

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2313/82

P4-82-30

Нгуен Динь Тхао, Ч.Стойнов

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В КАНАЛЕ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА
НА СВОЙСТВА ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая"

1982

Свойства высоколежащих возбужденных состояний до сих пор изучались с учетом, как правило, эффективных сил в канале частица-дырка /см., например, /1/, где представлены результаты, полученные в квазичастично-фононной модели/. Это обусловлено тем фактом, что накопленные до сих пор экспериментальные данные связаны главным образом с частично-дырочными компонентами волновых функций высоковозбужденных состояний /например, вероятностями возбуждения гигантских мультипольных резонансов/. В последнее время, однако, появились данные по (p,t)-реакции, которые дают информацию о возбуждении глубоколежащих двухдырочных состояний /2,3/. В этом процессе не исключено проявление взаимодействия в канале частица-частица. Например, авторы работы /4/ делают вывод, что величину сечения (p,t)-реакции с возбуждением 2_1^+ -состояний конечного ядра можно описать, лишь используя квадрупольное взаимодействие в канале частица-частица. Влияние этого взаимодействия на свойства низколежащих состояний изучалось многими авторами /4-14/. Большая неопределенность существует, однако, относительно констант взаимодействия в этом канале. В настоящее время неизвестна та характеристика ядерных возбуждений, которая однозначно была бы связана с компонентами сил в канале частица-частица. Поэтому вопрос о константах в работах /4-14/ решался по-разному. Так, в /7/ константа частично-частичного взаимодействия менялась для разных возбуждений. В /4/ она определялась на основе правильного описания сечения (p,t)-реакции. В /8,8,9/ константы квадрупольного спаривания связывались с константами обычного спаривательного взаимодействия. В этом случае в средних

и тяжелых ядрах пр-взаимодействие в канале частица-частица отсутствует. В /12,13/ изучена роль этого взаимодействия и сделан вывод, что оно существенно влияет на свойства низколежащих состояний. В некоторых работах /4,11,14/ используется предположение, что все константы равны, то есть $k^{nn} = k^{np} = k^{pp}$. В /15/ исследовалась роль условия самосогласования в канале частица-частица при формировании самых нижних коллективных состояний деформированных ядер.

В настоящей работе исследовано, как проявляется взаимодействие в канале частица-частица при более высоких /до 30 МэВ/ энергиях возбуждения. В приближении хаотических фаз получено уравнение для энергии возбуждения в случае, когда в гамильтониан в канале частица-дырка включены изовекторные и изоскалярные мультипольные силы, а в канале частица-частица константы мультипольных сил k^{nn} , k^{pp} , k^{np} не равны друг другу. В численных расчетах, которые выполнены для изотопов самария, использовалось предположение, что $k^{nn} = k^{pp} = k^{np} = k_{\lambda}$. Поскольку для этих изотопов исследовались 2_1^+ -состояния, то константа k_{λ} подбиралась, как и в /14/, так, чтобы согласовать с экспериментальными данными энергии 2_1^+ -состояний и их $B(E2)$ -величины. Кроме того, в работе обсуждается возможность проявления взаимодействия в канале частица-частица в (p,t)-реакции.

Достаточно общие уравнения для энергии и структуры одно-фононных возбуждений с одновременным учетом частично-дырочного и частично-частичного каналов можно найти в /16/. Эти уравнения содержали матричные элементы произвольного двухчастичного взаимодействия. Если это взаимодействие выбрать в сепаративной мультипольной форме, то уравнение для энергии возбуждения ω имеет следующий вид:

$$\mathcal{F}(\omega) \equiv \det(\omega) = 0, \quad /1/$$

$$\det(\omega) = \begin{vmatrix} 2\lambda+1-(\kappa_0+\kappa_1)F_n & -(\kappa_0-\kappa_1)F_n & -k^{nn}X_n^{(-)} & -k^{np}X_n^{(-)} & -k^{nn}\omega X_n^{(+)} & -k^{np}\omega X_n^{(+)} \\ -(\kappa_0-\kappa_1)F_p & 2\lambda+1-(\kappa_0+\kappa_1)F_p & -k^{np}X_p^{(-)} & -k^{pp}X_p^{(-)} & -k^{np}\omega X_p^{(+)} & -k^{pp}\omega X_p^{(+)} \\ -(\kappa_0+\kappa_1)X_n^{(-)} & -(\kappa_0-\kappa_1)X_n^{(-)} & 2\lambda+1-k^{nn}N_n^{(-)} & -k^{np}N_n^{(-)} & -k^{nn}\omega N_n & -k^{np}\omega N_n \\ -(\kappa_0-\kappa_1)X_p^{(-)} & -(\kappa_0+\kappa_1)X_p^{(-)} & -k^{np}N_p^{(-)} & 2\lambda+1-k^{pp}N_p^{(-)} & -k^{np}\omega N_p & -k^{pp}\omega N_p \\ -(\kappa_0+\kappa_1)\omega X_n^{(+)} & -(\kappa_0-\kappa_1)\omega X_n^{(+)} & -k^{nn}\omega N_n & -k^{np}\omega N_n & 2\lambda+1-k^{nn}N_n^{(+)} & -k^{np}\omega N_n^{(+)} \\ -(\kappa_0-\kappa_1)\omega X_p^{(+)} & -(\kappa_0+\kappa_1)\omega X_p^{(+)} & -k^{np}\omega N_p & -k^{pp}\omega N_p & -k^{np}N_p^{(+)} & 2\lambda+1-k^{pp}N_p^{(+)} \end{vmatrix} \quad /2/$$

где

$$F_\tau = \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^\lambda u_{j_1 j_2}^{(+)})^2 \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2}; \quad X_\tau^{(-)} = \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^\lambda)^2 u_{j_1 j_2}^{(+)} v_{j_1 j_2}^{(-)} \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2},$$

$$X_\tau^{(+)} = \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^\lambda)^2 u_{j_1 j_2}^{(+)} v_{j_1 j_2}^{(+)} \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2}; \quad N_\tau = \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^\lambda)^2 v_{j_1 j_2}^{(-)} v_{j_1 j_2}^{(+)} \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2}, \quad /3/$$

$$N_\tau^{(-)} = \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^\lambda v_{j_1 j_2}^{(-)})^2 \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2}; \quad N_\tau^{(+)} = \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^\lambda v_{j_1 j_2}^{(+)})^2 \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2}.$$

Здесь κ_1 , κ_2 - изовекторная и изоскалярная константы в канале частица-дырка; k^{nn} , k^{pp} , k^{np} - константы в канале частица-частица. В /3/ $f_{j_1 j_2}^\lambda$ - приведенный одночастичный матричный элемент от оператора мультипольного момента; $\epsilon_{j_1 j_2}$ - энергия двухквaziчастичного состояния:

$$v_{j_1 j_2}^{(\pm)} = u_{j_1} u_{j_2} \pm v_{j_1} v_{j_2}; \quad u_{j_1 j_2}^{(+)} = u_{j_1} v_{j_2} + u_{j_2} v_{j_1},$$

где u_j , v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова. Индекс τ принимает значения n и p и означает, что суммирование происходит по одночастичным состояниям либо нейтронной, либо протонной системы. Уравнение /1/ близко к ранее полученному в /11,13/, но, поскольку рассматриваются изоскалярные и изовекторные компоненты взаимодействия в канале частица-дырка, ранг определителя /2/ на единицу больше, чем в /13/.
Оператор рождения фонона имеет следующий вид /16/:

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

где a_{jm}^+ (a_{jm}) - операторы рождения /уничтожения/ квазичастицы. Для амплитуд $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ получаются следующие выражения:

$$\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \frac{1}{\sqrt{2y}} \frac{f_{j_1 j_2}^\lambda}{\epsilon_{j_1 j_2} - \omega_{\lambda i}} [u_{j_1 j_2}^{(+)} \mathcal{R}_\tau + v_{j_1 j_2}^{(-)} \mathcal{L}_\tau + v_{j_1 j_2}^{(+)} \mathcal{M}_\tau], \quad /4/$$

$$\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \frac{1}{\sqrt{2y}} \frac{f_{j_1 j_2}^\lambda}{\epsilon_{j_1 j_2} + \omega_{\lambda i}} [u_{j_1 j_2}^{(+)} \mathcal{R}_\tau + v_{j_1 j_2}^{(-)} \mathcal{L}_\tau - v_{j_1 j_2}^{(+)} \mathcal{M}_\tau].$$

Если взаимодействие в канале частица-частица отсутствует, то в /4/ остается только член $\sim \mathcal{R}$. Величины \mathcal{R}_τ , \mathcal{L}_τ , \mathcal{M}_τ выражаются через алгебраические дополнения \mathcal{F}_{ik} определителя /2/:

$$\mathcal{R}_n = (\kappa_0 + \kappa_1) \mathcal{F}_{11} + (\kappa_0 - \kappa_1) \mathcal{F}_{12},$$

$$\mathcal{R}_p = (\kappa_0 + \kappa_1) \mathcal{F}_{12} + (\kappa_0 - \kappa_1) \mathcal{F}_{11},$$

$$\mathcal{L}_n = k^{nn} \mathcal{F}_{13} + k^{np} \mathcal{F}_{14}, \quad /5/$$

$$\mathcal{L}_p = k^{pp} \mathcal{F}_{14} + k^{np} \mathcal{F}_{13},$$

$$\mathcal{M}_n = k^{nn} \mathcal{F}_{15} + k^{np} \mathcal{F}_{16},$$

$$\mathcal{M}_p = k^{pp} \mathcal{F}_{16} + k^{np} \mathcal{F}_{15}.$$

В формуле /4/ y - нормировочный множитель, который связан с производной секулярного уравнения в точках решения ($\omega_{\lambda i}$):

$$\left(\frac{\partial \mathcal{F}(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega = \omega_{\lambda i}} = -2 [\sum_\tau (\mathcal{R}_\tau + \mathcal{L}_\tau + \mathcal{M}_\tau)^{-1} y]. \quad /6/$$

Соотношение /6/ дает возможность использовать метод силовых функций /1/ при вычислении некоторых характеристик возбужденных состояний. Например, приведенная вероятность электрического перехода с основного состояния в i -е состояние с моментом λ и четностью $(-1)^\lambda$ имеет следующий вид:

$$B(E\lambda; 0_{oc}^+ \rightarrow \lambda_i^\pi) = \sum_{\mu, M_\lambda, M_\tau} |\langle Q_{\lambda\mu i} | \mathcal{M}(E\lambda) | 0 \rangle|^2 =$$

$$= \frac{e^2}{2y} \left| \sum_\tau e_\tau^* [\mathcal{R}_\tau F_\tau + \mathcal{L}_\tau X_\tau^{(-)} + \mathcal{M}_\tau \omega X_\tau^{(+)}] \right|^2 = \quad /7/$$

$$= \frac{e^2 (2\lambda+1)}{2y} [e_n^* \mathcal{F}_{11} + e_p^* \mathcal{F}_{12}]^2.$$

где e_r^* - эффективный заряд для протонов и нейтронов. Используя метод силовых функций при вычислении вероятности электрического возбуждения, мы должны вычислить функцию ^{1/}:

$$b(E\lambda, \omega) = \sum_i \rho(\omega - \omega_i) B(E\lambda, 0_{oc}^+ \rightarrow \lambda_i^\pi),$$

где $\rho(x)$ - усредняющая функция:

$$\rho(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{x^2 + \Delta^2/4}; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x) dx = 1.$$

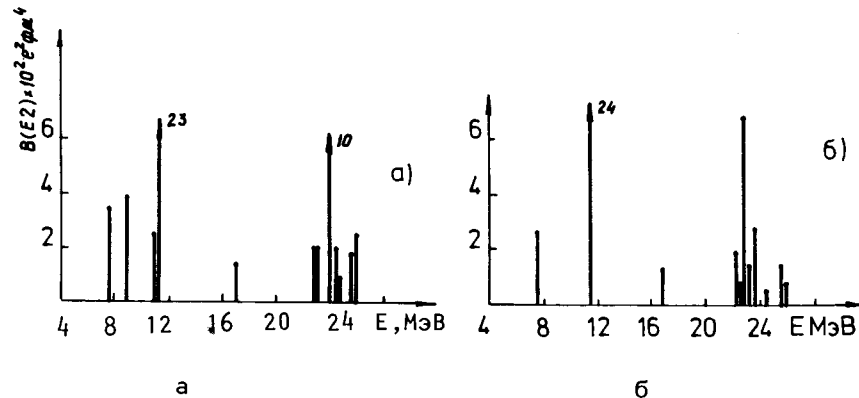


Рис. 1. Распределение величин $B(E2, 0_{oc}^+ \rightarrow 2_i^+)$ для ядра ^{144}Sm : а/ расчет без учета квадрупольного спаривания; б/ расчет с учетом квадрупольного спаривания.

Используя /6/, после простых выкладок ^{1/} для $b(E\lambda, \omega)$ получим

$$b(E\lambda, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{P_E(\omega)}{F(\omega)}, \quad /8/$$

где

$$P_E(\omega) = e^2 (2\lambda + 1)^2 \left[\sum_r (R_r + L_r + M_r) \right]^{-1} [e_n^* F_{11} + e_p^* F_{12}].$$

Зависимость $B(E2, 0_{oc}^+ \rightarrow 2_i^+)$ от энергии исследовалась для изотопов $^{144-150}\text{Sm}$. На рис. 1 представлен результат расчета для полумагического ядра ^{144}Sm , в котором после учета взаимодействия в канале частица-частица плотность 2^+ -состояний сильно увеличивается. Это связано с тем, что для магической нейтронной системы в ^{144}Sm некоторые коэффициенты $u_{j_1 j_2}^{(+)} \equiv 0$. Поэтому, когда $k=0$ /то есть мультипольное частично-частичное взаимодействие не учитывается/, в уравнении /1/ остаются толь-

ко члены $F_r/3/$, пропорциональные $u_{j_1 j_2}^{(+)}$. Все полюса $\epsilon_{j_1 j_2} - \omega$, для которых $u_{j_1 j_2}^{(+)} = 0$, не дают вклада в уравнения /1/. Когда $k \neq 0$, в уравнении /1/ появляются члены N_r , $N_r^{(-)}$ и $N_r^{(+)}$, которые пропорциональны $v_{j_1 j_2}^{(\pm)}$. Эти коэффициенты отличны от нуля для полюсов, у которых $u_{j_1 j_2}^{(+)} \neq 0$, и, таким образом, они дают вклад в уравнение /1/. Поскольку количество таких полюсов значительно, происходит резкое увеличение плотности полюсов для 2^+ -состояний, что приводит к перераспределению силы $B(E2)$ -переходов по сравнению со случаем, когда $k=0$. Это видно при сравнении рис. 1а и 1б. Главными областями концентрации силы $B(E2)$ -переходов являются энергетические области $E_x \approx 11$ МэВ /гигантский изоскалярный резонанс/ и $E_x \approx 20-25$ МэВ /гигантский изовекторный резонанс/. Однофононные состояния, лежащие в этих областях, коллективны и имеют в основном частично-дырочную природу. На рис. 1а в области изовекторного резонанса состояния с большими $B(E2)$ /то есть состояния, дающие вклад в энергетически взвешенное правило сумм /ЗВПС/ > 1%/ исчерпывают 42% от ЗВПС. На рис. 1б, то есть после учета взаимодействия в канале частица-частица, состояния с большими $B(E2)$ исчерпывают лишь 33% от ЗВПС. Остальные 9% вклада перераспределились по новым состояниям с малыми $B(E2)$, появившимися в этом энергетическом интервале.

Сравнение в области изоскалярного резонанса /то есть $E_x \approx 8-12$ МэВ/ также показывает, что количество состояний с большой величиной $B(E2)$ уменьшается при включении квадрупольного спаривания. Это тоже связано с увеличением плотности 2^+ -состояний после учета взаимодействия в канале частица-частица. На рис. 1а два состояния с энергией 9,2 и 10,7 МэВ дают вклад в ЗВПС, равный соответственно 3% и 2,2%. Их структура показывает, что это протонные двухквазичастичные состояния, имеющие большие $B(E2)$ -величины. Изменения, которые показаны на рис. 1б, связаны с усилением вклада в волновую функцию нейтронных двухчастичных состояний $2f_{7/2}^2$, $2f_{7/2} 1h_{9/2}$, $1h_{9/2}^2$. Это приводит к фрагментации протонных состояний и разбросу сильных $B(E2)$ по нескольким соседним состояниям, появившимся после учета взаимодействия в канале частица-частица.

Рис. 1а и 1б показывают, что взаимодействие в канале частица-частица влияет слабо /хотя и заметно/ на распределение $B(E2)$ -величин коллективных частично-дырочных состояний в ^{144}Sm . Это влияние еще меньше для $^{146-150}\text{Sm}$. В этих ядрах плотность 2^+ -состояний не меняется после учета взаимодействия в канале частица-частица /так как все $u_{j_1 j_2}^{(+)} \neq 0$ /, и это основная причина слабого изменения в распределении $B(E2)$ -силы.

Более существенно взаимодействие в канале частица-частица влияет на распределение вклада отдельных компонент в разные 2^+ -состояния. Вклад двухквасичастичной компоненты в нормировку однофононного состояния определяется величиной

$$p_{j_1 j_2}^{2^+} = (\psi_{j_1 j_2}^{2^+})^2 - (\phi_{j_1 j_2}^{2^+})^2. \quad /9/$$

Для высоковозбужденных состояний ϕ малы, и ими можно пренебречь в /9/. В полумагических ядрах, как обсуждалось выше, некоторые $u_{j_1 j_2}^{(+)} = 0$ для магической системы и ψ и ϕ , пропорцио-

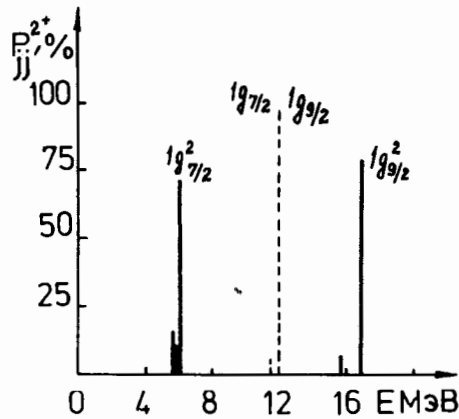


Рис. 2. Распределение вклада нейтронных компонент $(lg_{7/2})^2$, $(lg_{9/2})^2$, $(lg_{7/2} lg_{9/2})$ по однофононным 2^+ -состояниям ^{144}Sm .

нальные этим $u_{j_1 j_2}^{(+)}$, если нет взаимодействия в канале частица-частица /см. /4//, обращаются в 0. На рис. 2 показана величина $p_{j_1 j_2}^{2^+}$ для некоторых нейтронных состояний. Все эти состояния дырочные, поэтому

если $k = 0$ /то есть взаимодействие в канале частица-частица выключено/, то $p_{j_1 j_2}^{2^+} = 0$. Таким образом, мы видим, что учет взаимодействия в канале частица-частица приводит к качественному изменению в распределении величины $(p_{j_1 j_2}^{\lambda_i})^2$ для некоторых двухквасичастичных состояний в полумагических ядрах. Столь существенные изменения величины $p_{j_1 j_2}^{\lambda_i}$ могут проявляться в (p,t) -реакции.

Анализ сечения (p,t) -реакции выполним на основе результатов работы /17/. Спектроскопическая амплитуда, которая входит в сечение (p,t) -реакции, имеет вид

$$\langle \psi_{J_f M_f}(A-2) [a_1 a_2 \psi_{J_i M_i}(A)]_{J_f M_f} \rangle,$$

где $\psi_{J_f M_f}$ и $\psi_{J_i M_i}$ - волновые функции конечного и начального ядра; a_i - оператор уничтожения частиц с квантовыми числами $i \equiv (n l j m)$. Если использовать метод искаженных волн и пренебречь разностью сверхтекучих характеристик начального и конеч-

ного ядра, то формфактор (p,t) -реакции можно записать в виде /17/:

$$u_L(\sqrt{2}R) = \sum_N g_N u_{NL}(\sqrt{2}R),$$

где u_{NL} - осцилляторные волновые функции с главным квантовым числом N и угловым моментом L . Вся спектроскопическая информация входит в g_N . Для (p,t) -реакции, когда из основного состояния начального ядра, содержащего A нуклонов, уходят две частицы a_{j_1} и a_{j_2} , а конечное ядро $(A-2)$ оказывается в возбужденном состоянии 2_i^+ ,

$$g_N = u_{j_1} u_{j_2} \phi_{j_1 j_2}^{2_i^+} - v_{j_1} v_{j_2} \psi_{j_1 j_2}^{2_i^+}. \quad /10/$$

Интерпретация полученного выражения /10/ для g_N при помощи результатов, представленных на рис. 2, показывает, что поскольку взаимодействие в канале частица-частица может сильно изменить величину $\psi_{j_1 j_2}^{2_i^+}$, то оно может сильно проявиться в сечении (p,t) -реакции, в которой конечное ядро полумагическое. Этот вывод согласуется с результатами работ /4,18/; в последней проводится детальное сравнение экспериментальных данных по сечениям (p,t) - и (t,p) -реакций для изотопов самария и вывод о существенной роли этого взаимодействия распространяется и на околомагические ядра. В этих работах, однако, обсуждаются только низколежащие состояния, у которых структура в основном частично-дырочная. Поэтому проявление взаимодействия в канале частица-частица необходимо искать при более высоких энергиях возбуждения в полумагических ядрах. Такая попытка сделана в /3/, однако в этой работе из-за экспериментальных трудностей нет данных для ^{144}Sm . Конечно, при более детальном сравнении с экспериментом необходимо учитывать все возможные эффекты, имеющие место в этих реакциях /19/.

Авторы благодарны проф. В.Г.Соловьеву за поддержку при выполнении этой работы, а также А.И.Вдовину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810.
2. Crawley G.M. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p.589.
3. Struble G.L. et al. Phys.Rev., 1981, C23, p.2447.
4. Toki H., Sano M. Osaka University, Lab. of Nucl. Studies Reports, OULNS 73-61.
5. Румянцев Б.А., Телицын В.Б. ЯФ, 1972, 15, с.690.

6. Беляев С.Т. ЯФ, 1966, 4, с.936.
7. Birbrair B.L., Erokhina K.T., Lemberg T.Kh. Nucl.Phys., 1970, A145, p.129.
8. Bes D.R., Broglia R.A., Nilsson B. Phys.Lett., 1972, 40B, p.338.
9. Ragnarsson I., Broglia R.A. Nucl.Phys., 1976, A263, p.315.
10. Воронков Ю.П., Михайлов В.М. В кн.: Тезисы докладов XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М., 1975, с.210.
11. Вдовин А.И. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с.2183.
12. Vdovin A.I., Dambasuren D., Stoyanov Ch. Nucleonika, 1977, 22, p.663.
13. Дамбасурен Д. ОИЯИ, Р4-10358, Дубна, 1977.
14. Стоянова О. ОИЯИ, Р4-81-477, Дубна, 1981.
15. Бирбраир Б.Л., Митропольский И.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.23.
16. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
17. Broglia R.A., Riedel C., Udagawa T. Nucl.Phys., 1969, A135, p.561.
18. Oelert W. et al. Nucl.Phys., 1974, A233, p.237.
19. Kubo K.I. Phys.Rev., 1981, C23, p.2753.

Заявка поступила в издательский отдел
18 января 1982 года.

Нгуен Динь Тхао, Стоянов Ч. Р4-82-30
Влияние взаимодействия в канале частица-частица
на свойства высоколежащих возбужденных состояний

Исследовано влияние взаимодействия в канале частица-частица на свойства высоколежащих возбужденных состояний в четно-четных сферических ядрах. Исследование проводилось в приближении хаотических фаз. Численные расчеты выполнены для 2^+ -состояний в $^{144-150}\text{Sm}$. Показано, что взаимодействие в канале частица-частица слабо влияет на структуру коллективных состояний. Оно существенно меняет структуру некоторых неколлективных состояний в полумagicеских ядрах. Обсуждается возможность проявления взаимодействия в (p,t) -реакции.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Nguyen Dinh Thao, Stoyanov Ch. Р4-82-30
The Influence of Interaction in the Particle-Particle Channel
on the Highly Excited States

The influence of the multipole-multipole effective interaction in the particle-particle channel on the highly excited states of spherical nuclei is investigated. The investigations are performed in the random phase approximation, numerical calculations are made for 2^+ -states of $^{144-150}\text{Sm}$ isotopes. The interaction influences the integral properties of collective states weakly. It changes the structure of some non-collective states of semimagic nuclei. This fact can be observed in the (p,t) reaction cross section.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.