

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

599 / 2-81

P4-80-692

9/2-81

Чан Зуй Кхьонг, В.В.Воронов

ПРИНЦИП ПАУЛИ И ФРАГМЕНТАЦИЯ
ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
В НЕЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ С $A \sim 55$

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

1980

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при изучении обширного класса ядер широко применяется квазичастично-фононная модель ядра^{/1/}. Эта модель представляет собой обобщение на широкую область энергии возбуждения сверхтекучей^{/2/} модели, описывающей низколежащие состояния сферических и деформированных ядер. В рамках модели с помощью математического аппарата силовых функций рассчитаны полные сечения фотовозбуждения, радиационные силовые функции для прямых переходов на основные состояния^{/3/}, спектроскопические факторы реакций однонуклонных передач^{/4/}, нейтронные силовые функции^{/5,6,10/} и ряд других характеристик ядер; эффективно изучалась фрагментация одноквазичастичных и однофононных состояний по многим ядерным уровням^{/12-14/}.

Ввиду того, что волновые функции квазичастично-фононной модели содержат компоненты с различным числом квазичастиц и фононов, а сами фононы формируются из квазичастиц, то естественно встает вопрос о том, каково влияние на результаты расчетов оказывает имеющее место нарушение принципа Паули. *Здесь необходимо подчеркнуть следующее: во всех расчетах, выполненных до сих пор /см., например, /3-6, 10, 12, 13/ /, влияние принципа Паули было эффективно учтено. Так, например, в расчетах /5,12/ для нечетных сферических ядер, где в волновых функциях учитывались компоненты несложнее, чем квазичастица + фонон, использовалась следующая приближенная процедура учета принципа Паули: отбрасываются все состояния квазичастица + фонон, в которых фононы содержат двухквазичастичные компоненты, дающие вклад в нормировку фононной волновой функции, больший 50%, и таким образом вместе со свободными квазичастицами образуют состояния, близкие к состояниям с тремя одинаковыми квазичастицами. Однако несмотря на то, что результаты этих расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными, такой подход с математической точки зрения не является последовательным. Это видно уже в упомянутом выше случае нечетных сферических ядер. Так, при выводе секулярного уравнения и получении условия нормировки все фононы считают идеальными бозонами, пренебрегают тем самым коммутационными соотношениями между их операторами и операторами квазичастиц. Лишь затем в процессе реализации на ЭВМ при формировании полюсов квазичастица + фонон вводится вышеуказанная приближенная процедура,*

исключающая все состояния, "подозреваемые" в нарушении принципа Паули. При этом в некоторых случаях теряется часть состояний, близких к состояниям с тремя одинаковыми квазичастицами, но, тем не менее, разрешаемых принципом Паули.

В силу сказанного представляет интерес попытка разработать более строгий и последовательный способ учета принципа Паули, основывающийся только на точных коммутационных соотношениях между квазичастичными и фоннными операторами, в котором роль принципа Паули выявлялась бы с самого начала. Для деформированных ядер часть такой программы уже выполнена в /7/, где показано, что учет принципа Паули оказывает заметное влияние на некоторые низколежащие двухфоннные состояния. Систематическое исследование структуры низколежащих состояний нечетных несферических ядер и эффектов, оказывающих на нее сильное влияние, приведено в /9/ /см. также ссылки в этой работе/.

В данной работе мы продемонстрируем, как можно в рамках квазичастично-фоннной модели последовательно учесть принцип Паули в нечетных сферических ядрах. Исследование, проведенное в /8/, показало, что для рассматриваемого нами круга ядер применимо приближение случайных фаз RPA. Кроме того, ограничимся случаем, когда волновая функция состоит из одноквазичастичной и квазичастица + фонон компонент. Найдем систему уравнений с точным учетом принципа Паули. После некоторого упрощения получим приближенные уравнения, с помощью которых изучим фрагментацию одноквазичастичных состояний. В качестве иллюстрации приведем результаты расчетов для ^{53}Cr , $^{55-57}\text{Fe}$, ^{59}Ni , а также сравнение их с экспериментальными данными. В заключение попытаемся ответить на вопрос: каково влияние точного учета принципа Паули на фрагментацию одноквазичастичных состояний и насколько эффективной является приближенная процедура учета, предложенная и использованная в /5,10,12/.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И УРАВНЕНИЯ

Гамильтониан модели включает среднее поле для протонов и нейтронов, взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, мультипольные и спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные силы. Он может быть записан в терминах операторов рождения и уничтожения квазичастиц $(\alpha_{jm}^+, \alpha_{jm})$ и фононов $(Q_{\lambda\mu}^+, Q_{\lambda\mu})$ следующим образом /1/:

$$H = H_v + H_{vq}, \quad /1/$$

$$H_v = \sum_{jm} \epsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \frac{1}{4} \sum_{ii} \frac{X_r^{\lambda i} + X_r^{\lambda i'}}{\tau \lambda_{\mu} \sqrt{Y_r(\lambda i) Y_r(\lambda i')}} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu}, \quad /2/$$

$$H_{\nu q} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{r j_1 j_2} \frac{f_{j_1 j_2}^{\lambda} v_{j_1 j_2}^{(\mp)}}{\sqrt{y_r(\lambda_i)}} \{ [Q_{\lambda-\mu i} \pm (-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i}^+] B(j_1 j_2; \lambda-\mu) + h.c. \}. \quad /3/$$

В этих формулах использованы следующие обозначения: $f_{j_1 j_2}^{\lambda}$ - одночастичный приведенный матричный элемент от мультипольного или спин-мультипольного оператора; индекс $r = n, p$ означает суммирование по нейтронным (n) и протонным (p) одночастичным состояниям; ϵ - одноквазичастичная энергия; $v_{j_1 j_2}^{(\mp)} = u_{j_1} u_{j_2}^{\mp} v_{j_1} v_{j_2}$, где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова. В /3/ и в дальнейшем верхние знаки относятся к мультипольным, а нижние - к спин-мультипольным фононам.

a_{jm}^+ - оператор рождения квазичастицы. Оператор рождения фонона имеет вид:

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \{ \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+]_{\lambda\mu} + (-1)^{\lambda-\mu} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_1 m_1} a_{j_2 m_2}^+]_{\lambda-\mu} \}, \quad /4/$$

$$B(j_1 j_2; \lambda\mu) = \sum_{m_1 m_2} (-1)^{j_2+m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda\mu) a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}.$$

Величины $X_r^{\lambda i}, y_r(\lambda_i), \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ находятся из решения уравнения RPA, после фиксирования изоскалярных $\kappa_0^{(\lambda)}$ и изовекторных $\kappa_1^{(\lambda)}$ констант мультипольных и спин-мультипольных взаимодействий. Полные выражения для этих величин даны в /1,12/.

Операторы квазичастиц и фононов удовлетворяют следующим коммутационным соотношениям:

$$[Q_{\lambda\mu i}, a_{jm}^+] = \sum_{j_1 m_1} \psi_{j_1 j_1}^{\lambda i} (j m j_1 m_1 | \lambda\mu) a_{j_1 m_1}. \quad /5/$$

Волновую функцию нечетного A -сферического ядра возьмем в следующем виде:

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_J^{\nu} \{ a_{JM}^+ + \sum_{\lambda j} D_j^{\lambda i} (J\nu) [a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM} \} \Psi_0, \quad /6/$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния соответствующего четно-четного ядра. Заметим, что волновая функция /6/ использовалась в работах /5,10,12/ для вычисления некоторых характеристик сферических ядер. С волновой функцией такого типа в /4/ изучалась фрагментация одноквазичастичных состояний в деформированных ядрах.

Используя точные коммутационные соотношения для операторов $a_{j\mathbf{m}}$ и $Q_{\lambda\mu}^+$, получим условие нормировки для волновых функций /6/ в виде

$$1 = \langle \Psi_{\nu}(\mathbf{JM}) | \Psi_{\nu}(\mathbf{JM}) \rangle = [C_{\mathbf{J}}^{\nu}]^2 \{ 1 + \sum_{\lambda i j} [D_{\mathbf{J}}^{\lambda i}(\mathbf{J}\nu)]^2 + \sum_{j_1 \lambda_1 i_1} \sum_{j_2 \lambda_2 i_2} \mathcal{F}_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j_2 \lambda_2 i_2) D_{j_1}^{\lambda_1 i_1}(\mathbf{J}\nu) D_{j_2}^{\lambda_2 i_2}(\mathbf{J}\nu) \}, \quad /7/$$

где

$$\mathcal{F}_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j_2 \lambda_2 i_2) = \sum_{\substack{m_1 m_2 \\ \mu_1 \mu_2}} (j_1 m_1 \lambda_1 \mu_1 | \mathbf{JM}) (j_2 m_2 \lambda_2 \mu_2 | \mathbf{JM}) \times \\ \times \langle [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}, a_{j_2 m_2}^+] [a_{j_1 m_1}, Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+] \rangle = \\ = \sum_{j_3} \sqrt{(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)} \begin{Bmatrix} j_2 & j_3 & \lambda_1 \\ j_1 & \mathbf{J} & \lambda_2 \end{Bmatrix} \psi_{j_3 j_2}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2}.$$

Функция $\mathcal{F}_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j_2 \lambda_2 i_2)$ характеризует степень влияния принципа Паули на компоненты квазичастица + фотон. С учетом /7/ уравнения для определения энергий $\eta_{\mathbf{J}\nu}$ и коэффициентов $C_{\mathbf{J}}^{\nu}$ и $D_{\mathbf{J}}^{\lambda i}(\mathbf{J}\nu)$ найдем из вариационного принципа:

$$\delta | \langle \Psi_{\nu}(\mathbf{JM}) | \mathbf{H} | \Psi_{\nu}(\mathbf{JM}) \rangle - \eta_{\mathbf{J}\nu} [\langle \Psi_{\nu}(\mathbf{JM}) | \Psi_{\nu}(\mathbf{JM}) \rangle] = 0.$$

В результате вычислений получим следующую систему уравнений:

$$D_{\mathbf{J}}^{\lambda i}(\mathbf{J}\nu) (\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - \eta_{\mathbf{J}\nu}) + \\ + \frac{1}{2} \sum_{j_1 \lambda_1 i_1} D_{j_1}^{\lambda_1 i_1}(\mathbf{J}\nu) \{ \mathcal{F}_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j\lambda i) (\epsilon_j + \epsilon_{j_1} + \omega_{\lambda i} + \omega_{\lambda_1 i_1} - 2\eta_{\mathbf{J}\nu}) - R_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j\lambda i) \} - \\ - \frac{1}{\sqrt{2}} [\Gamma(\mathbf{J}\lambda i) + \sum_{j_1 \lambda_1 i_1} \mathcal{F}_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j\lambda i) \Gamma(\mathbf{J} j_1 \lambda_1 i_1)] = 0, \quad /9/ \\ \epsilon_j - \eta_{\mathbf{J}\nu} - \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j\lambda i} D_{\mathbf{J}}^{\lambda i}(\mathbf{J}\nu) [\Gamma(\mathbf{J} j\lambda i) + \sum_{j_1 \lambda_1 i_1} \mathcal{F}_{\mathbf{J}}(j_1 \lambda_1 i_1 | j\lambda i) \Gamma(\mathbf{J} j_1 \lambda_1 i_1)] = 0. \quad /10/$$

В уравнениях /9/, /10/ приняты следующие обозначения: $\omega_{\lambda i}$ - энергия однофотонного состояния;

$$\Gamma(Jj\lambda i) = \left(\frac{2\lambda + 1}{2J + 1}\right)^{1/2} \frac{f_{Jj}^{\lambda} v_{Jj}^{(\overline{7})}}{\sqrt{q_r(\lambda i)}}, \quad /11/$$

а функция $R_J(j_1\lambda_1 i_1 | j\lambda i)$ представляет собой некоторую комбинацию величин $X_r^{\lambda i}$, $Y_r(\lambda i)$ и $\mathcal{L}_J(j_1\lambda_1 i_1 | j\lambda i)$, которая ввиду ее громоздкости не приведена здесь. Отметим, что если в этих формулах положить $\mathcal{L}_J(j_1\lambda_1 i_1 | j\lambda i) = 0$, то приходим к уравнениям, полученным в работах /2,11/ и использованным в /5,12/.

Для определения энергий $\eta_{J\nu}$ нужно решить уравнение /9/ и найденную функцию $D_j^{\lambda i}(J\nu)$ подставить в секулярное уравнение /10/, т.е. нужно диагонализировать матрицу достаточно высокого порядка в пространстве состояний квазичастица + фотон. Эта задача довольно сложна, и, чтобы реализовать ее на ЭВМ, необходимо перейти к некоторому приближению. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что принцип Паули наиболее сильно нарушается в тех компонентах квазичастица + фотон волновой функции /6/, которые содержат 3 одинаковые квазичастицы. В таких случаях абсолютные значения \mathcal{L}_J велики. Остальные, недиагональные по индексам $(j\lambda i)$ значения \mathcal{L}_J малы. Кроме того, \mathcal{L}_J , как и R_J , являются знакопеременными величинами, и поэтому во всех суммах уравнений /9/, /10/ наиболее существенны члены с диагональными \mathcal{L}_J и R_J . Все сказанное относительно величин \mathcal{L}_J и R_J подтверждается нашим предварительным расчетом, проведенным в ходе выполнения данной работы. Таким образом, суть нашего приближения заключается в том, что среди членов, содержащих функции $\mathcal{L}_J(j_1\lambda_1 i_1 | j\lambda i)$ или $R_J(j_1\lambda_1 i_1 | j\lambda i)$, которые входят в уравнения /9/, /10/, а также в условие нормировки /7/, сохраним точно члены с диагональными \mathcal{L}_J и R_J , у которых $(j_1\lambda_1 i_1) = (j\lambda i)$. В этом приближении из /9/ и /10/ получим:

$$D_j^{\lambda i}(J\nu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma(Jj\lambda i)}{\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta_{J\nu}}, \quad /12/$$

$$F(\eta_{J\nu}) = \epsilon_J - \eta_{J\nu} - \frac{1}{2} \sum_{j\lambda i} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i) \{1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)\}}{\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta_{J\nu}} = 0. \quad /13/$$

А условие нормировки /7/ примет вид:

$$1 = \langle \Psi_{\nu}(JM) | \Psi_{\nu}(JM) \rangle = [C_J^{\nu}]^2 \left\{ 1 + \sum_{j\lambda i} [D_j^{\lambda i}(J\nu)]^2 [1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)] \right\}. \quad /14/$$

Величины $\mathcal{L}(Jj\lambda i)$, фигурирующие в /12-14/, и есть как раз те диагональные значения, которые мы сохранили в выражениях /7/, /9/ и /10/:

$$\mathcal{L}(Jj\lambda i) = \mathcal{L}_J(j\lambda i | j\lambda i). \quad /15/$$

А через $R(Jj\lambda i)$ обозначается величина

$$R(Jj\lambda i) = \frac{1}{2} \frac{R_J(j\lambda i | j\lambda i)}{1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)} = \frac{1}{4} \sum_{r i'} \frac{X_r^{\lambda i} + X_r^{\lambda i'}}{\sqrt{\eta_r^{\lambda i}(\lambda i) \eta_r^{\lambda i'}(\lambda i')}} \mathcal{L}_J(j\lambda i | j\lambda i'). \quad /16/$$

Система уравнений /12-14/ и решает поставленную задачу. Составляя эти уравнения с уравнениями, полученными в '2.11' и использованными в '5.12', видим, что последовательный учет принципа Паули приводит к перенормировке квадрата матричного элемента взаимодействия квазичастиц с фононами $\Gamma^2(Jj\lambda i) \rightarrow [1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)] \Gamma^2(Jj\lambda i)$, а также к сдвигу полюсов, определяемому функцией $R(Jj\lambda i)$. Для тех состояний, где имеет место сильное нарушение принципа Паули, как показывает наш предварительный расчет, величина $\mathcal{L}(Jj\lambda i)$ весьма близка к -1^* и соответствующие полюсы автоматически исключаются из секулярного уравнения /13/, а компоненты квазичастица + фонон волновой функции /6/ - из условия нормировки /14/, что и следовало ожидать. Для остальных состояний, полностью или частично разрешаемых принципом Паули, $\mathcal{L}(Jj\lambda i) \rightarrow -1$ и сдвиг полюсов влечет за собой некоторое изменение в энергиях η_{Jj} . Из-за наличия в $R(Jj\lambda i)$ суммирования по i' /см. 16/ сдвиг полюса, связанного с i -фононом мультипольности λ зависит от всех других однофононных состояний той же мультипольности. Однако поскольку в /16/ входит большое число знакопеременных слагаемых, то величина $R(Jj\lambda i)$ относительно мала по сравнению с самим полюсом. Лишь в отдельных случаях $R(Jj\lambda i)$ достигает заметного значения /порядка 20% величины самого полюса/.

Для изучения фрагментации одноквазичастичных состояний по ядерным уровням при средних и больших энергиях возбуждения эффективным является метод силовых функций, описанный в '1'. Следуя /1, 3-5/, построим функцию

$$S_J(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} |C_J^{\nu}|^2 \frac{\Lambda}{(\eta - \eta_{J\nu})^2 + \Lambda^2/4}. \quad /17/$$

* Теоретически для таких состояний величина $\mathcal{L}(Jj\lambda i)$ должна точно равняться -1 . Отличие от -1 связано с точностью вычислений.

Легко показать, используя /12-14/, что выполняется соотношение

$$[C_J']^{-2} = - \frac{\partial F(\eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta = \eta_{J\nu}} \quad /18/$$

Подставляя /18/ в /17/ и выражая /17/ через контурный интеграл, для $S_J(\eta)$ получаем:

$$S_J(\eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1 + \Gamma(\eta)}{[\epsilon_J - \eta - \gamma(\eta)]^2 + \frac{\Delta^2}{4} [1 + \Gamma(\eta)]^2}, \quad /19/$$

где

$$\Gamma(\eta) = \frac{1}{2} \sum_{j\lambda i} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i) [1 + \mathcal{Q}(Jj\lambda i)]}{[\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta]^2 + \Lambda^2/4}, \quad /20/$$

$$\gamma(\eta) = \frac{1}{2} \sum_{j\lambda i} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i) [1 + \mathcal{Q}(Jj\lambda i)] [\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta]}{[\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i) - \eta]^2 + \Lambda^2/4}. \quad /21/$$

Формально функция /19/ совпадает с выражением для $S_J(\eta)$, полученным ранее в работах /5,12/. Учет принципа Паули приводит к появлению в выражениях /20,21/ для $\Gamma(\eta)$ и $\gamma(\eta)$ новых членов $\mathcal{Q}(Jj\lambda i)$ и $R(Jj\lambda i)$.

Перейдем теперь к обсуждению результатов расчетов фрагментаций одноквазичастичных состояний в ядрах ^{53}Cr , $^{55-57}\text{Fe}$ и ^{59}Ni на основе формул /19-21/ и сравним их с экспериментальными данными. Параллельно рассмотрим также, насколько хорошо работает в этих ядрах приближенная процедура учета принципа Паули, использованная ранее в работах /5,12/.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ

Прежде чем привести результаты расчетов, скажем несколько слов о параметрах нашей модели. Одночастичные энергии и волновые функции были вычислены в потенциале Саксона-Вудса, параметры которого выбраны на основе работ /15/, константы квадрупольного и октупольного взаимодействий подобраны таким образом, чтобы теоретические значения энергий 2_1^+ - и 3_1^- -уровней совпадали с экспериментальными /16/. Остальные мультипольные и спин-мультипольные константы выбраны так же, как в работе /12/.

Расчеты были выполнены в интервале энергий возбуждения от 0 до 9 МэВ при значении $\Delta = 0,2$ МэВ. В расчетах использовалась единая одночастичная схема уровней, соответствующая массовому

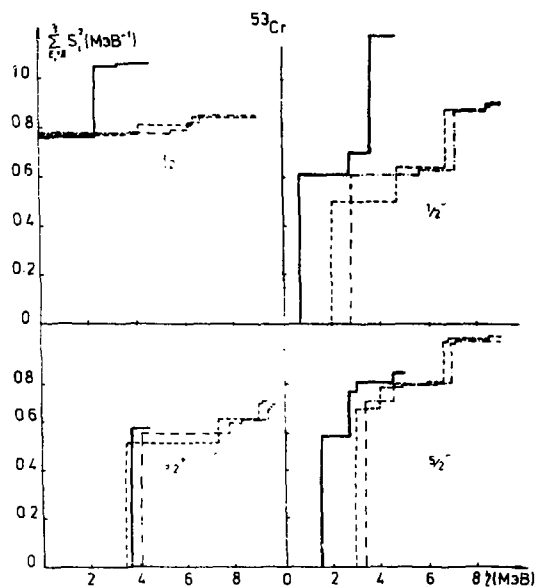


Рис.1. Фрагментация одноквазичастичных состояний в ^{53}Cr .

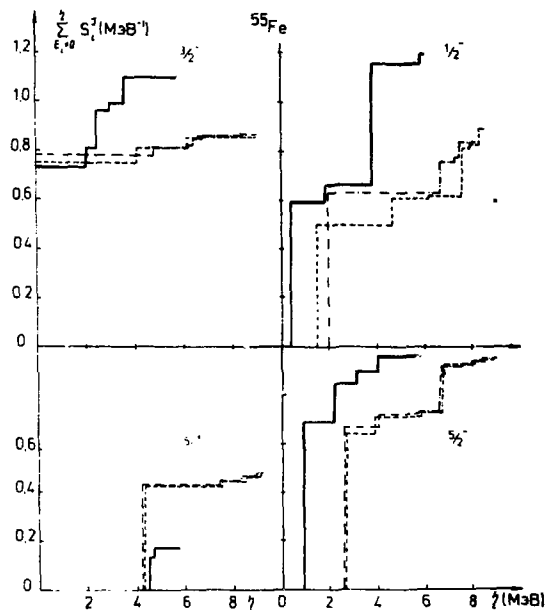


Рис.2. Фрагментация одноквазичастичных состояний в ^{55}Fe .

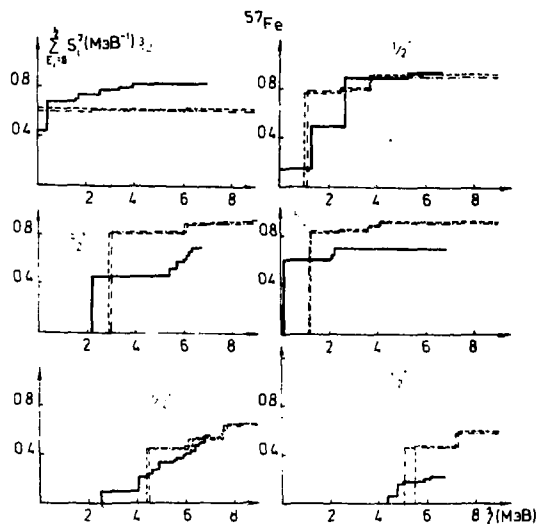


Рис. 3. Фрагментация одноквазичастичных состояний в ^{57}Fe .

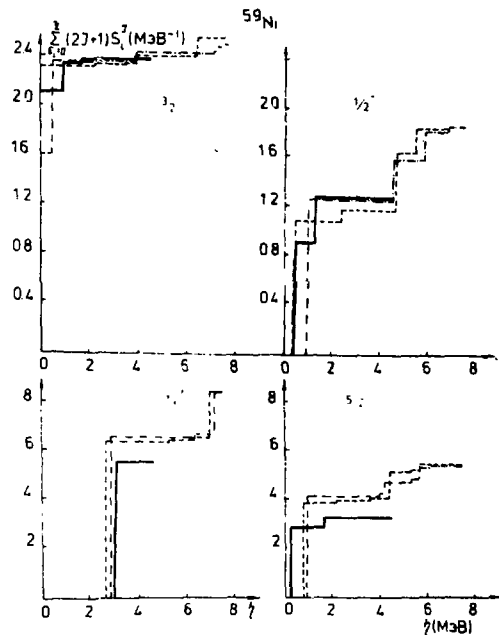


Рис. 4. Фрагментация одноквазичастичных состояний в ^{59}Ni .

числу $A=59$, и учитывались все спин-мультипольные и мультипольные фооны от 1^+ до 5^- включительно.

На рис. 1-4 представлены результаты расчетов фрагментации одноквазичастичных состояний и экспериментальные данные, взятые из работ /17-20/, для ядер ^{53}Cr , $^{55-57}\text{Fe}$ и ^{59}Ni соответственно. На горизонтальной оси отложены энергии возбуждения η , на вертикальной - соответствующие суммарные значения спектроскопических факторов (\bar{d}, p) реакций $\sum_{E_i=0}^{\eta} S_i^J$ /для ^{59}Ni приведены значения $\sum_{E_i=0}^{\eta} (2J+1)S_i^J$ /. В нашей модели величина S_i^J есть не что иное, как произведение $[C_J^{\nu}]^2 u_J^2 / 6$, где C_J^{ν} - коэффициент, входящий в волновую функцию /6/, u_J - коэффициент преобразования Боголюбова, а J - полный момент ядра, от которого зависят C_J^{ν} и u_J . Для вычисления $\sum_{E_i=0}^{\eta} S_i^J = \sum_{\nu \in \Lambda_E} [C_J^{\nu}]^2 u_J^2$ надо заменить сумму $\sum_{\nu \in \Lambda_E} [C_J^{\nu}]^2$ на интеграл $\int_0^{\eta} S_J(\eta) d\eta$ согласно формулам /17/, /19/. Сплошной линией изображены экспериментальные значения, а пунктирной и штрих-пунктирной - результаты расчетов с приближенным и точным учетом принципа Паули. Ясно, что в рамках нашей простой модели мы можем претендовать только на качественное описание экспериментов.

Как видно из этих рисунков, точный учет принципа Паули хотя и приводит по сравнению с приближенным учетом к некоторому перераспределению сил одноквазичастичных состояний и, в отдельных случаях, к лучшему согласию расчетных результатов с экспериментальными данными, но существенно не меняет картины. Видно также, что с ростом энергии возбуждения влияние точного учета принципа Паули уменьшается. Радикального улучшения результатов расчетов следует ожидать от включения в волновую функцию /6/ компонент квазичастица + два фоона с последующим строгим учетом принципа Паули. Однако такая задача весьма сложна и требует специального исследования. Пока на этом пути сделаны лишь первые шаги /см., например, работу /13/ и ссылки в ней/.

То, что точный учет принципа Паули мало меняет результат расчета, теоретически понятно. Выше мы сказали, что точный учет принципа Паули позволяет дополнительно включить в рассмотрение часть состояний, исключаящихся по приближенной процедуре. Но таких состояний мало по сравнению с общим количеством состояний, учитываемых при изучении фрагментации в области средних и больших энергий возбуждения, и поэтому их вклад в секулярное уравнение /13/, а также в условие нормировки /14/ невелик. Что касается других допустимых состояний, учитываемых в обоих случаях, то из-за малости величин $\mathcal{P}(Jj\lambda i)$ и $R(Jj\lambda i)$, возникающих при точном учете принципа Паули, эти состояния лишь слегка изменяются. Все это приводит к тому,

что точный учет принципа Паули не оказывает заметного влияния на величину силовой функции $S_J(\eta)$ и, следовательно, использованную ранее приближенную процедуру учета можно с успехом применять при изучении фрагментации одноквазичастичных состояний.

Выше было сказано, что для улучшения согласия расчетных результатов с экспериментальными данными необходимо включить в волновую функцию /6/ компоненты квазичастица + два фонона. При учете двухфононных компонент в четно-четных ядрах для правильного описания энергий первых вибрационных уровней 2^+_1 и 3^-_1 необходимо уменьшать константы мультипольного взаимодействия, т.е. использовать ангармонические константы. Использование таких констант в рамках нашей модели позволяет частично учесть влияние компонент квазичастица + два фонона на структуру состояний нечетных ядер. Мы провели расчеты для ^{59}Ni с двумя наборами констант.

В таблице приведены суммарные значения $\sum_{E_i=0}^{E_x} (2J+1)S_i^J$ для одноквазичастичных состояний $2p_{5/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $2d_{5/2}$, рассчитанные в интервале энергий возбуждения от 0 до 4,5 МэВ с двумя наборами констант: гармонических и ангармонических. Представлены также соответствующие экспериментальные значения $\sum_{E_i=0}^{E_x} (2J+1)S_i^J$, полученные разными группами авторов. Из этой таблицы видно, что в большинстве случаев /4 из 5/ расчет с ангармоническими константами дает несколько завышенные значения. Однако, за исключением состояния $1g_{9/2}$, эти значения мало отличаются от тех, которые были вычислены с помощью гармонических констант. Сопоставляя рассчитанные значения с экспериментальными и учитывая тот факт, что в этих экспериментах ошибки измерения могли достигнуть 25% /19/, видим, что полученные в рамках нашей модели результаты достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные о таких интегральных характеристиках ядер, как величина $\sum_i (2J+1)S_i^J$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами показано, что в рамках квазичастично-фононной модели ядра можно последовательно учесть принцип Паули в нечетных сферических ядрах. Если при изучении структуры низколежащих состояний ядер эффект точного учета принципа Паули может играть важную роль, то при исследовании фрагментации одноквазичастичных состояний и расчетах различных силовых функций при промежуточных и больших энергиях возбуждения эти эффекты мало существенны и в большинстве случаев можно ограничиться приближенной процедурой учета принципа Паули, предложенной в /5/.

Таблица

Суммарные спектроскопические факторы реакции $^{58}\text{Ni}(d, p)^{59}\text{Ni}$

$\sum_{E_i=0}^{E_x} (2J+1) S_i^J ; (E_x = 4.5 \text{ МэВ})$						
J^π	Расчет с гармоническими константами		Расчет с ангармоническими константами		Эксперименты	
	Точный учет принципа Паули	Приближенный учет принципа Паули	Точный учет принципа Паули	Приближенный учет принципа Паули	Работа ¹⁹	Работа ²⁰
$3/2^-$	2,44	2,42	2,47	2,47	2,38	2,3
$5/2^-$	4,84	5,20	5,24	5,23	3,26	5,08
$1/2^-$	1,60	1,65	1,74	1,64	1,28	1,59
$9/2^+$	6,63	6,44	8,38	8,36	5,60	6,20
$5/2^+$	1,78	1,82	1,32	1,44	0,73	1,20

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность проф. В.Г.Соловьеву за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
2. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1972.
3. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376; Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503; Khuong C.Z., Soloviev V.G., Voronov V.V. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 4, p.L79.
4. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; ЯФ, 1977, 26, с.719.
5. Dambasuren D. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1976, 2, p.25.
6. Воронов В.В., Стоянова О., Соловьев В.Г. ЯФ, 1980, 31, с.327.
7. Jolos R.V., Molina J.L., Soloviev V.G. JINR, E4-12250, Dubna, 1979; Jolos R.V., Molina J.L., Soloviev V.G. Z.Phys., 1980, A295, p.147.
8. Soloviev V.G. JINR, E4-12623, Dubna, 1979; Soloviev V.G., Stoyanova O., Stoyanov Ch. JINR, E4-80-75, Dubna, 1980.
9. Kiriyaama A. et al. Prog.Theor.Phys.Suppl., 1975, 58, p.1.
10. Voronov V.V., Chan Zuy Khuong. JINR, E4-13005, Dubna, 1980.
11. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ТМФ, 1974, 19, с.275.
12. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Чан Зуй Кхыонг. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.999.
13. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
14. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. ЯФ, 1974, 20, с.1131.
15. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955; Takeuchi K., Moldauer P.A. Phys.Lett., 1969, 28B, p.384.
16. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер.физ., 1974, 38, с.2604.
17. Kocher D.C. et al. Nucl.Phys., 1972, A196, p.225; Kocher D.C. Nucl.Data Sheets, 1976, 18, p.463.
18. Sen Gupta M. et al. Nucl.Phys., 1971, A166, p.529; Thomson J.A. Nucl.Phys., 1974, A227, p.425.
19. Taylor T., Cameron J.A. Nucl.Phys., 1980, A337, p.389.
20. Kim H.J. Nucl. Data Sheets, 1976, 17, p.485.