

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

С - 829

4-83-204

**СТОЯНОВА**  
**Оля Василева**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ  
ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ  
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР  
В РАМКАХ  
КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА**

**Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра  
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1983

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

В.Г. СОЛОВЬЕВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник

С.И. ДРОЗДОВ

кандидат физико-математических наук доцент

С.П. ИВАНОВА

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1983 года

Защита состоится " " \_\_\_\_\_ 1983 года на заседании Специализированного совета К047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (Московская обл., г. Дубна)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета кандидат физико-математических наук

В.И. ЖУРАВЛЕВ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Квазичастично-фононная модель (КФМ) ядра используется при изучении возбужденных состояний сферических и деформированных ядер в широком энергетическом интервале. В рамках этой модели описываются свойства низколежащих состояний, гигантские мультипольные резонансы, распределение силы глубоколежащих дырочных состояний, нейтронные и радиационные силовые функции. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

В КФМ базисными являются однофононные состояния, энергии и волновые функции которых вычисляются в приближении хаотических фаз. Точность этого приближения зависит от того, насколько велико количество квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра. Вопрос о числе квазичастиц в основных состояниях четно-четных ядер изучался в ряде работ. Однако в расчетах либо выбирался небольшой одночастичный базис, либо рассматривалось влияние только первых коллективных состояний. Оставался открытым вопрос о том, как влияют на число квазичастиц в основном состоянии высоколежащие коллективные возбуждения (гигантские резонансы) и неколлективные состояния. В КФМ используется большое количество фононов с разными спинами и четностями. Последовательное изучение вопроса о числе квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра и оценка вклада в него фононов с разными моментами и четностями позволят выяснить, в каких ядрах фононный базис, рассчитанный в приближении хаотических фаз, является хорошим.

Наличие квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра приводит к новым типам связи амплитуд фононных и квазичастичных возбуждений. Энергия квазичастичных состояний, энергетическая щель и  $U$ -,  $V$ -коэффициенты преобразования Боголюбова, становятся зависящими от констант мультипольных сил и от числа квазичастиц в основном состоянии. Это, в свою очередь, изменяет свойства низколежащих коллективных состояний четно-четных сферических ядер. Интересно определить, в каких ядрах эти изменения велики и чем определяется их величина.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

В последние годы достигнут большой прогресс в экспериментальном изучении фрагментации двухквазичастичных состояний. Экспериментальная информация берется в основном из спектроскопических факторов реакции однонуклонных передач. Однако это — информация только о тех двухквазичастичных состояниях, у которых одна из квазичастиц находится на одночастичном уровне, соответствующем основному состоянию  $A$ -нечетного ядра-мишени. В ряде работ подчеркивается, что реакции двухнуклонных передач типа  $(p, t)$  могут дать более полные сведения о фрагментации двухквазичастичных состояний в сферических ядрах. Последовательные расчеты фрагментации двухквазичастичных состояний по ядерным уровням отсутствуют. Существуют лишь оценки в рамках оболочечной модели для энергий и спектроскопических факторов.

Данные о фрагментации отдельных двухквазичастичных состояний в окрестности энергии связи нейтрона,  $B_n$ , можно получить из нейтронных силовых функций четно-четных сферических ядер. В рамках КФМ расчеты нейтронных силовых функций проводились лишь для  $A$ -нечетных сферических ядер.

#### Цель работы

Рассчитать число квазичастиц в основных состояниях четно-четных сферических ядер. Исследовать вклад в него коллективных и неколлективных фононов. Определить область сферических ядер, в которых приближение хаотических фаз имеет хорошую точность. Изучить влияние, которое оказывают на энергетические щели и квазичастичные энергии мультипольные силы и число квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра. Определить, в какой степени изменения в щели и квазичастичных энергиях сказываются на свойствах нижайших коллективных состояний в четно-четных сферических ядрах. Разработать в рамках КФМ формализм, позволяющий описывать фрагментацию двухквазичастичных состояний, возбуждаемых в реакциях одно- и двухнуклонных передач. Рассчитать фрагментацию этих состояний и сравнить полученные результаты с данными по  $(p, d)$ ,  $(p, t)$ -реакциям и нейтронным силовым функциям в сферических ядрах.

#### Научная новизна и практическая ценность

В диссертации исследуются вопросы, связанные с точностью используемого в КФМ фононного базиса, а также изучена фрагментация двухквазичастичных состояний в широком интервале энергии возбуждения.

Впервые определен вклад гигантских мультипольных резонансов и неколлективных состояний в число квазичастиц в основном состоянии четно-четных сферических ядер. Впервые в расчетах числа квазичастиц в основном состоянии использовался большой одночастичный базис, вклю-

чающий все связанные и квазисвязанные состояния с относительно малой шириной. Это дало возможность определить те ядра, в которых приближение хаотических фаз обладает хорошей точностью.

Впервые исследовалось влияние, которое оказывают на энергетические щели и квазичастичные энергии число квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра и мультипольные силы в канале частица-дырка. Изучено влияние возникающих изменений энергетической щели и квазичастичных энергий на свойства низколежащих коллективных состояний.

В рамках КФМ разработан формализм для описания фрагментации двухквазичастичных состояний. Изучены закономерности фрагментации двухквазичастичных состояний, проявляющиеся в  $(p, d)$  и  $(p, t)$  реакциях.

В рамках КФМ рассчитаны значения нейтронных силовых функций в четно-четных сферических ядрах. Такой подход к теоретическому изучению нейтронных силовых функций коренным образом отличается от расчетов в рамках оптической модели ядра.

Полученные результаты о фрагментации двухквазичастичных состояний используются при планировании экспериментов.

#### Для защиты выдвигаются следующие основные результаты:

1. Исследован вопрос о числе квазичастиц в основных состояниях четно-четных сферических ядер. Количество квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра растет, если увеличивается коллективность первых  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний. Учет взаимодействия квазичастиц с фононами и мультипольное взаимодействие в канале частица-частица ослабляют коллективность  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний и уменьшают количество квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра.

2. Точность приближения хаотических фаз, определяющаяся числом квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра, является удовлетворительной для полумагических и соседних с ними ядер.

3. Наличие квазичастиц в основном состоянии приводит к зависимости энергетической щели и квазичастичных энергий от констант квадрупольных и октупольных сил и от числа квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра. Существует и обратный эффект — изменение щели и квазичастичных энергий приводит к изменению количества квазичастиц в основном состоянии. Оба эффекта малы и полностью компенсируются в полумагических и соседних с ними ядрах, а в переходных они велики.

4. Получены выражения для силовой функции, описывающей фрагментацию двухквазичастичных состояний. Фрагментация этих состояний зависит, во-первых, от взаимодействия между квазичастицами, приводя-

шего к образованию фононных возбуждений и, во-вторых, от взаимодействия квазичастиц с фононами. С помощью этих выражений для ряда сферических ядер рассчитаны средние энергии и ширины состояний типа валентная частица-дырка. В изотопах олова эти состояния хорошо локализованы и должны наблюдаться в реакциях однонуклонных передач. Качественно правильно описываются экспериментальные данные  $(\rho, t)$  и  $(\rho, d)$ -реакций.

5. В рамках КФМ выполнен расчет  $s$ - и  $p$ -волновых нейтронных силовых функций в четно-четных сферических ядрах, который существенно отличается от расчетов в рамках оптической модели ядра. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными значениями для  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{74}\text{Ge}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{96,98}\text{Mo}$ . Исследована спиновая зависимость нейтронных силовых функций в этих ядрах и показано, что она незначительна.

#### Апробация диссертации

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, на XXX Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.

#### Публикации

По материалам диссертации опубликовано пять статей.

#### Объем работы

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения, содержит 95 страниц машинописного текста, 10 рисунков, 12 таблиц и библиографический список из 80 названий.

#### Содержание работы

Во введении кратко изложена постановка физической задачи и дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем.

В первой, вводной, главе диссертации излагаются основные положения КФМ.

В §I приведен общий вид гамильтониана КФМ, включающий среднее поле (потенциал Вудса-Саксона), монополярные силы спаривания, изоскалярные и изовекторные сепарабельные мультиполярные взаимодействия в канале частица-дырка, изоскалярные и изовекторные сепарабельные спин-мультиполярные взаимодействия в канале частица-дырка, сепарабельные мультиполярные взаимодействия в канале частица-частица (мульти-

польное спаривание). Изложена методика, используемая в КФМ для определения констант гамильтониана.

Обсуждаются возбужденные состояния в приближении хаотических фаз. В рамках КФМ в этом приближении вибрационные и двух-квазичастичные состояния описываются как однофононные. Волновая функция возбужденного состояния имеет вид:

$$\Psi_{\lambda i} = Q_{\lambda \mu i}^* |0\rangle, \quad (1)$$

где  $|0\rangle$  - фононный вакуум. Фонон выражается через квазичастицы следующим образом:

$$Q_{\lambda \mu i}^* = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \{ \Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} A^+(j_1 j_2 \lambda \mu) - (-1)^{\lambda - \mu} \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda i} A(j_1 j_2 \lambda \mu) \}, \quad (2)$$

$$A^+(j_1 j_2 \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle \alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+,$$

где  $\alpha_{j m}^+$  - оператор рождения квазичастицы,  $\alpha_{j m}$  - оператор уничтожения.

Получены уравнения для энергии однофононных возбужденных состояний  $\omega_{\lambda i}$  и выражения для амплитуд  $\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$  и  $\varphi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$  с учетом изоскалярных и изовекторных компонент остаточных сил, а также с учетом взаимодействия в канале частица-частица.

В §2 показано, что после перехода к фононному базису гамильтониан КФМ можно записать в виде двух слагаемых  $H_{ph}$  и  $H_{qph}$ . Первое слагаемое  $H_{ph}$  описывает возбуждение фононных состояний, а второе -  $H_{qph}$  описывает взаимодействие фононов с квазичастицами. Представлены уравнения для энергии возбужденных состояний с учетом члена  $H_{qph}$ . Уравнения описывают фрагментацию фононных состояний по ядерным уровням.

При описании высоковозбужденных состояний используется метод силовых функций. Представлены выражения для силовой функции, описывающей, в рамках КФМ, фрагментацию однофононных состояний.

Во второй главе диссертации исследуется возможность применимости приближения хаотических фаз в сферических ядрах.

В §I рассчитано число квазичастиц в основных состояниях сферических ядер.

Число квазичастиц с квантовыми числами  $n \ell j \equiv j$  в основном состоянии четно-четного сферического ядра определено следующим образом:

$$\begin{aligned} n_j &= (2j+1)^{-1/2} \langle 0 | B(jj00) | 0 \rangle = \\ &= (2j+1)^{-1} \sum_{\lambda i} (2\lambda+1) \sum_j (\varphi_{jj'}^{\lambda i})^2. \end{aligned} \quad (3)$$

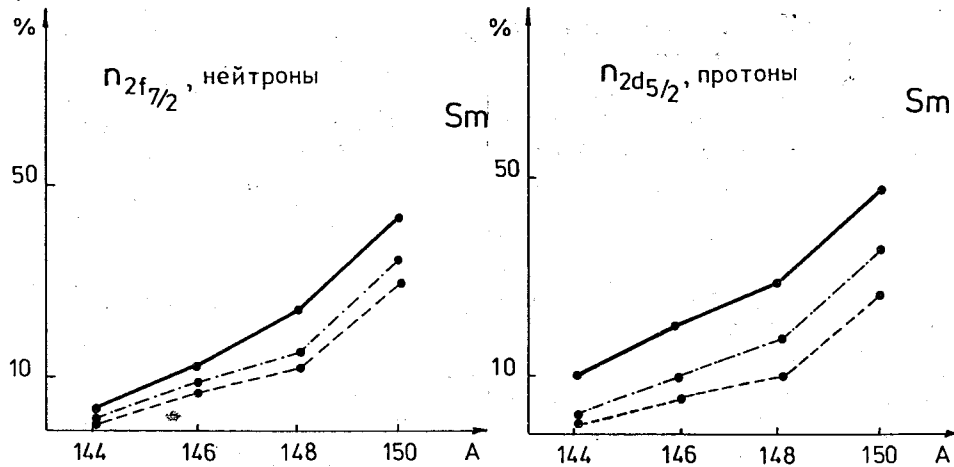


Рис. 1. Число квазичастиц в основных состояниях изотопов самария: под-оболочки нейтронная  $2f_{7/2}$  и протонная  $2d_{5/2}$ . Обозначения: штриховая линия - вклад  $2^+$ -фононов; штрих-пунктирная - вклад  $2^+$  и  $3^-$ -фононов; сплошная - суммарный вклад всех фононов.

Здесь  $|0\rangle$  - фононный вакуум,  $\varphi_{jj}^{\lambda i}$  - фононные амплитуды,  $\lambda$  - мультипольность,  $i$  - номер фонона. Оператор  $B(j_1 j_2 \lambda \mu)$  имеет следующий вид:

$$B(j_1 j_2 \lambda \mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1, m_1, j_2, m_2 | \lambda \mu \rangle \alpha_{j_1, m_1}^* \alpha_{j_2, m_2} (-)^{j_2 + m_2}$$

В расчетах учитывались фононы с энергиями возбуждения до 20 МэВ, угловыми моментами от 1 до 7, положительной и отрицательной четности. На рис. 1 показано рассчитанное число квазичастиц в основных состояниях изотопов самария для нейтронной  $2f_{7/2}$  и протонной  $2d_{5/2}$  подоболочек. Рассчитано также число квазичастиц в основных состояниях  $^{118}\text{Sm}$  и  $^{126}\text{Te}$ .

Число квазичастиц  $n_j$  в основных состояниях четно-четных ядер мало в ядрах с одной замкнутой главной оболочкой и в соседних с ними ядрах. Большие значения  $n_j$  имеют подоболочки, лежащие вблизи поверхности Ферми.

Основной вклад в  $n_j$  дают первые квадрупольные и октупольные фононы. Неколлективные квадрупольные и октупольные, а также спин-мультипольные фононы дают малый вклад в  $n_j$ . Малый вклад в  $n_j$  дают и высоколежащие коллективные состояния (гигантские резонансы). Значения  $n_j$  зависят от коллективности первых  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний

- большая коллективность приводит к большим  $n_j$ . Исследовано влияние на изменение  $n_j$  включения изовекторных сил, а также проведен учет взаимодействия квазичастиц с фононами, учет мультипольных взаимодействий в канале частица-частица. Поскольку при этом уменьшается коллективность первых  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний, то учет этих эффектов приводит к уменьшению числа квазичастиц в основных состояниях четно-четных ядер.

Получено, что в основных состояниях переходных четно-четных ядер число квазичастиц значительно. Это относится в особенности к подоболочкам, находящимся вблизи химических потенциалов.

В §2 исследовано влияние корреляций в основном состоянии на свойства первых  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний. Присутствие квазичастиц в основном состоянии четно-четного ядра приводит к новому типу связи фононных и квазичастичных возбуждений, которая изменяет сверхтекучую щель и квазичастичные энергии состояний. Новая квазичастичная энергия состояния  $E_j$  вычисляется по формуле:

$$E_j = (E_j - \lambda)(U_j^2 - V_j^2) + G U_j V_j \sum_K (2j_K + 1) U_K V_K (1 - 2\rho_K), \quad (4)$$

где  $E_j$  - одночастичные энергии среднего поля,  $\lambda$  - химический потенциал,  $G$  - константа спаривательных сил,  $\rho_K$  - число квазичастиц на подоболочке с квантовыми числами  $n l j \equiv K$  в основном состоянии четно-четного ядра.

Коэффициенты  $U_K, V_K$  вычисляются по формулам:

$$U_K = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{R_K}{\sqrt{z_K^2 + R_K^2}} \right),$$

$$V_K = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{R_K}{\sqrt{z_K^2 + R_K^2}} \right),$$

где величина  $R_K$  определяется выражением:

$$R_K = (E_K - \lambda)(1 - 2\rho_K).$$

Величина  $z_K$  является аналогом энергетической щели и вычисляется по формуле:

$$\begin{aligned} z_K &= z_K^{(1)} + z_K^{(2)} = \\ &= (1 - \rho_K) \frac{G}{2} \sum_l (2j_l + 1) U_l V_l (1 - 2\rho_l) + \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{Li} (2L + 1)^{1/2} N(Li) \times \end{aligned} \quad (5)$$

$$\times (2j_k + 1)^{-1} f_{kk}^{(L)} (1 - \rho_{kk}) (\psi_{kk}^{Li} + \varphi_{kk}^{Li}) . \quad (5)$$

Здесь  $f_{kk}^{(L)}$  — одночастичный приведенный матричный элемент мультипольного оператора,  $\rho_{kk'} = \rho_k + \rho_{k'}$ . Величина  $N(Li)$  определяется выражением:

$$N(Li) = \frac{\mathcal{X}_L}{[2(2L+1)]^{1/2}} \sum_{jj'} (1 - \rho_{jj'}) f_{jj'}^{(L)} \times \\ \times (u_j v_{j'} + v_j u_{j'}) (\psi_{jj'}^{Li} + \varphi_{jj'}^{Li}) ,$$

где  $\mathcal{X}_L$  — константа мультипольных сил мультипольности  $L$ .

Выражения (4) и (5) отличаются от известных выражений для щели и квазичастичных энергий, вычисляемых в рамках сверхтекучей модели ядра, появлением зависимости от числа квазичастиц в основном состоянии  $\rho_k$ . Второй член  $\chi_k^{(2)}$  в (5) зависит от констант мультипольного взаимодействия.

Новые значения для квазичастичных энергий и  $U$ -,  $V$ -коэффициентов используются в уравнениях для определения энергий возбуждения однофононных состояний. Таким образом, рассчитанные свойства однофононных состояний могут измениться после учета корреляций в основном состоянии.

Влияние вышеуказанных эффектов на свойства  $2_{I-}^+$  и  $3_{I-}^-$  состояний исследовалось на примере изотопов  $^{144-150}\text{Sm}$ . В этой цепочке изотопов сильно изменяются коллективные свойства  $2_{I-}^+$  и  $3_{I-}^-$  состояний, что дает возможность проследить роль коллективных эффектов. Показано, что член  $\chi_k^{(2)}$  (5) увеличивается с увеличением коллективности  $2_{I-}^+$  и  $3_{I-}^-$  состояний. С другой стороны, увеличение коллективности увеличивает  $\rho_k$ , что приводит к уменьшению  $\chi_k^{(1)}$  (5). В полумагическом изотопе  $^{144}\text{Sm}$  и в  $^{146}\text{Sm}$  оба эффекта полностью компенсируют друг друга и поэтому их влияние на свойства  $2_{I-}^+$  и  $3_{I-}^-$  состояний незначительно. В  $^{148-150}\text{Sm}$  большая коллективность  $2_{I-}^+$  состояния приводит к сильному увеличению  $\rho_k$ . Его влияние становится преобладающим и приводит к существенному изменению структуры  $2_{I-}^+$  и  $3_{I-}^-$  состояний.

В третьей главе диссертации исследуется фрагментация двухквазичастичных состояний сферических ядер в рамках КЭМ.

В §1 получены формулы для описания фрагментации двухквазичастичных состояний. Высоковозбужденные состояния четно-четного ядра описываются волновой функцией:

$$\Psi_\nu(JM) = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} \rho_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} |0\rangle , \quad (6)$$

где  $|0\rangle$  — волновая функция основного состояния (фононный вакуум). Фрагментация двухквазичастичной компоненты  $j_1 j_2$  со спином  $J$  описывается функцией:

$$\Phi_{j_1 j_2}(J, \nu) = \frac{1}{2} \left| \sum_i R_i(J\nu) \psi_{j_1 j_2}^{Ji} \right|^2 . \quad (7)$$

В рамках КЭМ фрагментация двухквазичастичных состояний зависит от двух факторов. Во-первых, амплитуда  $\psi_{j_1 j_2}^{Ji}$  определяет разброс двухквазичастичных компонент по однофононным возбужденным состояниям (этот разброс зависит от силы взаимодействия квазичастиц). Во-вторых, значения  $R_i(J\nu)$  определяют степень фрагментации однофононного состояния  $Q_{JM_i}^+$  (это зависит от силы взаимодействия  $H_{q\rho h}$ ). Этот процесс проиллюстрирован на примере фрагментации двухквазичастичных состояний  $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}_N$  в  $^{92}\text{Zr}$  и  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}_N$  в  $^{120}\text{Sn}$ .

При описании реакции однонуклонных передач волновая функция основного состояния  $A$ -нечетного ядра-мишени выбиралась в виде:

$$\Psi_{\nu_0}(j_0 m_0) = C_{j_0 \nu_0} \alpha_{j_0 m_0}^+ \psi_0 , \quad (8)$$

где  $\psi_0$  — квазичастичный вакуум. Квадрат коэффициента  $C_{j_0 \nu_0}$  определяет вклад компоненты  $\alpha_{j_0 m_0}^+$  в нормировку волновой функции основного состояния.

На основе волновых функций (6) и (8) получены выражения для силовых функций спектроскопических факторов реакций подхвата и срыва нуклона в случае, когда мишенью является  $A$ -нечетное ядро.

В §2 исследуется фрагментация двухквaziчастичных состояний в  $^{92}\text{Zr}$  и изотопах олова. Экспериментальная информация получена в  $(d, \rho)$  и  $(\rho, d)$  реакциях. В этих реакциях изучалась фрагментация состояний типа "частица-валентная частица" и "валентная частица-дырка". Термин "валентная частица" означает, что частица находится на уровне  $j$ , соответствующем основному состоянию ядра-мишени.

В  $^{92}\text{Zr}$  в реакции  $^{91}\text{Zr}(d, \rho)^{92}\text{Zr}$  изучалась фрагментация состояния "частица-валентная частица". В рамках КМ, в целом, получено правильное распределение силы двухквaziчастичных состояний.

Для изотопов олова экспериментальные данные получены в  $(\rho, d)$  и  $(\rho, t)$  реакциях. В диссертации представлены результаты исследований фрагментации нейтронных двухквaziчастичных состояний  $\{3s_{1/2}, 1g_{9/2}\}$ ,  $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$ ,  $\{1g_{7/2}, 1g_{9/2}\}$  и  $\{1h_{11/2}, 1g_{9/2}\}$  в  $^{110-124}\text{Sn}$ .

Расчитанные центроиды энергии  $\bar{E}_{jj_0}$  и ширины  $\Gamma_{jj_0}$ , а также экспериментальные данные из  $(\rho, t)$  и  $(\rho, d)$  реакций с образованием тех же конечных четно-четных ядер, показаны на рис. 2.

Можно утверждать, что двухквaziчастичные конфигурации "валентная частица-дырка ( $1g_{9/2}$ )" в четно-четных изотопах олова локализованы в энергетическом интервале  $\Delta E_x = 1-2$  МэВ при энергиях возбуждения 7-9 МэВ. В этом интервале заключено 70-80% силы этих двухквaziчастичных состояний, возбуждаемых в  $(\rho, d)$  реакциях.

Зависимость центроидов энергии и ширины от  $A$ , расчитанная для  $(\rho, d)$  реакции на нечетных изотопах олова, имеет несомненное сходство с полученной из экспериментальных данных по  $(\rho, t)$  реакциям. Оно обусловлено возбуждением в  $(\rho, t)$  реакции конфигурации "валентная частица - дырка ( $1g_{9/2}$ )". Помимо этой конфигурации, в  $(\rho, t)$  реакции могут возбуждаться конфигурации "дырка-дырка", "дырка-частица", находящиеся на близких к энергии Ферми уровнях.

Резонансно-подобные структуры, наблюдаемые в  $(\rho, t)$  реакциях на  $^{112-124}\text{Sn}$  при энергии 7-9 МэВ, связаны в основном с возбуждением следующих конфигураций:  $\{1g_{9/2}, 1g'_{9/2}\}$ ,  $\{3s_{1/2}, 1g'_{9/2}\}$ ,  $\{2d_{3/2}, 1g'_{9/2}\}$  и  $\{1h_{11/2}, 1g'_{9/2}\}$ . Расчеты показывают, что их сила фрагментирована в энергетическом интервале 6,5 - 9,0 МэВ.

В §3 представлены результаты исследований нейтронных силовых функций четно-четных сферических ядер. Описание  $s$ - и  $\rho$ -волновых нейтронных силовых функций определяется фрагментацией двухквaziчастичных состояний, в которых одна квазичастица находится на подоболочке

$s_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$ . Расчеты проводились для тех сферических ядер, в которых одночастичные состояния  $3s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$ ,  $2p_{3/2}$  являются

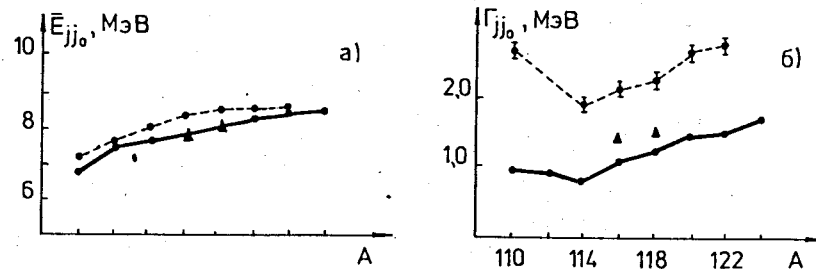


Рис. 2. Центроиды энергии  $\bar{E}_{jj_0}$ , ширины  $\Gamma_{jj_0}$  для четно-четных изотопов Sn. а) Зависимость  $\bar{E}_{jj_0}$  от  $A$ ; б) зависимость  $\Gamma_{jj_0}$  от  $A$ ;  $A$  относится к конечному ядру. Точки, соединенные штриховой линией - экспериментальные данные по реакции  $(\rho, t)$ ;  $\Delta$  - экспериментальные данные по реакции  $(\rho, d)$ ; точки, соединенные сплошной линией - расчеты для реакции  $(\rho, d)$ .

Таблица I

Нейтронные  $s$  - волновые силовые функции четно-четных сферических ядер

Ядро-мишень	Спин и четность мишени	Энергия связи нейтрона МэВ	$10^4 \times S_0$	
			Эксперимент	Расчет
$^{53}\text{Cr}$	$3/2^-$	9,72	$5,03 \pm 2,06$	4,5
$^{61}\text{Ni}$	$3/2^-$	10,6	$3,0 \pm 0,8$	2,5
$^{73}\text{Ge}$	$9/2^+$	10,2	$1,5 \pm 0,4$	1,6
$^{87}\text{Sr}$	$9/2^+$	11,1	$0,26 \pm 0,06$	0,88
$^{91}\text{Zr}$	$5/2^+$	8,63	$0,9 \pm 0,3$	0,6
$^{95}\text{Mo}$	$5/2^+$	9,15	$0,48 \pm 0,1$	0,5
$^{97}\text{Mo}$	$5/2^+$	8,64	$0,37 \pm 0,15$	0,8

связанными состояниями одночастичного потенциала Вудса-Саксона. Результаты показаны в таблицах I и 2.

Интересным является вопрос о спиновой зависимости нейтронных силовых функций. В диссертации спиновая зависимость рассчитывалась для  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ . Расчеты показали, что для изучаемых ядер зависимость от спина слабая, однако возможно

ее усиление для магических ядер, поэтому следует искать ее экспериментально для ядер с числом нейтронов  $N$ , близким к значениям  $N=50, 82$ .

Значения нейтронных силовых функций, рассчитанные в рамках КМ, а также результаты, касающиеся их спиновой зависимости, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Таблица 2

Нейтронные  $p$ -волновые силовые функции четно-четных сферических ядер

Ядро-мишень	Спин и четность мишени	Энергия связи нейтрона МэВ	$10^4 \times S_1$	
			Эксперимент	Расчет
$^{53}\text{Cr}$	$3/2^-$	9,72	$0,081 \pm 0,051$	0,08
$^{61}\text{Ni}$	$3/2^-$	10,6	-	0,10
$^{143}\text{Nd}$	$7/2^-$	7,82	$1,2 \pm 0,5$	1,6

В заключении перечисляются основные результаты, полученные в диссертации.

Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

1. Стоянова О. Влияние взаимодействия в канале частица-частица на число квазичастиц в основных состояниях сферических ядер. - Дубна, 1981, 8с, (Сообщение ОИЯИ: Р4-81-477).
2. Соловьев В.Г., Стоянова О., Стоянов Ч. О числе квазичастиц в основных состояниях сферических и переходных ядер. - Изв. АН СССР (сер.физ.), 1980, т. 44, № 9, с. 1938-1946.
3. Навроцка-Рыбарска В., Стоянова О., Стоянов Ч. Влияние корреляций в основном состоянии на свойства первых  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний некоторых изотопов самария. - ЯФ, 1981, т. 33, вып. 6, с. 1494-1503.
4. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянова О. Расчеты нейтронных силовых функций четно-четных сферических ядер. - ЯФ, 1980, т. 31, вып. 2, с. 327-333.
5. Soloviev V.G., Stoyanova O., Voronov V.V. Fragmentation of two-quasiparticle states in spherical nuclei. - Nucl.Phys., 1981, v. A370, N 1, p. 13-29.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 апреля 1983 года.