

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Г 202

P4-87-382

Ф.А.Гареев, С.Н.Ершов, Н.И.Пятов, С.А.Фаянс\*

## ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕАКЦИИ

Направлено в Оргкомитет международного симпозиума  
"Новейшие достижения в ядерной физике", Новосибирск,  
27 июня - 1 июля 1987 г.

---

\*Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова,  
Москва

1987

## 1. Введение

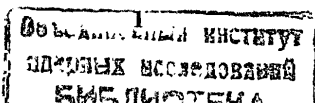
Зарядово-обменные реакции адронов и легких ионов с ядрами за последние годы стали важным инструментом исследования как структуры ядер, так и механизма реакций. В частности, большой прогресс достигнут в реакциях при промежуточных энергиях частиц ( $\geq 100$  МэВ), когда доминирующий вклад в сечение в области низких энергий возбуждения ядер  $E_x \leq E_F$  и при небольших передачах импульса  $p \leq p_F$  дают прямые квазиупругие процессы. В инклюзивных спектрах на малых углах был открыт новый класс спин-изоспиновых резонансов, в частности гамов-теллеровских резонансов, и установлено физическое явление подавления силы спин-изоспиновых переходов в области  $E_x \leq 30$  МэВ по сравнению с оболочечными расчетами<sup>/1,2/</sup>. Эти исследования существенно продвинули наше понимание эффектов многочастичных возбуждений в низкоэнергетических спектрах, а также роли мезонных обменных токов и ненуклонных степеней свободы в ядрах<sup>/3,4/</sup>. В реакциях при промежуточных энергиях получены новые важные сведения как об эффективных взаимодействиях нуклонов в ядрах, так и о нуклон-ядерных взаимодействиях, особенно в спин-изоспиновом канале<sup>/5/</sup>.

Большое внимание за последние годы привлекли также реакции с поляризованными пучками, в которых измерялись анализирующие способности и коэффициенты передачи спиновой поляризации. Эти величины очень чувствительны как к деталям механизма реакции, так и к структуре ядерных возбуждений. Измерения коэффициентов передачи спиновой поляризации в принципе дают возможность проводить мультипольный анализ в сплошном спектре, а при известной структуре ядерных возбуждений позволяют изучать индивидуальные компоненты нуклон-ядерных эффективных взаимодействий.

В докладе обсуждаются последние достижения в теоретических и экспериментальных исследованиях зарядово-обменных реакций при промежуточных энергиях.

## 2. Микроскопическое описание зарядово-обменных реакций

Для получения из измеренных инклюзивных энергетических спектров структурной информации о распределении силы переходов различных мультипольностей, особенно в сплошном спектре ядерных возбуждений, были развиты микроскопические модели<sup>/5-7/</sup>. Общими для них являются следующие основные предположения:



i) при относительно малых энергиях возбуждений ядра ( $E_x \lesssim E_F$ ) доминирующий вклад в сечение реакции дают одноступенчатые процессы квазиупругого рассеяния, которые описываются в импульсном приближении искаженных волн ( $DWIA$ )<sup>/8/</sup>

ii) в качестве эффективного нуклон-ядерного взаимодействия используется зависящее от энергии  $t$  - матричное  $NN$ -взаимодействие, параметризованное по данным фазового анализа<sup>/9/</sup>;

iii) возбуждения ядра описываются в микроскопическом подходе с учетом эффективных взаимодействий в ядре в методе случайной фазы (СФ) или теории конечных ферми-систем (ТКФС); при этом обычно включаются вклады всех частично-дырочных переходов с передачей орбитального момента  $0 \leq L \leq 5$  и спина  $S = 0, 1$  (т.е. возбуждения с полным моментом и четностью  $J^\pi = 0^+, 1^+, 0^-, 1^-, \dots, 4^-$ ). Искаженные волны обычно вычисляют для феноменологического оптического потенциала. Наиболее часто используют параметризации<sup>/10,11/</sup> оптического потенциала по данным об упругом рассеянии протонов.

Основное различие моделей<sup>/5-7/</sup> касается структурных расчетов переходных плотностей ядерных возбуждений. В работах<sup>/5/</sup> используется метод СФ с эффективными взаимодействиями  $\pi + \rho$  - мезонного обмена и дополнительного локального взаимодействия Ландау-Мигдала в спин-изоспиновом канале.

Самосогласованный метод Хартри-Фока с упрощенными силами Скирма используются в работе<sup>/6/</sup>. Наконец, в работах<sup>/4/</sup> структура возбуждений описывается в ТКФС с эффективными взаимодействиями в спин-изоспиновом канале, включающими локальное отталкивание Ландау-Мигдала и притягивающую амплитуду однопionного обмена (см. остальное описание в<sup>/12/</sup>). Важно отметить, что силовые функции и переходные плотности в этом подходе вычисляются на полном ч.-д. базисе, т.е. с точным учетом одночастичного континуума. Обычно получают дискретизованный спектр возбуждений дочернего ядра и для каждого возбуждения вычисляют угловые распределения реакции. Для получения непрерывного инклюзивного энергетического спектра нейтронов расчетные сечения для заданного угла  $\theta$  размывают сверткой с функциями Брейта-Вигнера, что на феноменологическом уровне соответствует эффекту связи частично-дырочных возбуждений с многопарными (спрадовыми) ширинными). В работе<sup>/5/</sup> использовались асимметричные функции Брейта-Вигнера с зависящими от энергии ширинными, что позволило переместить значительную долю силы переходов в высокоэнергетическую область возбуждений, так что в низкоэнергетической области осталась необходимость в ослаблении силы переходов примерно на 15%. Включение связи ч.-д. возбуждений с возбуждением

$\Delta$ -изобара-нуклонная дырка уже дает заметный дефицит расчетного сечения по сравнению с экспериментом. В работе<sup>/6/</sup> использовалась пос-

тоянная для всех состояний ширина размытия 2 МэВ. Сделан вывод о необходимости ослабления ГТ-переходов в области  $E_x \lesssim 20$  МэВ примерно на 35%. Наконец, в работах<sup>/7/</sup> использовались симметричные функции Брейта-Вигнера с зависящими от энергии ширинными, подбираемыми так, чтобы наилучшим образом описать наблюдающиеся в спектрах структуры в области  $E_x \lesssim 20$  МэВ.

В качестве примера на рис.1,2 показаны расчеты энергетических спектров нейтронов для  $(p,n)$ -реакций на  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при  $E_p = 200$  МэВ и экспериментальные данные, любезно предоставленные д-ром К.Годе (см. также<sup>/1/</sup>). В ТКФС ослабление силы спин-изоспиновых переходов описывается с помощью феноменологической величины локального заряда квазичастиц  $e_q[\sigma\tau]$  по отношению к полям  $\sigma\tau$ -симметрии<sup>/13/</sup>. Квадрат этой величины входит в вероятность любого спин-изоспинового перехода, а также содержится в изовекторных компонентах магнитных моментов и М1-переходов. В частности, для ГТ-переходов  $e_q^2[\sigma\tau]$  характеризует долю правила сумм  $3(N-Z)$ , которая исчерпывается частично-дырочной ветвью возбуждений. В сечение  $(p,n)$ -реакции для спин-флиповых переходов  $e_q^2[\sigma\tau]$  входит как внешний фактор, и его величина подбиралась из условия наилучшего описания низкоэнергетической части инклюзивного спектра. Показанные на рис.1 результаты получены при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  при использовании оптического потенциала<sup>/11/</sup>. С оптическим потенциалом<sup>/10/</sup> в работах<sup>/7,14/</sup> получались сечения примерно на 25% выше. Расчеты для  $^{208}\text{Pb}$  (рис.2) проведены с оптическим потенциа-

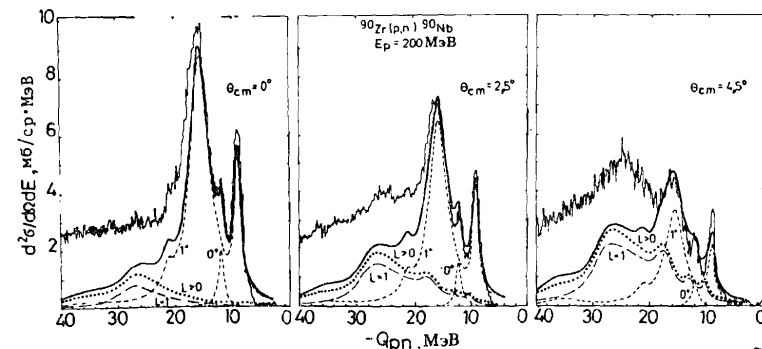


Рис.1. Энергетические спектры нейтронов для реакции  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 200$  МэВ. Показаны парциальные вклады в полное сечение (сплошные линии)  $I^+$ -переходов, изобараналогового  $0^+$ -возбуждения, спин-дипольных ( $L = 1$ ) переходов, а также суммарный фон переходов с  $L > 0$ . Расчет проведен для  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$ . Скорректированные экспериментальные данные<sup>/1/</sup> (ломаные кривые) были любезно предоставлены д-ром К.Годе.

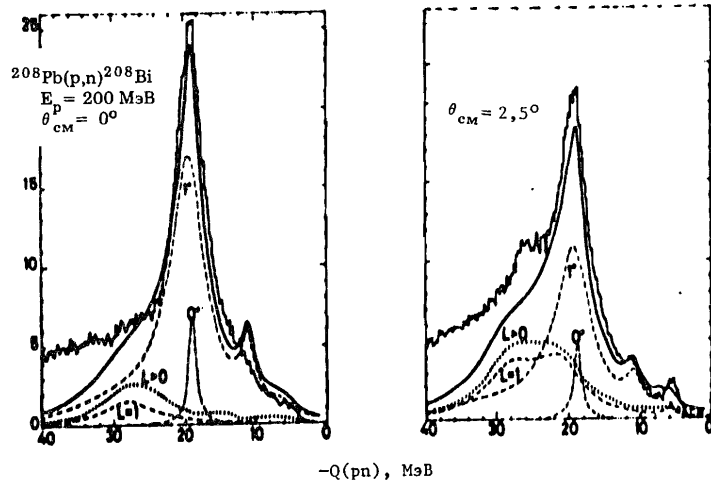


Рис.2. То же, что на рис.1, для реакции  $^{208}\text{Pb}(p,n)^{208}\text{Bi}$  при  $E_p = 200$  МэВ. (Расчет с оптическим потенциалом<sup>/10/</sup>)

лом<sup>/10/</sup>. Оценка:  $e_p[\sigma_T] \approx 0,8$  неплохо согласуется с данными, полученными из анализа  $\beta$ -распада и МГ-переходов.

Наши расчеты показали, что одноступенчатый механизм  $(p,n)$  - реакций при  $E_p \gg 100$  МэВ позволяет хорошо описать наблюдаемые спектры вплоть до энергий возбуждения  $\sim 20$  МэВ. Выше по энергии теоретические сечения систематически ниже экспериментальных. Однако при  $e_p[\sigma_T] = 1$  вычисленное интегральное сечение по всему показанному на рис. 1,2 интервалу  $0 \leq -Q_{pn} \leq 40$  МэВ хорошо согласуется с экспериментальным, т.е. если "излишек" сечения в области  $0 \leq -Q_{pn} \leq 20$  МэВ переместить в вышележащую область, то одноступенчатый механизм способен объяснить весь наблюдаемый спектр вплоть до  $-Q_{pn} \approx 40$  МэВ. Такое перемещение происходит при взаимодействии ч.-д. возбуждений с более сложными многопарными<sup>/3/</sup> и физически отражается в величине  $e_p[\sigma_T]$ . Конечно, эффекты ослабления силы спин-изоспиновых переходов, связанные с обменными мезонными токами и барионными резонансами<sup>/4/</sup>, также могут давать вклад в  $e_p[\sigma_T]$ , однако пока нет убедительных количественных оценок их в средних и тяжелых ядрах.

На рис.1,2 показаны парциальные вклады в сечение переходов различных мультипольностей. Доминирующий вклад на малых углах дают  $I^+$  ГТ-переходы, а фон других мультипольностей  $L > 0$  мал при  $\theta = 0^\circ$ , но быстро нарастает с углом. При  $\theta = 45^\circ$  в спектре уже хорошо виден спин-дипольный ( $L = 1$ ) резонанс в области  $20 \leq -Q_{pn} \leq 30$  МэВ,

образованный суммарными вкладами возбуждений с  $J^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$ . Отметим, что аналогичные качественные выводы получены и в работах<sup>/5,6/</sup>.

### 3. Исследования с поляризованными протонами

Недавние исследования с поляризованными протонами<sup>/15/</sup> дали прямые свидетельства о доминантности спин-флипных переходов в спектрах реакции на малых углах. Измерялась поперечная поляризация  $P_p$  вылетающих нейтронов, связанная с поляризацией  $P_i$  налетающих протонов (поляризованных перпендикулярно плоскости реакции) через коэффициенты  $D_{NN}(\theta)$  передачи спиновой поляризации соотношением

$P_p = D_{NN}(\theta) P_i$ . Коэффициенты  $D_{NN}$  принимают характеристические значения для различных переходов с передачей орбитального момента  $L$  и спина  $S = 0, 1$ . Простые оценки получены в приближении плоских волн<sup>/16/</sup>

$$D_{NN}(0^\circ) = \begin{cases} +1, S=0 & \text{возбуждения} \\ 0, S=1, L=J & \text{нормальной} \\ -J/(2J+1), L=J-1 & \text{спин-флипо-} \\ -(J+1)/(2J+1), L=J+1 & \text{вые возбуждения} \end{cases} \quad (I)$$

Из (I) следует, что для  $0^+$ -состояний  $D_{NN} = +1$ , для  $0^-$ -возбуждений  $D_{NN} = -1$ , для  $1^+$  ГТ-переходов  $D_{NN} = -1/3$  и т.д. Для всех спин-флипных переходов  $D_{NN} = -1/3$ . Эти оценки хорошо подтверждаются численными расчетами<sup>/17/</sup>, проведенными в рамках подхода<sup>/6/</sup>.

Величина  $D_{NN}$  связана с вероятностью  $S$  переворота спина нуклона при возбуждении

$$S = (1 - D_{NN})/2, \quad (2)$$

с помощью которой полное сечение для неполяризованного пучка разделяется на сечение с переворотом спина  $\sigma^S$  и сечение без переворота спина  $\sigma(1-S)$ , так что

$$\sigma D_{NN} = \sigma(1-S) - \sigma^S. \quad (3)$$

Экспериментальные распределения для  $\sigma^S$ ,  $\sigma(1-S)$  и  $D_{NN}$  обычно строят, усредняя полученные спектры по энергетическому интервалу 1 МэВ, чтобы исключить резкие статистические флуктуации.

На основе микроскопического подхода /17/ нами проведены расчеты соответствующих распределений для реакции  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ и  $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$  при  $E_p = 135$  МэВ и полученные результаты вместе с экспериментальными данными из работ /15,17,18/ приведены на рис.3,4 и в таблице. Использовался оптический потенциал в параметризации /11/. Расчеты показали, что при  $e_p[\sigma_Z] = 0,8$  теория хорошо описывает наблюдаемые в распределениях  $\sigma_S$  и  $\sigma(I-S)$  структуры в области  $0 \leq -Q_{pn} \leq 20$  МэВ, причем правильно воспроизводит соотношение интегральных вкладов переходов без переворота спина и с переворотом спина  $\int \sigma(I-S) / \int \sigma_S \approx 2/3$ . Отметим, что с ростом угла  $\theta$  это отношение заметно растет, достигая в  $^{90}\text{Zr}$  при  $\theta = 12^\circ$  значения  $\approx 0,9$ . Эту тенденцию было интересно проверить экспериментально. Хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными получено и для распределения  $D_{NN}(0^\circ)$ . В низкоэнергетической области спектра  $^{90}\text{Zr}$  (рис.3) доминирует  $I^+$ -возбуждение ( $-Q_{pn} \approx 9$  МэВ), что и определяет значение  $D_{NN} \approx -0,3$ . Такое же значение  $D_{NN}$  характерно и для всей области ГТР ( $13 \leq -Q_{pn} \leq 20$  МэВ). В окрестности ИАС ( $-Q_{pn} = 12$  МэВ) сказывается влияние окружающих его  $I^+$ -возбуждений, пони-

жающих значение  $D_{NN}$  до  $\approx 0,3$ , по сравнению с оценкой  $+1$  для изолированного резонанса. В области 20-30 МэВ распределение  $D_{NN}$  определяется конкуренцией вкладов сильно фрагментированных  $2^-$ -переходов,  $0^-$ -резонанса (в окрестности  $-Q_{pn} \approx 27$  МэВ,  $D_{NN} \approx -1$ ),  $3^+$ -резонанса (с центроидом при  $-Q_{pn} \approx 26$  МэВ,  $D_{NN} \approx -0,3$ ) и "хвоста" ГТР, для которых  $D_{NN} < 0$ , и фрагментированных  $I^-$ -переходов с  $D_{NN} > 0$ . Среди последних, однако, заметный вклад дает лишь спин-дипольный  $I^-$ -резонанс, предсказываемый теорией в окрестности  $-Q_{pn} \approx 28$  МэВ ( $D_{NN}(0^\circ) \approx +0,3$ ). Присутствие вблизи него  $0^-$ - и  $3^+$ -резонансов со сравнимыми по величине сечениями приводит к суммарному отрицательному  $D_{NN}$  в окрестности  $I^-$ -резонанса. Однако наблюдающиеся в экспериментальном распределении

Рис.3. Вычисленные (сплошные линии) и экспериментальные (гистограммы) распределения  $\sigma_S$ ,  $\sigma(I-S)$  и  $D_{NN}$  для реакции  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ и угла  $\theta_{cm} = 0^\circ$ . (см. текст).

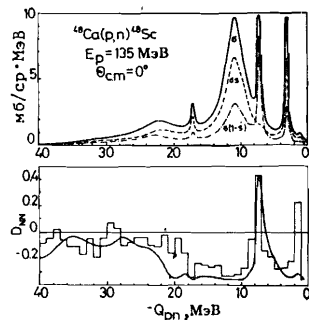
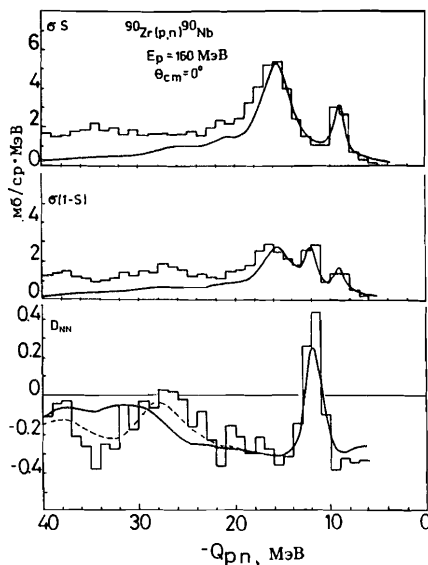


Рис.4. То же, что на рис.3, для реакции  $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$  при  $E_p = 135$  МэВ.

$\Delta Q_{pn}$ (МэВ)	$\sigma(I^+)$	$\sum \sigma(L)$ $L > 0$	$\sigma_{\pm}$		$\sigma(I-S)/\sigma_S$	
			теор.	эксп.	теор.	эксп.
$^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ , $E_p = 160$ МэВ, $\theta_{cm} = 0^\circ$						
0 - 10	10,1	1,0	11,5	10,3	0,58	0,5
0 - 20	48,4	4,5	57,2	62	0,64	0,67
0 - 40	56,4	20,4	81,9	125	0,66	0,71
$^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ , $E_p = 160$ МэВ, $\theta_{cm} = 6^\circ$						
0 - 10	3,0	2,3	5,4		0,73	
0 - 20	14,7	16,7	32,8		0,79	
0 - 40	18,7	48,5	69,0		0,82	
$^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ , $E_p = 135$ МэВ, $\theta_{cm} = 0^\circ$						
0 - 5	9,0	0,7	9,9	10	0,50	
0 - 15	50,1	3,2	59,0	72	0,63	
0 - 40	60,4	17,5	84,4	136	0,64	
$^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ , $E_p = 135$ МэВ, $\theta_{cm} = 6^\circ$						
0 - 5	4,3	2,0	6,4		0,58	
0 - 15	24,2	11,0	38,2		0,70	
0 - 40	30,7	38,2	72,4		0,72	

жающих значение  $D_{NN}$  до  $\approx 0,3$ , по сравнению с оценкой  $+1$  для изолированного резонанса. В области 20-30 МэВ распределение  $D_{NN}$  определяется конкуренцией вкладов сильно фрагментированных  $2^-$ -переходов,  $0^-$ -резонанса (в окрестности  $-Q_{pn} \approx 27$  МэВ,  $D_{NN} \approx -1$ ),  $3^+$ -резонанса (с центроидом при  $-Q_{pn} \approx 26$  МэВ,  $D_{NN} \approx -0,3$ ) и "хвоста" ГТР, для которых  $D_{NN} < 0$ , и фрагментированных  $I^-$ -переходов с  $D_{NN} > 0$ . Среди последних, однако, заметный вклад дает лишь спин-дипольный  $I^-$ -резонанс, предсказываемый теорией в окрестности  $-Q_{pn} \approx 28$  МэВ ( $D_{NN}(0^\circ) \approx +0,3$ ). Присутствие вблизи него  $0^-$ - и  $3^+$ -резонансов со сравнимыми по величине сечениями приводит к суммарному отрицательному  $D_{NN}$  в окрестности  $I^-$ -резонанса. Однако наблюдающиеся в экспериментальном распределении

$D_{NN}$  структуры при  $-Q_{pn} > 22$  МэВ значительно лучше описываются теорией, если  $O^-$ -резонанс передвинуть в область  $-Q_{pn} \approx 32$  МэВ (пунктирная линия на рис.3). Это свидетельствует о высокой чувствительности распределений  $D_{NN}$  к энергетическому положению резонансов, имеющих интегральное сечение  $\sigma \approx 1$  мб/ср. Заметим, что указанный сдвиг на 5 МэВ  $O^-$ -резонанса практически не меняет распределений  $\sigma^S$  и  $\sigma(t-S)$ . В области  $-Q_{pn} > 30$  МэВ предсказываемые теорией значения  $D_{NN}(0^\circ)$  малы, что связано с влиянием  $2^+$ - и  $3^-$ -переходов с  $D_{NN} > 0$ . Спин-квадрупольный резонанс, согласно расчетам, локализуется в окрестности  $-Q_{pn} \approx 36$  МэВ.

Расчеты показали, что распределения  $D_{NN}$  довольно заметно меняются с углом  $\theta$  (см. рис.5), причем изменения, связанные со сдвигом  $O^-$ -резонанса, также характерным образом меняются с ростом угла (пунктирные линии). Все это подчеркивает важность экспериментальных измерений при  $\theta > 0^\circ$  и позволяет надеяться извлекать из таких распределений новые сведения о мультипольном составе в сплошном спектре.

Аналогичные заключения получены и при анализе реакции  $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$  (см. рис.4). Отметим только, что расхождение теории и эксперимента при  $-Q_{pn} = 1-2$  МэВ, по-видимому, связано с тем, что предсказываемое здесь теорией сечение возбуждения  $2^+$ -уровня ( $E_x = 1,14$  МэВ) оказывается при  $\theta = 0^\circ$  в несколько раз меньше экспериментальной оценки /18/. И хотя для него теоретическое значение  $D_{NN}(0^\circ) \approx +1$ , но в результате усреднения по энергетическому интервалу по сечению доминирует  $3^+$ -возбуждение ( $E_x = 0,62$  МэВ), для которого  $D_{NN}(0^\circ) \approx -0,55$ . Очевидно, необходим дополнительный анализ структуры  $2^+$ -возбуждения в  $^{48}\text{Sc}$ .

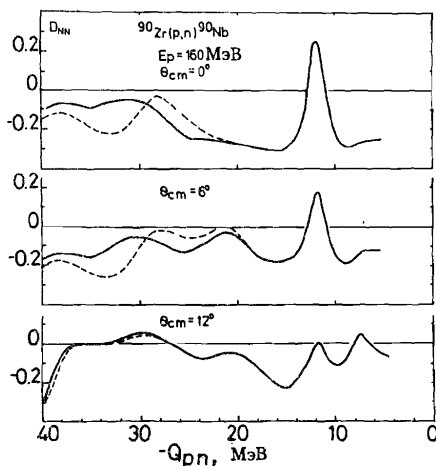


Рис. 5. Вычисленные при  $e_q[\sigma\tau] = 0,8$  распределения  $D_{NN}(\theta)$  для реакции  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  при  $E_p = 160$  МэВ. Пунктиром показаны распределения при сдвиге  $O^-$ -резонанса в область  $-Q_{pn} = 32$  МэВ.

#### 4. Заключение

Проведенный нами анализ данных по  $(p,n)$ -реакциям при промежуточных энергиях показал применимость импульсного приближения искаженных волн и микроскопического описания структуры возбуждений в ТКФС. Отметим, что удовлетворительно описываются не только инклюзивные спектры на малых углах в области  $-Q_{pn} \leq 30$  МэВ, но и более детальные распределения, полученные в реакциях с поляризованными протонами. Можно считать хорошо установленным, что доминирующий вклад в спектры в низкоэнергетической области дают ГТ-переходы, причем есть необходимость ослаблять силу спин-изоспиновых переходов в этой области примерно на 1/3, что описывается в ТКФС феноменологической величиной  $e_q[\sigma\tau] \approx 0,8$ . В интегральном сечении в области  $0 \leq -Q_{pn} \leq 40$  МэВ при  $\theta = 0^\circ$  доминирует вклад спин-флипсовых переходов, причем отношение  $\sigma(t-S)/\sigma^S \approx 2/3$ , однако оно растет с  $\theta$ .

Согласно ТКФС ослабление силы спин-изоспиновых переходов должно иметь универсальный характер. В частности, для ГТ  $\beta$ -переходов это эффективно соответствует перенормировке константы слабого аксиально-векторного взаимодействия  $g_A \rightarrow G_A = e_q[\sigma\tau] \cdot g_A \approx 1$ , что хорошо известно из анализа экспериментальных данных (см., например, /19/). Перенормируется в ядерной среде и константа  $\pi NN$  - взаимодействия:  $g_{\pi NN} \rightarrow G_{\pi NN} \approx e_q[\sigma\tau] g_{\pi NN}$ . Эти перенормировки констант важны, например, при оценке вклада пионного механизма в EMC-эффект /20/.

Локальный заряд  $e_q[\sigma\tau]$  входит в изовекторную часть оператора МТ-переходов и влияет на сечения их возбуждения в неупругом рассеянии протонов. Анализ, проведенный для  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , показал, что при  $e_q[\sigma\tau] \approx 0,8$  теория хорошо согласуется с данными по  $(p,p')$  /21/.

Физически величина  $e_q[\sigma\tau]$  учитывает эффекты в низкоэнергетических ч.-д. спектрах, связанные как с многопарными возбуждениями, так с ненулевыми степенями свободы (мезонные обменные токи и барионные резонансы) /12,13/. Связь ч.-д. возбуждений с многопарными приводит к spreadовой ширине резонансов и фрагментации силы переходов по спектру возбуждений /3/. Это было подтверждено в недавних расчетах спектров реакции  $^{90}\text{Zr}(p,n)$  при  $E_p = 200$  МэВ с учетом  $2p2h$  - возбуждений /22/. Качественные оценки вклада двухступенчатых процессов в сечения реакции были проведены в работах /23/ и сделан вывод о его малости в области  $-Q_{pn} \leq 25$  МэВ при  $\theta = 0^\circ$ . Это подтверждает надежность оценки величины  $e_q[\sigma\tau] \approx 0,8$ .

Наличие вклада ГТ-переходов в нерезонансной части сплошного спектра выше ГТР пока является весьма неопределенным. Помимо механизма связи ч.-д. возбуждений с многопарными определенную роль могут сыграть и корреляции в основном состоянии, не включенные в СФ или ТКФС.

В работе<sup>/24/</sup> отмечалось, что в ядрах с замкнутыми оболочками и  $N=Z$  такие корреляции приводят к появлению дополнительной силы ГТ-переходов в области энергий возбуждений  $E_x \approx E_F$ . Решению этого вопроса, а также надежной идентификации спин-мультипольных резонансов в сплошном спектре, несомненно, будут способствовать экспериментальные измерения полного набора коэффициентов  $D_{ij}$  передачи поляризации при различных углах  $\theta$ .

В заключение авторы выражают благодарность д-ру Е. Бангу, в сотрудничестве с которым получен ряд приведенных результатов, а также д-ру К. Гуде и проф. Р. Мадей за предоставление экспериментальных данных.

#### Литература

1. Bainum D.E. et al. Phys.Rev.Lett. 44 (1980) 1751; Goodman C.D. et al., ibid, p.1755; Horen D.J. et al. Phys.Lett. 95B (1980) 27; Gaarde C. et al. Nucl.Phys. A369 (1981) 258.
2. Gaarde C. Nucl.Phys. A396 (1983) 127c; Physica Scripta V5 (1983) 55; Gaarde C. et al. in Spin Excitations in Nuclei, eds. Petrovich F. et al. (Plenum, N.Y., 1984), p.65; Goodman C.D., Bloom S.D. - ibid, p.143.
3. Bertsch G.F., Hamamoto I. Phys.Rev. G26 (1982) 1323; Takayanagi K. et al. Nucl.Phys. A444 (1985) 436; Muto K. et al. Phys.Lett., 165B (1985) 25; Drozd S. et al. Nucl.Phys. A451 (1986) 11.
4. Towner I.S., Khanna P.C. Nucl.Phys. A399 (1983) 334; Bohr A., Mottelson B.R. Phys.Lett. 100B (1981) 10; Izumoto T. Nucl.Phys. A395 (1983) 189; Arima A. et al. Phys.Lett. 122B (1983) 126.
5. Osterfeld F. Phys.Rev. G26 (1982) 762; Osterfeld F., Schulte A. Phys.Lett. 138B (1984) 23; Osterfeld F. et al. Phys.Rev. c31 (1985) 372.
6. Klein A. et al., Phys.Rev. C31 (1985) 710.
7. Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 39 (1984) I40I; 44 (1986) I435; Bang J. et al. Nucl.Phys. 440A (1985) 445; Phys.Scr. 34 (1986) 541.
8. Kerman A.K. et al. Ann.Phys. 8 (1959) 551; Bertsch G., Scholten O. Phys. Rev. G25 (1982) 804.
9. Love W.G., Franey M.A. Phys.Rev. G24 (1981) 1073; ibid C31 (1985) 488.
10. Nadasen A. et al. Phys.Rev. G23 (1981) 1023.
11. Crawley C.M. et al. Phys.Rev. G25 (1982) 87; Schwandt P. et al. Phys.Rev. G26 (1982) 55.

12. Пятков Н.И., Фаянс С.А., ЭЧАЯ, I4 (1983) 953 (перевод: Sov.J.Part.Nucl., 14 (1983) 401).
13. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, изд. 2<sup>е</sup>, Наука, М., 1983.
14. Ershov S.N., Gareev F.A., Pyatov N.I., Fayans S.A. In: Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, ed. Klapdor H.V. (Springer, 1986), p.287.
15. Taddeucci T.N. et al. Phys.Rev., C33 (1986) 746; Taddeucci T.N. Suppl. J.Phys. Soc.Japan, 55 (1986) 156; Madey R. et al., see ref.14, p.280.
16. Moss J.M. Phys.Rev. C26 (1982) 727.
17. Klein A., Love W.G. Phys.Rev. C33, (1986) 1920.
18. Anderson B.D. et al. Phys.Rev. C31 (1985) 1147; 1161.
19. Wilkinson D.H. Phys.Rev. C7 (1973) 930; Brown B.A., At. Data Nucl.Data Tables, 33 (1985) 347; Towner I.S., Nucl.Phys. 444A (1985) 402. Alkhasov G.D. et al. Nucl.Phys. 438A (1985) 482.
20. Llewelyn Smith C.H. Phys.Lett., 128B (1983) 107; Ericson M., Thomas A.W. Phys.Lett., 128B (1983) 112; Титов А.И., ЯФ, 40 (1984) 76; Саперштейн Э.Е., Шматиков М.Ж. Письма в ЖЭТФ, 41 (1985) 44.
21. Борзов И.Н. и др. ЯФ, 40(1984) II5I; ЯФ, 42 (1985) 625.
22. Wambach J. et al. Preprint P/87/3/34, University of Illinois, 1987.
23. Ebbesen H., Bertsch G.F. Phys.Rev. C32 (1985) 553; Smith R.D. Wambach J. Preprint P/87/4/52, University of Illinois, 1987.
24. Desplanques B., Noguera S. Phys.Lett. B173 (1986) 23.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1987 года.