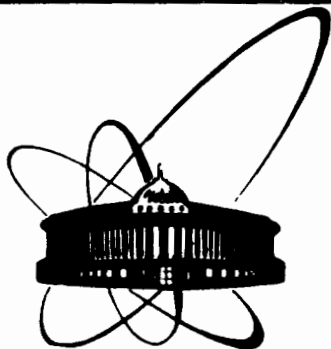


5/8-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5072/83

P4-83-463

В.В.Воронов

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ СИЛЫ  
ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ  
В ИЗОТОПАХ **Sn**

Направлено в "Journal of Physics G : Nucl.Phys!"

1983

Проблема распределения силы простых конфигураций при высоких энергиях возбуждения в настоящий момент находится в центре внимания многих экспериментальных и теоретических исследований. Экспериментальные сведения о фрагментации двухквазичастичных состояний получают из анализа данных реакций одно- и двух-нуклонных передач /1-5/.

В /6/ в рамках квазичастично-фононной модели /КФМ/ проведены расчеты распределения силы двухквазичастичных состояний в изотопах Sn, которые могут возбуждаться в реакциях одно- и двухнуклонных передач. Показано, что фрагментация таких двухквазичастичных состояний ответственна за существование резонансноподобных структур в сечениях реакции  $(p, t)$  на  $^{112-124}\text{Sn}$ .

Недавно в реакции  $^{116}\text{Sn}(\alpha, ^6\text{He})^{114}\text{Sn}$  наблюдалось возбуждение двухнейтронных дырочных состояний. В спектре  $^{114}\text{Sn}$  доминируют две структуры с энергиями 3,4 и 8,0 МэВ. Эксперимент демонстрирует две важные особенности. Во-первых, пик с энергией 8 МэВ имеет две подструктуры, локализованные при энергиях 7,45 /А/ и 8,3 МэВ /В/. Во-вторых, в угловых распределениях доминирует передача с  $L = 6$ . Но результат подгонки сечения для подструктуры А улучшается, если предположить дополнительный вклад в нее от состояний с  $J^\pi = 8^+$ . Как отмечено в /5/, энергии подструктур А и В близки к рассчитанным нами /6/ центроидам энергий двухквазичастичных состояний:  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}$  и  $\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}, 5/2\}$ .

Для того чтобы исследовать возможность существования подструктур в других изотопах Sn, в данной работе мы рассчитали в рамках КФМ распределение силы состояний  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{6^+, 8^+}$ ,  $\{1g_{9/2}, 2d_{5/2}, 3/2\}_{6^+}$ , которые могут возбуждаться в реакции  $(\alpha, ^6\text{He})$ .

Подробная схема расчета фрагментации двухквазичастичных состояний в КФМ приведена в /6/. Дадим только краткое ее описание.

Гамильтониан КФМ включает в себя среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие и эффективные остаточные мультипольные и спин-мультипольные силы. Волновые функции возбужденных состояний четно-четных сферических ядер имеют вид

$$\Psi_{JM} = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda_2 \\ i_1 i_2}} [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} \right\} \Psi_0, /1/$$

где  $\Psi_0$  - волновая функция фононного вакуума,  $Q_{\lambda\mu}^+$  - оператор рождения фононов:

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \{ \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}]_{\lambda-\mu} \}^{1/2}$$

Здесь  $a_{jm}^+$  ( $a_{jm}$ ) - оператор рождения /уничтожения/ квазичастиц. Уравнения для нахождения энергий  $\eta_\nu$  и коэффициентов R и P даны в /8/. Величина двухквазичастичной компоненты  $\{j_1 j_2\}_J$  со спином J состояния  $\nu$ , описываемого волновой функцией /1/, равна

$$\Phi_{j_1 j_2}(J, \eta_\nu) = \frac{1}{2} \left| \sum_i R_i(J\nu) \psi_{j_1 j_2}^{Ji} \right|^2. \quad /3/$$

При промежуточных и высоких энергиях возбуждения, когда плотность уровней достаточно велика, вместо величины /3/ удобно использовать силовую функцию:

$$\Phi_{j_1 j_2}(J, \eta) = \sum_\nu \Phi_{j_1 j_2}(J, \eta_\nu) \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_\nu)^2 + \Delta^2/4}. \quad /4/$$

Используя аналитические свойства коэффициентов R, можно получить явное выражение для  $\Phi_{j_1 j_2}(J, \eta)$  через параметры га

милтониана КФМ /6/. Величина энергетического интервала усреднения  $\Delta$  определяет способ представления результатов расчетов. Через функции  $\Phi_{jj_0}$  могут быть выражены спектроскопические факторы  $S'_{jj_0}(\eta_\nu)$  передачи нуклона на подболочку  $j / j_0$  - спин ядра-мишени / /8/. Интегральными характеристиками распределения силы двухквазичастичных состояний в энергетическом интервале  $\Delta E$  являются центры энергий

$$E_{jj_0} = \frac{\sum_{\nu \in \Delta E} \eta_\nu S'_{jj_0}(\eta_\nu)}{\sum_{\nu \in \Delta E} S'_{jj_0}(\eta_\nu)} \quad /5/$$

и суммарные спектроскопические факторы

$$N_j = \sum_{\nu \in \Delta E} S'_{jj_0}(\eta_\nu). \quad /6/$$

Наряду с величинами /5/ и /6/ из экспериментальных данных часто извлекают ширину распределения силы состояний:

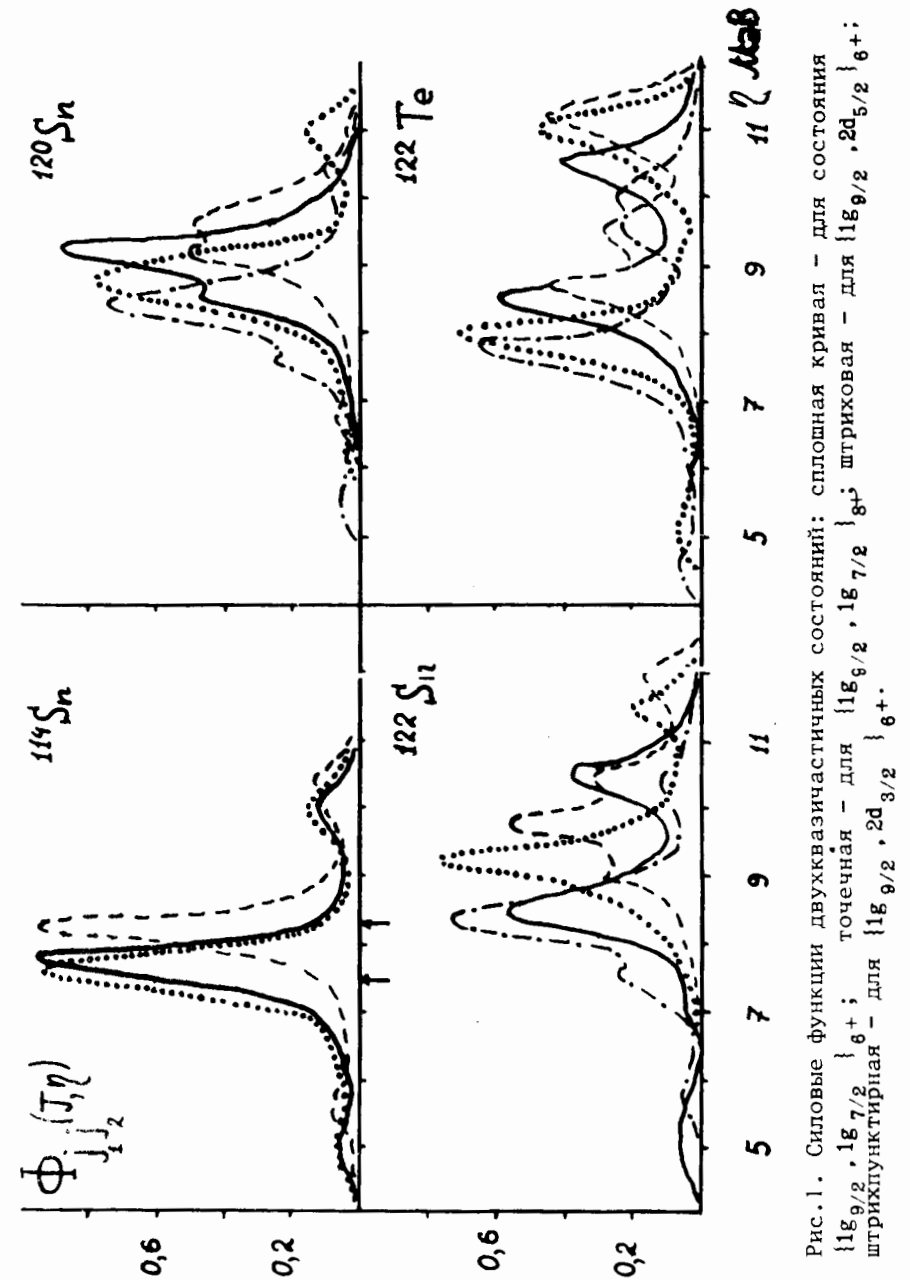


Рис.1. Силовые функции двухквазичастичных состояний: сплошная кривая - для состояния  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{6+}$ ; точечная - для  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{8+}$ ; штриховая - для  $\{1g_{9/2}, 2d_{5/2}\}_{6+}$ ; штрихпунктирная - для  $\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}\}_{6+}$ .

Ядро	$\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{6^+}$				$\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{8^+}$			
	$\Delta E, \text{МэВ}$	$K_j(\%)$	$E_{jj_0}$	$\Gamma_{jj_0}$	$\Delta E, \text{МэВ}$	$K_j(\%)$	$E_{jj_0}$	$\Gamma_{jj_0}$
$^{110}\text{Sn}$	4,8-8,3	72,8	6,7	I,34	4,8-8,3	74,2	6,7	I,31
$^{114}\text{Sn}$	5,8-9,4	77	7,7	I,35	5,8-9,4	75,9	7,6	I,32
$^{116}\text{Sn}$	6,2-9,9	76,7	8,2	I,46	6,2-9,8	73,7	8,1	I,35
$^{118}\text{Sn}$	7,0-10,5	79,4	8,8	I,44	7,0-10,3	76,0	8,7	I,26
$^{120}\text{Sn}$	6,5-II,5	90,1	9,0	I,56	6,8-10,4	77,8	8,8	I,3
$^{122}\text{Sn}$	4,1-6,3	5,1	5,3	I,04	7,0-10,8	73,2	9,1	I,48
	6,4-9,6	55,9	8,5	I,3	10,9-12,0	14,7	10,5	0,67
$^{122}\text{Te}$	9,7-12,0	11,4	10,5	I,1	6,3-9,6	52,2	8,0	I,3
	9,7-12,0	32,1	10,5	I,1	9,7-12,0	31,7	11,0	I,04

Ядро	$\{1g_{9/2}, 2d_{5/2}\}_{6^+}$				$\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}\}_{6^+}$			
	$\Delta E, \text{МэВ}$	$K_j(\%)$	$E_{jj_0}$	$\Gamma_{jj_0}$	$\Delta E, \text{МэВ}$	$K_j(\%)$	$E_{jj_0}$	$\Gamma_{jj_0}$
$^{110}\text{Sn}$	5,4-8,4	71,7	7,0	I,27	5,8-8,5	68	7,7	I,4
$^{114}\text{Sn}$	6,3-9,9	75,2	8,2	I,36	6,1-9,5	72	8,0	I,45
$^{116}\text{Sn}$	6,8-10,5	74,8	8,8	I,46	6,0-9,9	74,3	8,2	I,67
$^{118}\text{Sn}$	7,7-II,0	76,1	9,4	I,44	6,2-10,2	75,6	8,4	I,58
$^{120}\text{Sn}$	7,4-II,0	75,3	9,4	I,54	6,5-II,5	86,7	8,4	I,67
$^{122}\text{Sn}$	7,8-II,4	73,9	9,8	I,66	5,0-12,0	89,8	8,5	I,68
$^{122}\text{Te}$	5,1-6,8	6,5	5,8	0,6	5,8-8,8	54,6	7,7	I,22
	6,9-10,2	51,3	8,9	I,52	8,8-II,2	30,8	9,9	I,2
	10,3-12,0	33,6	11,2	0,88				

туть, что в  $^{141}\text{Pb}$  в сечении реакции  $(p, t)$  уже наблюдался широкий пик при энергии 8,4 МэВ. В этой реакции также должны возбуждаться обсуждаемые нами конфигурации. Для понимания струк-

$$\Gamma_{jj_0} = 2,35\sigma, \quad \sigma^2 = \int_{\Delta E} (E_{jj_0} - \eta)^2 S'_{jj_0}(\eta) d\eta / N_j \quad //$$

Все расчеты фрагментации двухкварзичастичных состояний проведены с помощью программы GIREС<sup>77</sup>. Параметры гамильтониана КФМ взяты такими же, как в <sup>76</sup>.

На рис.1 представлены результаты наших расчетов для силовых функций двухкварзичастичных конфигураций, которые могут возбуждаться в реакции  $(\alpha, {}^6\text{He})$  для трех изотопов Sn и  $^{122}\text{Te}$ . Стрелками отмечены экспериментальные значения энергий подструктур А и В в  $^{114}\text{Sn}$ . Как видно из рис.1, состояния  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}$  с  $J^\pi = 6^+$  и  $8^+$  существенно перекрываются. Для центроидов энергий мы получаем для конфигурации  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}$   $E_{jj_0} = 7,6$  МэВ, а для  $\{1g_{9/2}, 2d_{5/2}\}$   $E_{jj_0} = 8,2$  МэВ. Локализацией этих конфигураций при различных энергиях возбуждения объясняется существование двух подструктур А и В в  $^{114}\text{Sn}$ . Теоретические значения  $E_{jj_0}$  очень близки к экспериментальным. Таким образом, наблюдение двух групп состояний, причем нижняя группа является смесью состояний с  $J^\pi = 6^+$  и  $8^+$ , в  $^{114}\text{Sn}$  имеет естественное объяснение в КФМ. Интегральные характеристики распределения силы двухкварзичастичных конфигураций  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{6^+, 8^+}$ ,  $\{1g_{9/2}, 2d_{5/2}\}_{6^+}$  и  $\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}\}_{6^+}$  представлены в таблице. Картина фрагментации этих состояний в  $^{110}, ^{116}, ^{118}\text{Sn}$  очень похожа на наблюдаемую в  $^{114}\text{Sn}$ . Поэтому можно ожидать обнаружения в этих изотопах Sn подструктур типа А и В. Однако в  $^{110}\text{Sn}$  они могут перекрываться, как видно из таблицы, в  $^{110-116}\text{Sn}$  исчерпывания силы рассматриваемых конфигураций довольно близки друг к другу. Ширины  $\Gamma_{jj_0}$  имеют тенденцию роста с увеличением А. Зависимость  $E_{jj_0}$  от А /рис.2/ объясняется тем, что в тяжелых изотопах Sn данные состояния расположены более низко относительно поверхности Ферми, чем в легких изотопах, что соответствует их большей энергии возбуждения. При этом плотность уровней возрастает, и фрагментация двухкварзичастичных состояний усиливается. Это видно на примере  $^{120}\text{Sn}$  и  $^{122}\text{Sn}$ . В  $^{122}\text{Sn}$  пик, соответствующий состояниям  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{6^+}$ , расщепляется на два. Кроме того, в  $^{122}\text{Sn}$  должны возбуждаться состояния  $\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}\}$ . В легких изотопах Sn подболочка  $2d_{3/2}$  лежит выше поверхности Ферми, и поэтому состояния  $\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}\}$  в реакциях двухнуклонных передач могут возбуждаться только благодаря эффектам спаривания. В  $^{122}\text{Sn}$  можно ожидать наличия более сложной, чем в  $^{114}\text{Sn}$ , структуры пика, возбуждаемого в реакции  $(\alpha, {}^6\text{He})$ .

На рис.1 также показаны результаты наших расчетов для  $^{122}\text{Te}$ , у которого спектр нейтронных уровней такой же, как в  $^{120}\text{Sn}$ . По сравнению с полумагическим  $^{120}\text{Sn}$  в немагическом ядре  $^{122}\text{Te}$  имеет место более сильная фрагментация двухкварзичастичных состояний, и наблюдаются две группы пиков. Следует отме-

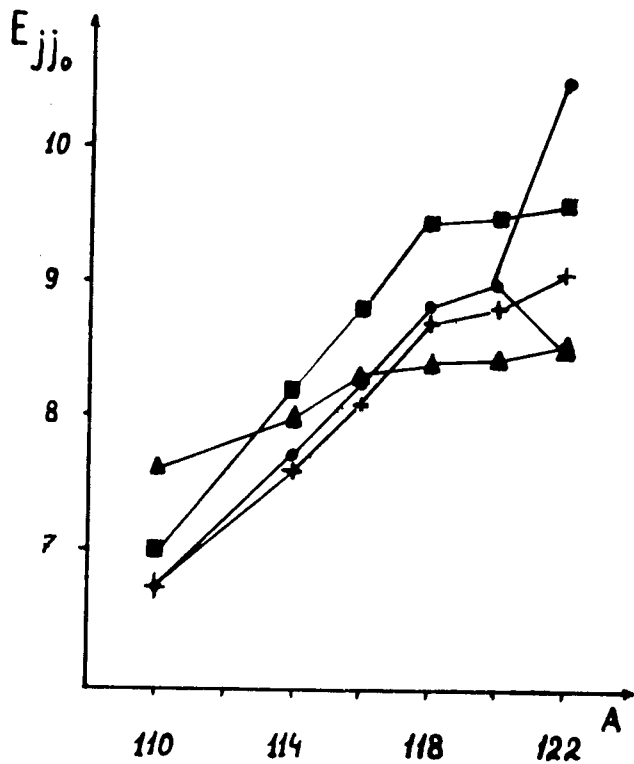


Рис. 2. Зависимость центроидов энергии  $E_{jj_0}$  от  $A$  для изотопов Sn: ● - для состояний  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{6+}$ ; + - для  $\{1g_{9/2}, 1g_{7/2}\}_{8+}$ ; ■ - для  $\{1g_{9/2}, 2d_{5/2}\}_{6+}$ ; ▲ - для  $\{1g_{9/2}, 2d_{3/2}\}_{6+}$ .

туры пиков, наблюдаемых для многих ядер в сечениях реакции  $(p, t)^{1-4/}$ , было бы интересно исследовать эти же ядра в реакции  $(\alpha, {}^6\text{He})$ , благоприятной для возбуждения состояний, отвечающих большой передаче  $L$ . Было бы также интересно проверить экспериментально возможность существования подструктур в сечениях реакции  $(\alpha, {}^6\text{He})$  на изотопах Sn, предсказываемых нашими расчетами, и изучить их интегральные характеристики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Crawley G.M. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p. 539.
2. Gales S. Nucl.Phys., 1981, A354, p. 193.
3. Struble G.L. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p. 2447.

4. Nakagawa T. et al. Nucl.Phys., 1982, A376, p. 513.
5. Gerlic E. et al. Phys.Lett., 1982, 117B, p. 20.
6. Soloviev V.G., Stoyanova O., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1981, A370, p. 13.
7. Пономарев В.Ю., Стоянов Ч., Стоянова О. ОИЯИ, Р4-81-704, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 июля 1983 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Воронов В.В. Р4-83-463  
О распределении силы двухквaziчастичных состояний в изотопах Sn

В рамках квазичастично-фононной модели рассчитано распределение силы двухквaziчастичных состояний, которые могут возбуждаться в реакциях двухнуклонных передач на изотопах Sn. Показано, что в ряде изотопов Sn должны наблюдаться подструктуры в сечениях реакций ( $\alpha$ ,  $^6\text{He}$ ), подобные обнаруженным недавно в  $^{114}\text{Sn}$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Voronov V.V. P4-83-463  
On the Two-Quasiparticle Strength Distribution in Sn Isotopes

The strength distribution of the two-quasiparticle states, which could be excited in the two-neutron transfer reactions on Sn isotopes are calculated within the quasiparticle-phonon model (QPM). It is shown that the substructures observed via the ( $\alpha$ ,  $^6\text{He}$ ) reaction on  $^{116}\text{Sn}$  by Gerlic et al. (1982) can be observed in other Sn isotopes.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод автора