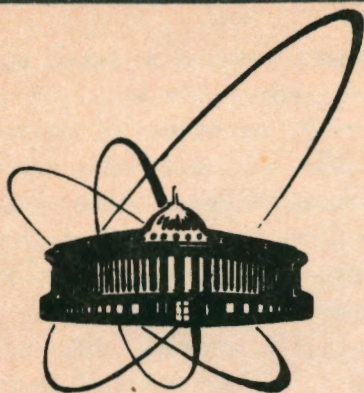


92-460



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-92-460

В.А.Кузьмин, Т.В.Тетерева\*

ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ БЕТА-ПЕРЕХОДЫ  
В СФЕРИЧЕСКИХ НЕЙТРОИЗБЫТОЧНЫХ  
ЯДРАХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,  
Москва

1992

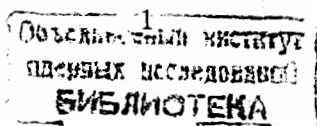
# 1 Введение

Знание ядерных гамов-теллеровских (ГТ) матричных элементов необходимо для теоретического описания скоростей двойного  $\beta$ -распада [1],  $r$ -процессов в ядерной астрофизике [2], изучения параметров слабых адронных токов и во многих других случаях. Одним из способов изучения их является  $\beta$ -распад.

В данной работе для ряда нейтроноизбыточных четно-четных ядер с массовыми числами около 100 в приближении случайных фаз вычисляется сила ГТ  $\beta^-$ -переходов на нижайшие  $1^{(+)}$ -состояния нечетно-нечетных ядер. При вычислении учитываются сверхпроводящие корреляции боголюбовского типа и сепарабельные остаточные взаимодействия в каналах частица-дырка и частица-частица, причем параметры одночастичных потенциалов (потенциалы Саксона-Вудса), спаривательного взаимодействия и эффективные константы остаточных сил были определены ранее при описании возбуждений в зарядово-нейтральном канале [3], изучении фрагментации ГТ ( $\sigma t^{(-)}$ ) гигантского резонанса [4] и исследовании  $\beta^+$ -распада протоноизбыточных ядер и  $(n, p)$  силовых функций [5]. В [6] показано, что данные по  $\beta^+$ -распаду протоноизбыточных ядер и  $(n, p)$  силовым функциям, изученным в реакциях  $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$  и  $^{90}\text{Zr}(n, p)^{90}\text{Y}$ , согласуются с предположением о сравнительно небольшой перенормировке внутри атомного ядра эффективной константы аксиально-векторного слабого взаимодействия:  $|\frac{g_A}{g_V}| \simeq 1.0$ . Таким образом, в вычислениях, проведенных в данной работе, все используемые параметры зафиксированы.

## 2 Основные формулы

Для замкнутости изложения напомним основные формулы и предположения (более подробное изложение см. в [5]). Основное состояние четно-четного ядра будем рассматривать как фононный вакуум, а возбужденные состояния нечетно-нечетного ядра — как однофононные. Оператор рождения  $1^{(+)}$ -фонана определим соотношением



$$\Omega_{\mu,i}^{\dagger} = \sum_{j_p, j_n} \{ \psi_{j_p, j_n}^i [\alpha_{j_p} \alpha_{j_n}]_{1, \mu}^{\dagger} + (-1)^{\mu} \phi_{j_p, j_n}^i [\alpha_{j_p} \alpha_{j_n}]_{1, -\mu} \},$$

где  $[\alpha_{j_p} \alpha_{j_n}]_{1, \mu}$  — тензорное произведение операторов уничтожения протонной и нейтронной квазичастиц. В приближении случайных фаз операторы рождения и уничтожения таких произведений считаются удовлетворяющими бозонным коммутационным соотношениям. Фононные амплитуды  $\psi_{j_p, j_n}^i$  и  $\phi_{j_p, j_n}^i$  нормированы условием

$$\sum_{j_p, j_n} \{ \psi_{j_p, j_n}^i \cdot \psi_{j_p, j_n}^{i'} - \phi_{j_p, j_n}^i \cdot \phi_{j_p, j_n}^{i'} \} = \delta_{i, i'}.$$

Амплитуда перехода из основного на однофононные  $1^{(+)}$ -состояния равна

$$b(1^+, i) = 1/\sqrt{3} \sum_{j_p, j_n} f(j_p, j_n) (u_{j_p} v_{j_n} \psi_{j_p, j_n}^i + v_{j_p} u_{j_n} \phi_{j_p, j_n}^i),$$

$$f(j_p, j_n) = \langle j_p || \sigma t^{(-)} || j_n \rangle,$$

здесь  $u_j$  и  $v_j$ -коэффициенты преобразования Боголюбова. Уравнения для определения фононных амплитуд могут быть записаны в виде [7]:

$$R_{q, q'}^{(+)} g_{q'}^i - \omega_i w_q = 0$$

$$-\omega_i g_q + R_{q, q'}^{(-)} w_{q'}^i = 0,$$

при этом

$$g_q = \psi_{j_p, j_n}^i + \phi_{j_p, j_n}^i, w_q = \psi_{j_p, j_n}^i - \phi_{j_p, j_n}^i,$$

$$R_{q, q'}^{(\pm)} = \epsilon_q \delta_{i, i'} - (2/3) \kappa_1^{01} f_q u_q^{\pm} f_{q'} u_{q'}^{\pm} - (2/3) G_1^{01} f_q v_q^{\mp} f_{q'} v_{q'}^{\mp},$$

$$\epsilon_q = \epsilon_{j_p} + \epsilon_{j_n},$$

$$u_q^{\pm} = u_{j_p} v_{j_n} \pm v_{j_p} u_{j_n}, v_q^{\pm} = u_{j_p} u_{j_n} \pm v_{j_p} v_{j_n},$$

$\epsilon_j$  — одноквазичастичная энергия и  $\omega_i$  — энергия  $i$ -го однофононного состояния. Матричные элементы  $R_{q, q'}^{(\pm)}$  зависят от выбора эффективных остаточных сил, в данном случае это сепарабельные  $(\vec{\sigma}, \vec{\sigma})$ -силы,  $\kappa_1^{01}$  — эффективная константа частично-дырочных сил, а  $G_1^{01}$  — эффективная константа частично-частичных сил. В результате такого выбора остаточных взаимодействий приведенные одночастичные матричные элементы  $f(j_p, j_n)$  входят и в оператор перехода, и в гамильтониан остаточного взаимодействия.

### 3 Результаты расчетов

Результаты расчетов приведены в таблице 1. Параметры одночастичных потенциалов и константы монополярного спаривания, с которыми получены указанные в таблице результаты, приведены в работе [3], для изотопов  $Kr$  и  $Sr$  параметры взяты из схемы ( $A=91$ ,  $Z=39$ ) и для изотопов  $Ru$  и  $Pd$  — из схемы ( $A=121$ ,  $Z=51$ ). Использовались и другие значения параметров, однако влияние вариаций

Таблица 1:  $\beta^-$ -переходы.

$\beta^-$ -переход	$\log(ft)_{\Sigma}$			
	эксперимент.	вычисленные		
		(a)	(b)	(c)
$^{88}Kr \rightarrow ^{88}Rb$	4,19(8)	4,08	5,27	4,16
$^{90}Kr \rightarrow ^{90}Rb$	4,0	3,76	4,75	3,96
$^{92}Kr \rightarrow ^{92}Rb$	4,14	3,50	4,40	3,83
$^{94}Kr \rightarrow ^{94}Rb$	4,2	3,26	4,10	3,69
$^{92}Sr \rightarrow ^{92}Y$	4,31	3,80	4,68	3,92
$^{94}Sr \rightarrow ^{94}Y$	4,35	3,53	4,33	3,80
$^{96}Sr \rightarrow ^{96}Y$	3,93(3)	3,27	4,03	3,64
$^{110}Ru \rightarrow ^{110}Rh$	4,18(6)	2,92	3,67	3,36
$^{112}Ru \rightarrow ^{112}Rh$	4,20(3)	2,88	3,65	3,41
$^{114}Ru \rightarrow ^{114}Rh$	4,35(15)	2,86	3,64	3,45
$^{114}Pd \rightarrow ^{114}Ag$	4,14(10)	3,04	3,79	3,49
$^{116}Pd \rightarrow ^{116}Ag$	3,93(8)	3,03	3,78	3,53
$^{118}Pd \rightarrow ^{118}Ag$	3,86(10)	3,01	3,79	3,58
$^{120}Pd \rightarrow ^{120}Ag$		3,01	3,80	3,62

- (a)  $\kappa_1^{01} \cdot A = 0,0$  и  $G_1^{01} \cdot A = 0,0$   
 (b)  $\kappa_1^{01} \cdot A = -23,0$  и  $G_1^{01} \cdot A = 0,0$   
 (c)  $\kappa_1^{01} \cdot A = -23,0$  и  $G_1^{01} \cdot A = 6,0$

этих параметров на силу переходов невелико. Для сравнения с экспериментальными данными вычислялись  $ft$ -величины, связанные силой ГТ переходов соотношением:

$$ft_i = \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 \frac{6163}{B(GT, 0^+ \rightarrow 1_i^+)}$$

Как и в случае протоноизбыточных ядер [4],[8], в настоящих расчетах получается, что нижайшее однофононное  $1^{(+)}$ -состояние, населенное в  $\beta^-$ -распаде, отделено от остальных состояний той же природы энергетической щелью, часто превышающей выделяющуюся в процессе перехода энергию. Воспроизвести расщепление этого состояния на несколько уровней, которые обнаружены экспериментально в приближении случайной фазы, не удастся. Поэтому с экспериментальными данными сравниваются величины  $\log(ft_1)$ , определенные именно для этого нижайшего состояния. Вычисленные значения сравниваются с экспериментально определенными суммарными  $(ft)_\Sigma$ -величинами

$$(ft)_\Sigma^{-1} = \sum_i (ft)_i^{-1},$$

где суммирование проводится по всем экспериментально обнаруженным  $1^{(+)}$ -состояниям, населенным в  $\beta^-$ -распаде. Экспериментальные данные для изотопов *Kr* и *Sr* взяты из компиляций, опубликованных в [9]. Для остальных ядер из оригинальных работ:  $^{110,112}\text{Ru}$  — из [10],  $^{114}\text{Ru}$  — из [11],  $^{114,116}\text{Pd}$  — из [12] и  $^{118}\text{Pd}$  — из [13].

В таблицу занесены результаты вычислений, выполненных в трех приближениях: учитывалось только сверхпроводящее спаривание (а), спаривание плюс частично-дырочные остаточные силы (b) и, наконец, спаривание, частично-дырочные и частично-частичные взаимодействия (с). При этом, как уже отмечалось во введении, все параметры были определены ранее. Из таблицы видно, что наиболее близкие к экспериментальным значения получены в случае (b). Взаимодействие типа частица-частица заметно опускает первое  $1^{(+)}$ -состояние, делает его более коллективным. Перемещение вниз даже незначительной части силы гигантского ГТ-резонанса заметно ускоряет переход на первое  $1^{(+)}$ -состояние. Видимо, это и объясняет различное действие этого взаимодействия в  $\beta^+$ - и  $\beta^-$ -каналах. Подобный эффект проявился и в расчетах [14], правда, в указанной работе приводятся только результаты расчетов, учитывающих оба типа остаточных взаимодействий.

Значительное различие между результатами расчетов и экспериментальными данными для изотопов *Ru* означает, что для этих ядер вычисления со сферически-симметричными одночастичными волновыми функциями неприменимы, в этом случае необходимо пользоваться моделями, развитыми для описания деформированных ядер, например [15].

## 4 Заключение

Изучение  $\beta^-$ -распада ядер, удаленных от линии стабильности, позволяет исследовать распределение силы ГТ-переходов в области малых энергий возбуждения. Сравнение результатов вычислений с фиксированными ранее параметрами модели и данных эксперимента показывает, что расчеты в приближении случайной фазы только с частично-дырочными силами достаточно надежно определяют суммарную силу переходов. При учете частично-частичных сил, по-видимому, переоценивается коллективность первого  $1^{(+)}$ -состояния, населенного в  $\beta^-$ -распаде. Таким образом, имеется определенное противоречие между результатами расчетов  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -переходов. Более детальное описание  $\beta^-$ -переходов требует исследования влияния гигантского резонанса на низколежащие состояния.

## Литература.

- [1] Faessler A., 1986, Progr. Part. Nucl. Phys., v. 17, p. 85
- [2] Klapdor H.V., 1986, Progr. Part. Nucl. Phys., v.17, p. 419
- [3] Ponomarev V.Yu., Soloviev V.G., Stoyanov Ch. and Vdovin A.I., 1979, Nucl. Phys., v. A323, p. 446
- [4] Kuz'min V.A. and Soloviev V.G., 1984, J. Phys. G.:Nucl. Phys., v. 10, p. 1507
- [5] Kuz'min V.A. and Soloviev V.G., 1988, Nucl. Phys., v. A486, p. 118

- [6] Kuz'min V.A. and Soloviev V.G., 1991, Czech. J. Phys., v. 41, p. 1109
- [7] Ullah N. and Rowe D.J., 1971, Nucl. Phys., v. A163, p. 257
- [8] Suhonen J., Taigel T., Faessler A., 1988, Nucl. Phys., v. A486, p. 91
- [9] Mueller H. -W., 1988, Nucl. Data Sh., v. 54, p. 1,  
Kocher D.C., 1975, Nucl. Data Sh., v. 16, p. 55,  
Luksch P., 1980, Nucl. Data Sh., v. 40, p. 573,  
Mueller H. -W., 1985, Nucl. Data Sh., v. 44, p. 277,  
Mueller H. -W., 1982, Nucl. Data Sh., v. 35, p. 281
- [10] Jokinen A., Äysto J., Dendooven P. et al, 1991, Z. Phys. A-  
Atoms and Nuclei, v. 340, p. 21
- [11] Jokinen A., Äysto J., Jauho P.P. et al, JYFL preprint 12/1992,  
Jyväskylä, Finland, 1992, will be published in Nucl. Phys. A.
- [12] Koponen V., Äysto J., Honkanen J. et al, 1989, Z. Phys. A-  
Atoms and Nuclei, v. 333, p. 339
- [13] Janas Z., Äysto J., Eskola K. et al, JYFL preprint  
13/1992, Jyväskylä, Finland, 1992, submitted for publication in  
Nucl. Phys. A.
- [14] Suhonen J. and Civitarese O., 1992, Phys. Lett., v. B280, p. 191
- [15] Moeller P. and Rundrup J., 1990, Nucl. Phys., v. A514, p. 49

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 ноября 1992 года.