup>+</sup>	98%
			620 <sup>+</sup>	2%
			633 <sup>+</sup>	2%
			631 <sup>+</sup>	2%
			622 <sup>+</sup>	3%
			734 <sup>+</sup>	7%
			624 <sup>+</sup>	4%
			503 <sup>+</sup>	2%
			631 <sup>+</sup>	5%
			631 <sup>+</sup>	12%
			743 <sup>+</sup>	1,8%

с фононами  $\lambda\mu = 20, \dots, 32$ ,  $j = 1, 2$  еще учесть фононы  $\lambda\mu = 33, \dots, 77$ ,  $j = 3, 4, 5$ , то это приводит к небольшому изменению энергий и уменьшению в пределах одного процента вклада основной компоненты для состояний, близких к одноквазичастичным. Энергия и структура сложных состояний могут измениться сильнее, что продемонстрировано на примере состояния с  $K^\pi = 9/2^+$  в  $^{239}\text{U}$ . В общем, влияние учета вышеуказанных фононов на большинство состояний невелико.

Необходимо отметить, что влияние фононов различных мультипольностей и значений  $j$  на свойства низколежащих состояний неодинаково. Главную роль играет не величина фундаментального полюса, а степень коллектив-

ности фононов. Поэтому наибольшее влияние оказывают один-два нижайших фонона с  $\lambda_{\mu} = 20, 22, 30, 31$  и  $32$ .

Таблица 4

Таблица 3

Энергии и структура низколежащих состояний в  $^{239}\text{U}$  для волновой функции (I) при учете фононов с  $\lambda_{\mu} = 20, \dots, 77$ ,  $j = 1, \dots, 5$ ;  $\eta_{622\uparrow} = 410$  кэВ

Энергии и структура низколежащих состояний в  $^{161}\text{Gd}$  для волновой функции (I) с  $F_{\nu, \lambda}^{j, \mu} = 0$  при учете фононов с  $\lambda_{\mu} = 20, \dots, 77$ ,  $j = 1, \dots, 5$ ;  $\eta_{523\uparrow} = 890$  кэВ

$K^{\pi}$	Энергия, кэВ		Структура	
	опыт	расчет		
$5/2^+$	0	0	$622\uparrow$ 88%	$752\uparrow + \theta_1(30)$ 3% $620\uparrow + \theta_1(22)$ 2%
$7/2^+$	173	50	$624\downarrow$ 87%	$622\downarrow + \theta_1(22)$ 3% $734\uparrow + \theta_1(31)$ 2% $624\downarrow + \theta_1(22) + \theta_1(22)$ 0,3%
$1/2^+$	133	70	$631\downarrow$ 86%	$631\downarrow + \theta_1(20)$ 2% $633\downarrow + \theta_1(22)$ 2% $631\downarrow + \theta_1(30) + \theta_1(30)$ 0,3%
$7/2^-$	180	743\uparrow	88%	$743\uparrow + \theta_1(20)$ 3% $761\uparrow + \theta_1(22)$ 1% $761\uparrow + \theta_1(20) + \theta_1(22)$ 0,1%
$9/2^+$	280	$615\downarrow$ $613\downarrow$	$613\downarrow$ 61%	$615\downarrow + \theta_1(20)$ 13% $613\downarrow + \theta_1(22)$ 5% $615\downarrow + \theta_1(20) + \theta_1(20)$ 1%
$5/2^-$	410	$752\uparrow$ $752\uparrow + \theta_1(30)$	$37\%$ $752\uparrow + \theta_1(20)$ 11%	$622\uparrow + \theta_1(30) + \theta_1(30)$ 3% $752\uparrow + \theta_1(20) + \theta_1(20)$ 1%
$9/2^-$	440	$734\uparrow$ $734\uparrow + \theta_1(31)$	$73\%$ $615\downarrow + \theta_1(30)$ 4%	$734\uparrow + \theta_1(31) + \theta_1(31)$ 0,3%
$7/2^+$	680	$613\uparrow$ $613\uparrow + \theta_1(22)$	$67\%$ $624\downarrow + \theta_1(20)$ 5%	$743\uparrow + \theta_1(30)$ 11% $624\downarrow + \theta_1(20) + (22)$ 0,3%
$1/2^-$	659	$631\downarrow$ $633\downarrow + \theta_1(22) + \theta_1(30)$	$12\%$ $631\downarrow + \theta_1(30)$ 73%	$503\downarrow + \theta_1(22)$ 2% $501\downarrow + \theta_1(30) + \theta_1(30)$ 1%
$1/2^+$	688	$620\uparrow$ $620\uparrow + \theta_1(22) + \theta_1(22)$	$45\%$ $622\downarrow + \theta_1(22)$ 7%	$622\downarrow + \theta_1(22) + \theta_1(22)$ 2%
$5/2^+$	940	$633\downarrow$ $752\uparrow + \theta_1(20) + \theta_1(30)$	$0,02\%$ $622\uparrow + \theta_1(20)$ 90%	$752\uparrow + \theta_1(30)$ 1% $620\uparrow + \theta_1(20) + \theta_1(22)$ 1%
$3/2^-$	970	$761\uparrow$ $631\downarrow + \theta_1(31) + \theta_1(20) + \theta_1(30)$	$11\%$ $631\downarrow + \theta_1(31)$ 27%	$743\uparrow + \theta_1(22)$ 23% $743\uparrow + \theta_1(20) + \theta_1(22)$ 1%

Влияние компонент квазичастица плюс два фонона на энергии и структуру низколежащих состояний продемонстрировано в табл. 2, 3 и 4,5. Вклад компонент квазичастица плюс два фонона в нормировку волновой функции не превышает 1% для состояний с энергией до 300-500 кэВ и 3% - для состояний с энергией до 1 МэВ.

$K^{\pi}$	Энергия, кэВ		Структура	
	опыт	расчет		
$5/2^-$	0	0	$523\downarrow$ 98%	$521\downarrow + \theta_1(22)$ 1%
$5/2^+$		90	$642\uparrow$ 95%	$642\uparrow + \theta_1(20)$ 2% $660\uparrow + \theta_1(22)$ 2%
$1/2^-$	356	210	$521\downarrow$ 91%	$523\downarrow + \theta_1(22)$ 4% $521\downarrow + \theta_1(20)$ 2%
$3/2^-$	313	280	$521\uparrow$ 96%	$521\uparrow + \theta_1(20)$ 2%
$7/2^+$		370	$633\uparrow$ 95%	$633\uparrow + \theta_1(20)$ 3%
$3/2^+$		610	$651\uparrow$ 79%	$651\uparrow + \theta_1(20)$ 12% $660\uparrow + \theta_1(22)$ 5%
$5/2^-$	809	630	$510\uparrow$ 88%	$510\uparrow + \theta_1(22)$ 5% $521\uparrow + \theta_1(22)$ 1%
$1/2^-$		1060	$510\uparrow$ 0,6%	$523\downarrow + \theta_1(22)$ 95%
$9/2^-$		1060	$514\downarrow$ 0,2	$523\downarrow + \theta_1(22)$ 99,7%
$1/2^+$		1250	$660\uparrow$ 15%	$642\uparrow + \theta_1(22)$ 68% $651\uparrow + \theta_1(22)$ 10%
$3/2^-$		1440	$512\downarrow$ 0,3%	$521\uparrow + \theta_1(20)$ 91% $521\uparrow + \theta_1(22)$ 8%
$3/2^+$		1540	$651\uparrow$ 0,2%	$521\uparrow + \theta_1(30)$ 97% $633\uparrow + \theta_1(22)$ 2%

Этого можно было ожидать, т.к. нижайшие фундаментальные полюса типа  $\epsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g2} / \epsilon(\nu)$ ,  $\omega_g$  - энергии квазичастицы и фонона/ находятся при энергии 2-3 МэВ. Следует отметить, что при энергиях возбуждения 3 МэВ и более число полюсов типа  $\epsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g2}$  превышает число полюсов типа  $\epsilon(\nu) + \omega_g$ , и поэтому с ростом энергии возбуждения роль компонент квазичастица плюс два фонона сильно увеличивается. Исследования показали, что компоненты квазичастица плюс два фонона в волновой функции /1/ следует учитывать при изучении неротационных состояний нечетных сильно деформированных ядер с энергией более 1 МэВ в области редкоземельных элементов и с энергией более /0,5 - 0,7/ МэВ в области актинидов.

Из сравнения табл. 2,3 и 4,5 видно, что включение компонент квазичастица плюс два фонона приводит к небольшому увеличению фрагментации одночастичных состояний. Вклад одночастичной компоненты уменьшается

Таблица 5

Энергия и структура низколежащих состояний в  $^{161}\text{Gd}$   
 для волновой функции (I) при учете фононов с  $\lambda\mu=20, \dots, 77$ ,  
 $j = 1, \dots, 5$ ;  $\eta = 523\downarrow = 887 \text{ кэВ}$

$K^\pi$	Энергия, кэВ				Структура		
	опыт,	расчет					
$5/2^-$	0	0	523	97%	$52I\uparrow + \theta_i(22)$	2%	
$5/2^+$	80	642	93%		$523\downarrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	0,05%
					$660\uparrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	642 $\uparrow + \theta_i(20)$ 2%
$1/2^-$	356	200	52I	89%	$660\uparrow + \theta_i(20)$	$+ \theta_i(22)$	0,2%
					$523\downarrow + \theta_i(22)$	4%	$52I\uparrow + \theta_i(20)$ 2%
					$52I\uparrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	0,1%
$3/2^-$	313	270	52I	94%	$52I\uparrow + \theta_i(20)$	2%	
					$52I\uparrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	0,07%
$7/2^+$	360	633	94%		$633\uparrow + \theta_i(20)$	4%	
					$633\uparrow + \theta_i(20)$	$+ \theta_i(20)$	0,08%
$3/2^+$	510	651	67%		$651\uparrow + \theta_i(20)$	18%	$660\uparrow + \theta_i(22)$ 8%
					$651\uparrow + \theta_i(20)$	$+ \theta_i(20)$	1%
$5/2^-$	809	560	5I2	81%	$510\uparrow + \theta_i(22)$	8%	$52I\uparrow + \theta_i(22)$ 2%
					$512\uparrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	2%
$1/2^-$	960	510	1,7%		$523\downarrow + \theta_i(22)$	90%	$512\uparrow + \theta_i(22)$ 3%
					$52I\uparrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	3%
$9/2^-$	960	514	0,2%		$523\downarrow + \theta_i(22)$	96%	
					$52I\uparrow + \theta_i(22)$	$+ \theta_i(22)$	3%
$1/2^+$	1020	660	8%		$642\uparrow + \theta_i(22)$	65%	$65I\uparrow + \theta_i(22)$ 17%
					$660\uparrow + \theta_i(20)$	$+ \theta_i(20)$	0,7%
$3/2^-$	1280	512	0,1%		$52I\uparrow + \theta_i(20)$	95%	
					$52I\uparrow + \theta_i(20)$	$+ \theta_i(20)$	2%
$3/2^+$	1390	651	0,001%		$52I\uparrow + \theta_i(30)$	94%	$65I\uparrow + \theta_i(20)$ 2%
					$52I\uparrow + \theta_i(20)$	$+ \theta_i(30)$	0,9%

на /1-5/% для состояний, близких к одноквазичастичным и на /10-15/% - для состояний сложной структуры. В отдельных случаях включение этих компонент приводит к значительному изменению энергии и структуры состояния. Это относится, например, к состояниям  $^{239}\text{U}$  с  $K^\pi = 5/2^-, 3/2^-$  и  $1/2^-$ .

Наши исследования показали, что значительный вклад компонент квазичастица плюс два фона в волновые

функции низколежащих состояний наблюдается в тех нечетных ядрах, когда в  $A-1$  четно-четных ядрах имеются низколежащие сильно коллективизированные однофононные состояния. На примере  $^{169}\text{Er}$  показано, что если константу квадруполь-квадрупольного взаимодействия  $\kappa^{(2)}$  увеличить так, чтобы энергия первого  $K^\pi = 2^+$ -состояния в  $^{168}\text{Er}$  была меньше 0,8 МэВ, то имеет место значительное увеличение вклада компонент  $\nu_0 + Q_1(22) + Q_2(22)$ , и сильное изменение структуры низколежащих состояний. Таким образом, там, где плохо работает квазибозонное приближение, учет нижайших компонент волновой функции, представленной в виде ряда по числу фононов, может оказаться недостаточным. В таких случаях, которые относятся, в основном, к ядрам переходных областей, следует использовать другие приближения /см., напр., работу /10/ /.

4. Изучим, как распределяется сила одночастичного состояния, лежащего вблизи энергии Ферми, по многим ядерным уровням. Предварительные результаты изучения фрагментации одночастичных состояний изложены в /9/. Типичная картина фрагментации одночастичного состояния показана на рис. 1. На этом рисунке приведена величина  $(C_{622})^2$ , являющаяся суммой квадратов одноквазичастичных компонент состояния  $622\uparrow$  для уровней  $^{239}\text{U}$  с  $K^\pi = 5/2^+$ , лежащих в энергетическом интервале 0,2 МэВ. Одночастичное состояние  $622\uparrow$  соответствует уровню Ферми и поэтому является основным состоянием  $^{239}\text{U}$ . Такая слабая фрагментация одночастичного состояния имеет место для всех состояний, лежащих вблизи поверхности Ферми. Около 90% силы одночастичного состояния сконцентрировано на самом низком уровне, /8-10/% силы распределено по уровням, лежащим от 1 МэВ до энергии связи нейтрона, и /1-2/% относятся к уровням, лежащим в квазинепрерывном спектре. Настоящие исследования фрагментации согласуются с первоначальными результатами, полученными в работе /5/.

Следует отметить, что, несмотря на то, что на самом нижнем уровне с данными  $K^\pi$  сконцентрировано около 90% одночастичного состояния, распределение силы имеет

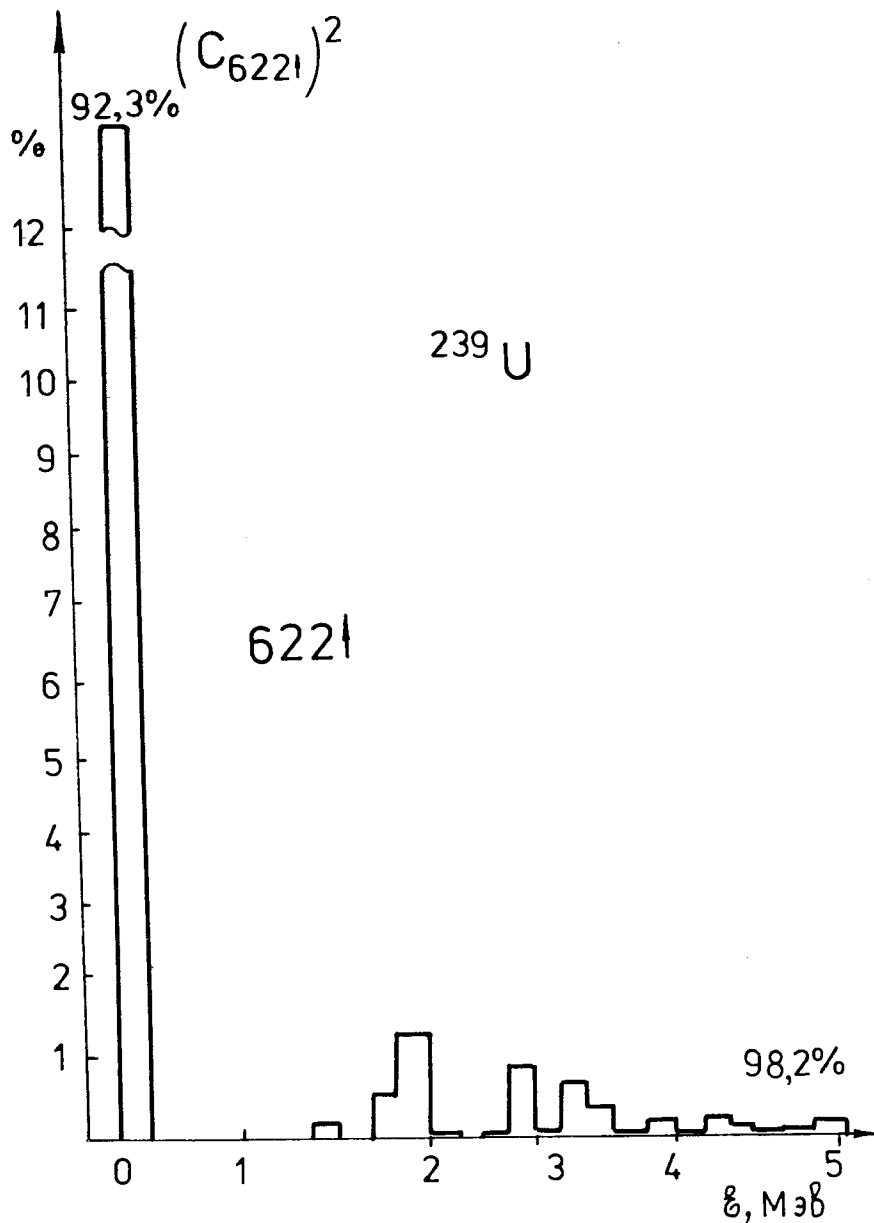


Рис. 1. Распределение силы одночастичного состояния  $5/2^+ [622^+]$  в  $^{239}\text{U}$ .

длинный хвост. Например, в интервале  $0,2 \text{ МэВ}$  около энергии связи нейтрона содержится порядка  $0,1\%$  силы одночастичного состояния. Можно надеяться, что с помощью такого длинного хвоста удастся объяснить величины  $s$ - и  $p$ -волновых нейтронных силовых функций в районе их минимумов.

5. На основе выполненных исследований можно сделать следующие выводы об описании низколежащих неротационных состояний нечетных деформированных ядер:

1/ однофононное приближение, использованное в <sup>6/</sup> и других работах, является достаточно хорошим для вычисления энергии и структуры состояний до энергии возбуждения  $1 \text{ МэВ}$  в сильно деформированных ядрах редкоземельной области и до энергии  $0,5 - 0,7 \text{ МэВ}$  в области актинидов;

2/ вклад компонент волновой функции квазичастица плюс два фонона следует учитывать при вычислении характеристик состояний с энергией более  $1,0 - 1,5 \text{ МэВ}$ ;

3/ влиянием фононов с  $\lambda > 3$  и корней секулярных уравнений  $j \geq 3$  для всех фононов на состояния с энергией менее  $1 \text{ МэВ}$  можно пренебречь.

Данные исследования иллюстрируют плодотворность единого подхода для описания низких, промежуточных и высоких возбужденных состояний сложных ядер, основные положения которого изложены в работе <sup>11/</sup>.

#### Литература

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
2. В.Г.Соловьев. Сб. "Структура ядра", стр. 77, Изд. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
3. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ 3, 770 /1972/.
4. В.Г.Соловьев. Нейтронная физика /вторая конференция по нейтронной физике/, ч. 1, 70 /1974/.
5. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 666 /1971/.
6. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ 4, 357 /1973/;  
А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 1550 /1971/.



7. V.G.Soloviev, L.A.Malov. *Nucl.Phys.*, A196, 433 (1972).
8. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р4- 7639, Дубна, 1973.
9. V.G.Soloviev. *Preprint JINR*, E4-8116, Dubna, 1974.
10. Р.В.Джолос. Сообщение ОИЯИ, Р4- 7967, Дубна, 1974.
11. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 1580 /1974/.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1974 года.*