

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Г 202

P4-87-540

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

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ
И СТРУКТУРА ЯДЕРНЫХ
ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

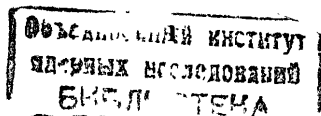
*Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

1987

I. Введение

Реакции (p, n) при промежуточных энергиях протонов ($E_p \approx 100$ МэВ) с успехом используются в последние годы для исследования зарядо-обменных ядерных возбуждений^{/1/}. С теоретической точки зрения эти реакции привлекательны тем, что при малых передачах энергии ($E_x \leq E_p/2$) они определяются прямым одноступенчатым механизмом перезарядки и допускают сравнительно простое описание в рамках импульсного приближения с искаженными волнами (ΔWIA). В качестве эффективного взаимодействия налетающего нуклона с нуклонами ядра-мишени используют комплексную t -матрицу, найденную из анализа свободного нуклон-нуклонного рассеяния при соответствующей энергии^{/2/}. Одноступенчатый характер рассматриваемого процесса означает, что при малых E_x основную роль в нем должна играть ветвь заряженных частично-дырочных возбуждений, для описания которой хорошо приспособлены методы теории конечных ферми-систем (ТКФС)^{/3/}. Полученная этими методами структурная информация^{/4/} была использована нами ранее для анализа реакций (p, n) при $E_p = 200$ МэВ на ^{90}Zr и ^{208}Pb ^{/5-7/}. Основным интерес в таком анализе представляли данные при малых углах, которые дают уникальную возможность оценить интегральную силу низкоэнергетических гамма-теллеровских (ГТ) частично-дырочных переходов и из сравнения ее с оболочечными расчетами уточнить величину локального заряда квазичастиц $e_q[\sigma Z]$ по отношению к спин-изоспину полю. Квадрат этого заряда определяет долю, приходящуюся на квазичастичную ветвь возбуждений в полном отклике ядра на поля σZ - симметрии, в частности, долю от правила сумм $3(N-Z)$, являющегося модельно-независимым в пространстве чисто нуклонных степеней свободы^{/8/}.

В теоретических работах, посвященных эффекту ослабления силы ГТ-переходов, можно встретить до некоторой степени противоречивые утверждения о проявлении этого эффекта в наблюдаемых инклюзивных нейтронных спектрах (p, n) -реакции. Проведем краткий сравнительный анализ имеющихся работ.



Расчеты, проведенные в работах /6,7/, показали, что инклюзивные спектры нейтронов из реакции (p, n) на малых углах хорошо описываются нашей моделью в области энергий возбуждений $E_x \lesssim 25$ МэВ при значении $e_g[\sigma_z] = 0,8$. Вклад тензорных и спин-орбитальных операторов t - матрицы на малых углах, как показывают оценки, невелик, и в расчетах спектров при $\theta \approx 0^\circ$ им в /5-7/ пренебрегали. Более важным является вклад обменных процессов типа прямого выбивания нейтронов (p, pn) , которые учитывались в псевдопотенциальном приближении /9/. Параметры оптического потенциала при вычислении искаженных волн во входном и выходном каналах брались из /10/. Структурные расчеты проводились на полном частично-дырочном базисе, с точным учетом континуума, для реалистического потенциала Вудса-Саксона, подобранного так, чтобы правильно описывались одночастичные характеристики рассматриваемых ядер. В других работах наиболее полно рассмотрена реакция $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$ при $E_p = 200$ МэВ /11,12/. В работе /11/ использованы те же приближения при расчете сечений, что и нами, но параметры оптического потенциала брались несколько иными /13/. Структура возбужденных состояний описывалась в методе Хартри-Фока с силами Скирма SM . Кроме того, в отличие от /5-7/, где полностью учитывался частично-дырочный континуум, в /11/ использовалось дискретизованное в сферическом "ящике" конфигурационное пространство. Несмотря на эти различия, рассчитанные полные сечения на малых углах, проинтегрированные по E_x , оказались близкими к результатам наших расчетов /6/. Из сравнения с экспериментальными данными в /11/ также сделали вывод, что примерно 1/3 силы ГТ-переходов "теряется" в низкоэнергетической области $E_x \lesssim 25$ МэВ. Это согласуется с фактором подавления $e_g[\sigma_z] = (0,8)^2$ спин-изоспиновой ветви ядерных возбуждений при малых передачах 4-импульса. К нескольким иным выводам пришли авторы работы /12/. Структурные расчеты они проводили на ограниченном базисе частично-дырочных конфигураций $(E_x \lesssim 3\hbar\omega)$ со взаимодействием $\pi + \rho$ - обмена в σ_z - канале. При расчете сечений, в отличие от других работ, в /12/ учитывались все компоненты t - матрицы, включая обменные амплитуды, без перехода к псевдопотенциальному приближению. Важное отличие заключалось также в применении процедуры свертки с сильно асимметричными брейт-вигнеровскими распределениями для получения непрерывных инклюзивных спектров нейтронов, благодаря чему существенная доля силы низкоэнергетических переходов перемещалась в сторону больших E_x . В результате авторы работы /12/ пришли к выводу о возможности описать низкоэнергетическую часть нейтронных спектров при углах $\theta \approx 0^\circ$ почти без введения каких-либо факторов ослабления (допускается $\approx 15\%$ ослабление в области $0 < E_p < 40$ МэВ).

Для прояснения ситуации требуется анализ возможно более широкого круга данных, в том числе появившихся в самое последнее время. В частности, большой интерес представляют экспериментальные исследования /14/ реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ при $E_p = 134$ и 160 МэВ. В них удалось выделить пики, отвечающие возбуждению состояний низлежащего мультиплета, принадлежащего конфигурации $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1})$. На этом сравнительно простом случае можно проверить надежность теоретического подхода для описания как структуры зарядово-обменных возбуждений, так и механизма реакции. Интересную дополнительную информацию можно извлечь и из данных, полученных в недавних (p, n) -экспериментах с поляризованными протонами /15-17/. В этих экспериментах были измерены анализирующие способности A_y при $E_p = 134$ МэВ и коэффициенты передачи спиновой поляризации D_{NN} примерно при той же энергии ($E_p = 135$ МэВ). Анализу всей совокупности этих данных и посвящена настоящая работа.

2. Возбуждение связанных состояний

Результаты расчета в ТКФС энергий состояний мультиплета $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1})$ и матричных элементов их возбуждения в полях $V_{JLS}^0 = \nu f_{7/2}^{-1} r^{-1} [\sigma^S \times Y_L]^T \tau_z$ приведены в табл. I.

Таблица I

Характеристики состояний мультиплета $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1})$ в ^{48}Sc .

Матричные элементы переходов $M_{0 \rightarrow J}^2$ даны для внешних полей

$$V_{JLS}^0 = r^{-1} [\sigma^S \times Y_L]^T \tau_z \quad (S=0,1)$$

$J^\pi (LS)$	$E_x (^{48}\text{Sc})$ (МэВ)		$M_{0 \rightarrow J}^2$ (Фм ² h)	
	теория	эксперимент	(IpIh)	ТКФС
$6^+ (60)$	0	0	$3,49 \cdot 10^7$	$2,35 \cdot 10^7$
$5^+ (41)$	0,37	0,131	$1,83 \cdot 10^5$	$0,78 \cdot 10^5$
$4^+ (40)$	0,18	0,252	$7,6 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$
$3^+ (21)$	0,49	0,622	260	94
$7^+ (61)$	1,08	1,096	$2,81 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$
$2^+ (20)$	0,72	1,143	205	61
$1^+ (01)$	2,0	2,52	0,82	0,173
$0^+ (00)$	7,6	6,69	0,637	0,61

Как видно из табл. I, включение эффективных взаимодействий, т.е. учет поляризации среды, сильно меняет мультипольные матричные эле-

менты возбуждения рассматриваемых состояний. Особенно заметны эффекты поляризации для состояний с малыми J (кроме 0^+), сила которых перемещается в область резонансов в сплошном спектре.

Полученные в структурных расчетах переходные плотности рассматриваемых состояний использовались далее для расчета дифференциальных сечений их возбуждения в реакции (p, n) при $E_p = 134$ и 160 МэВ. Расчет проводился в рамках DWIA с t -матричным взаимодействием, параметризованным в ^{12/} для $E_p = 140$ МэВ. В прямом канале учитывались центральные и тензорные компоненты t -матрицы, а в обменном - только центральные силы, сводящиеся к локальным δ -силам в псевдопотенциальном приближении ^{19/}. Спин-орбитальными и обменными тензорными силами пренебрегли. Параметры оптического потенциала для входного и выходного каналов брались из ^{13/}. Описанное приближение будем называть стандартным.

Вычисленные дифференциальные сечения показаны на рис.1-4 в сравнении с экспериментальными данными из ^{14/}. Сечения для изобар-аналогового состояния 0^+ (ИАС), как видно из рис.1, хорошо описываются с переходными плотностями ТКФС без всяких подгоночных параметров для обеих энергий. Поскольку нет особых причин сомневаться, что β_{tr} для ИАС рассчитывается довольно надежно, то такое согласие оподтверждает о двух важных моментах. Во-первых, реакция перезарядки (p, n) при промежуточных энергиях действительно определяется прямым механизмом, отвечающим импульсному приближению. Во-вторых, центральные изовекторные компоненты t -матрицы, которые доминируют при возбуждении ИАС, слабо зависят от энергии протона в изучаемом диапазоне E_p и в том виде, как они параметризованы в ^{12/}, не требуют никакой дополнительной перенормировки.

На рис.2 показаны рассчитанные в стандартном приближении дифференциальные сечения для состояния 1^+ (2,52 МэВ) при двух энергиях E_p . Видно, что в ТКФС получается хорошее описание экспериментальных данных, особенно при малых θ , без каких-либо дополнительных подгоночных параметров, достаточно учесть лишь "естественный" фактор теории $e_2^2[\sigma_T]$.

На рис.3 показаны угловые распределения для состояний аномальной четности 3^+ и 5^+ , возбуждаемых в (p, n) -реакции при $E_p = 134$ МэВ, а также для возбуждаемого в той же реакции состояния нормальной четности 4^+ , находящегося поблизости от уровня 5^+ (в пределах экспериментального разрешения, которое было не лучше 320 кэВ ^{14/}). Видно, что сечение для уровня 4^+ для всех углов на один - два порядка меньше, чем для состояний аномальной четности, и поэтому вряд ли оно может существенно сказаться на извлекаемом из эксперимента распределении для

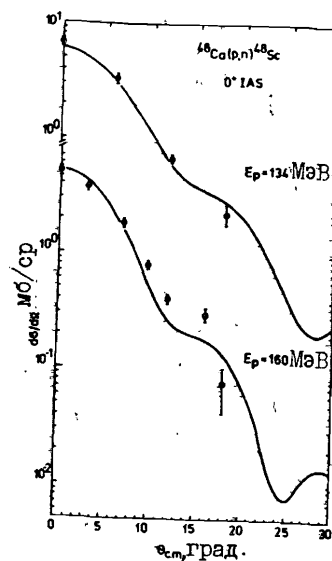


Рис.1

Угловые распределения нейтронов из реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ для изобараналогового состояния 0^+ (6,67 МэВ) при $E_p = 134$ и 160 МэВ.

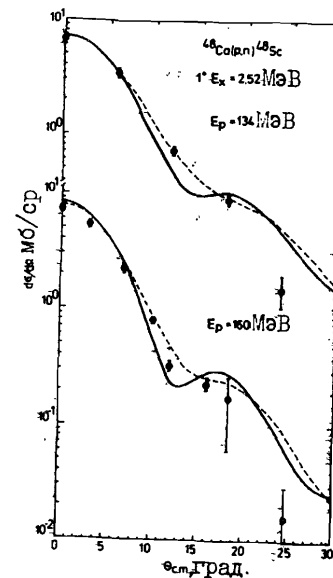


Рис.2

Угловые распределения нейтронов из реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ для состояния 1^+ (2,52 МэВ) при $E_p = 134$ и 160 МэВ. Сплошные кривые - расчет с переходной плотностью ТКФС и с учетом локального заряда $e_2[\sigma_T] = 0,8$, штриховые - для чистой конфигурации $(\pi 1s_{1/2}, \nu 1s_{1/2}^{-1})$ с нормировочным фактором $N = 0,14$, на который умножается $d\sigma/d\Omega$, чтобы оно совпало с экспериментальным при $\theta = 0^\circ$ (для $E_p = 134$ МэВ).

уровня 5^+ . Введение фактора $e_2^2[\sigma_T] = (0,8)^2$ для уровня 3^+ заметно улучшает согласие с экспериментом (в окрестности максимума сечения при $\theta \approx 15^\circ$, где оно, по-видимому, наиболее надежно извлекается из нейтронных спектров), но для уровня 5^+ предпочтительнее значе-

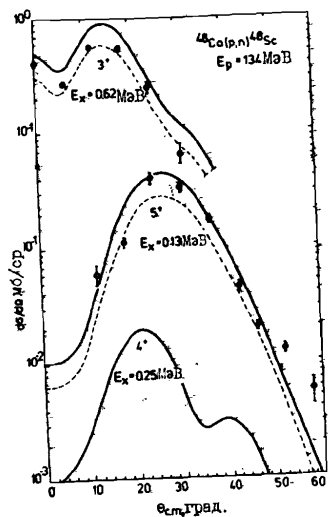


Рис. 3

Угловые распределения нейтронов из реакции $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ для состояний 3^+ , 5^+ и 4^+ при $E_p = 134$ МэВ. Сплошные кривые — расчет при $e_q[\sigma_T] = 1$, штриховые — при $e_q[\sigma_T] = 0,8$.

ние $e_q[\sigma_T] = 1$. Аналогичное, и в некотором смысле более сильное утверждение можно сделать, если обратиться к выстроенному состоянию 7^+ , для которого расчет в стандартном приближении с переходной плотностью ТКЭС дает слегка заниженное по сравнению с экспериментом дифференциальное сечение, как это показано сплошными кривыми на рис. 4, не включающими в себя внешний фактор $e_q^2[\sigma_T]$. Следует, однако, иметь в виду, как показывает расчет с чистыми конфигурациями $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})_{5\pi}$, при точном учете тензорных обменных компонент \hat{t} — матрицы сечения в максимумах для состояний 3^+ , 5^+ и 7^+ могут возрасти на 15–30%, что делает эти выводы менее определенными

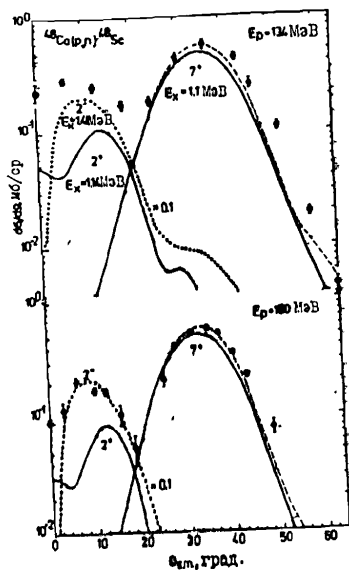


Рис. 4

Угловые распределения нейтронов из реакции $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ возбужденном области состояния 7^+ . Штриховые кривые — расчет для чистой конфигурации $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ при нормировочном факторе $N = 0,6$, сплошные — расчет с переходными плотностями ТКЭС при $e_q[\sigma_T] = 1$, точечные — сечение для состояния 2^- (умноженное на 1/10).

(подробнее см. ниже). При $E_X \approx 1,1$ МэВ, как видно из рис. 4, в угловом распределении в области $0 \leq \theta \leq 20^\circ$ наблюдается максимум, происхождение которого никак не связано с возбуждением уровня 7^+ . Первый кандидат на заполнение этой области — расположенное рядом состояние 2^- ($E_X = 1,14$ МэВ), которое из-за конечного разрешения невозможно отделить от 7^+ . Сечения возбуждения этого состояния, полученные в стандартном приближении с переходной плотностью ТКЭС, показаны отдельно на рис. 4, сплошными кривыми. Видно, что они проходят заметно ниже экспериментальных точек. Следует, правда, отметить, что в этом случае важную роль могут играть обменные тензорные силы: расчет с чистой конфигурацией $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ показал, что их учет увеличивает $d\sigma/d\Omega$ в интервале углов $4^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$ в 2–2,5 раза. Введение такого фактора позволяет более или менее описать правый склон максимума, но не область малых углов $0 \leq \theta \leq 10^\circ$. Можно далее предположить, что из-за конечного разрешения и эффектов фрагментации в область E_X вблизи состояния 7^+ попадает некоторая доля силы 2^- -переходов (в ^{48}Sc , согласно данным [18], имеется несколько 2^- -уровней в интервале энергий $1,4 \leq E_X$ (МэВ) $\leq 3,4$). В нашем расчете уровень 2^- получается при $E_X = 3,8$ МэВ. Достаточно взять примерно 1/10 от сечения его возбуждения, полученного с переходной плотностью ТКЭС, чтобы разумно воспроизвести данные в интервале углов $4^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$. Однако ход сечения в области самых малых углов $\theta < 4^\circ$ объяснить не удастся.

С целью оценки точности стандартного приближения мы провели расчеты сечений для чистых конфигураций $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ с полным учетом всех компонент \hat{t} — матрицы (кроме спин-орбитальных). В случае состояний нормальной четности спиновая часть переходной плотности S_{tr}^{JLS} с $J=L$ и $S=I$ для этих конфигураций отсутствует, и центральные спиновые и тензорные силы в прямом канале не дают вклада в сечение. Поэтому следует ожидать заметного влияния обменных компонент \hat{t} — матрицы на угловые распределения, особенно при некоторых характерных передаваемых импульсах. Действительно, точный расчет с включением обменных центральных и тензорных сил по сравнению со стандартным приближением приводит к следующим изменениям: для состояния 0^+ (ИАС) при $\theta \leq 10^\circ$ сечение практически не меняется, а при больших углах оно возрастает в среднем на 30%, для состояний 2^+ , 4^+ и 6^+ при $\theta \approx 0^\circ$ сечения уменьшаются примерно на 30%, а в области главных максимумов $d\sigma/d\Omega$ возрастает в несколько раз: примерно в 2 (2^+ ; $\theta \approx 12^\circ$), в 4 (4^+ ; $\theta \approx 22^\circ$) и в 6 раз (6^+ ; $\theta \approx 32^\circ$). В связи с этим показанные на рис. 3 и 4 сечения $d\sigma/d\Omega$ для 4^+ - и 2^- -уровней, по-видимому, в максимумах сильно занижены. Увеличение их вклада с уче-

том найденных факторов слабо сказывается, однако, на угловом распределении для комплекса с $E_x \approx 0,13$ МэВ, но для комплекса с $E_x \approx 1,1$ МэВ, как уже указывалось, в принципе позволяет объяснить плавный склон первого наблюдаемого максимума.

Эффекты точного учета обменных взаимодействий в случае состояний аномальной четности с конфигурациями ($\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1}$), $J^\pi = I^+$, 3^+ , 5^+ , 7^+ оказываются существенно меньшими и более регулярными, чем для нормальной четности. Для уровня I^+ стандартное приближение работает очень хорошо до углов $\theta \approx 10^\circ$, далее вплоть до $\theta \approx 40^\circ$, такой расчет даст увеличение сечения на $\approx 20\%$. Для 3^+ -состояния $d_{3/2}$ возрастает на малых углах $\theta \leq 5^\circ$ на $\approx 30\%$, далее различие уменьшается, и в области главного максимума, $\theta \approx 15^\circ$, рост составляет 15% . Если обратиться к рис.3, то отмеченная тенденция роста сечения при точном учете обменных (тензорных) взаимодействий только улучшит согласие наших расчетов при $e_q[\sigma\tau] = 0,8$ с экспериментом, особенно в области малых углов. Для 5^+ - и 7^+ -состояний по сравнению со стандартным приближением эффекты точного учета обмена заметны на малых углах $\theta \leq 6^\circ$, где сечения весьма малы (увеличивают их на 30-40%), далее различие уменьшается. В области максимумов угловых распределений (≈ 25 и 35°) сечения возрастают на 20-30%. Можно ожидать, что и показанные на рис.3 и 4 теоретические сечения для состояний 5^+ и 7^+ также возрастут на 20-30% в области максимума, и сплошные кривые будут проходить слегка выше экспериментальных точек. Такая неопределенность расчета в сочетании с отсутствием надежной нормировки тензорных сил не позволяет сделать однозначный вывод о необходимости ослабления силы $\sigma\tau$ - переходов в эти состояния.

Дополнительным тестом рассматриваемой модели могут служить исследования с поляризованными протонами, в частности, измерения анализирующей способности A_y . Вычисленные для ряда дискретных уровней анализирующие способности на рис.5 сравниваются с экспериментальными данными 15 . В целом получено только качественное соответствие расчетов с опытными данными. Основной причиной этого является довольно высокая чувствительность A_y к зависящим от спина компонентам \mathcal{E} - матрицы и оптического потенциала. Относительно слабее зависимость от структурных характеристик (от формы переходных плотностей). В частности, как показали наши расчеты и выполненные в 15 , важную роль играют обменные тензорные и спин-орбитальные силы, не учтенные в расчетах, показанных на рис.5.

Таким образом, из рассмотрения сечений возбуждения уровней мультиплета ($\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1}$) можно сделать следующие выводы. Бесспорна необходимость ослабления примерно на $1/3$ силы спин-флипных

переходов для состояний I^+ и 3^+ , что соответствует значению $e_q[\sigma\tau] \approx 0,8$. Делать вывод, что $e_q[\sigma\tau] \rightarrow I$ с ростом момента (передаваемого импульса) из рассмотрения 5^+ - и 7^+ -уровней, представляется пока преждевременным, т.к. сечение возбуждений этих уровней определяется главным образом тензорными компонентами \mathcal{E} - матрицы, нормировка которых не столь надежна, как для центральных компонент. К тому же учет обменных тензорных взаимодействий приводит к возрастанию сечений 3^+ , 5^+ - и 7^+ -состояний в максимумах угловых распределений на 20-30%, что ведет к необходимости введения заряда $e_q[\sigma\tau] < I$. По существу необходимы дополнительные экспериментальные данные о матричных элементах переходов для выстроенных состояний. Отметим также, что теория предсказывает малые сечения возбуждения уровней 2^+ , 4^+ и 6^+ рассматриваемого мультиплета, что согласуется с экспериментальными данными. Необъясненным пока остается сечение возбуждения на передних углах в области $E_x \approx 1,1$ МэВ. Что касается анализирующих способностей A_y , то их распределения могут служить хорошим тестом скорее механизма и модели ядерной реакции, нежели структуры ядерных возбуждений.

3. Энергетические спектры нейтронов

Спектры нейтронов представляют собой некогерентную сумму вкладов от возбуждения переходов с различными J^π . Были учтены все возбуждения в интервале $0 \leq E_x \leq 40$ МэВ с $J^\pi = 0^+, 0^-, 1^+, 1^-, \dots, 7^+$, дающие сколько-нибудь заметные сечения на малых углах. Переходные плотности - единственный структурный элемент, необходимый для расчета сечений в рамках одноступенчатого механизма - находились из решения уравнений ТКС на полном частично-дырочном базисе. В об-

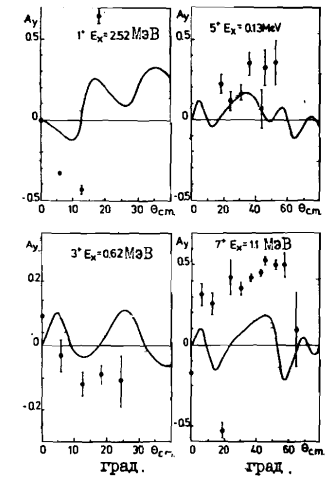
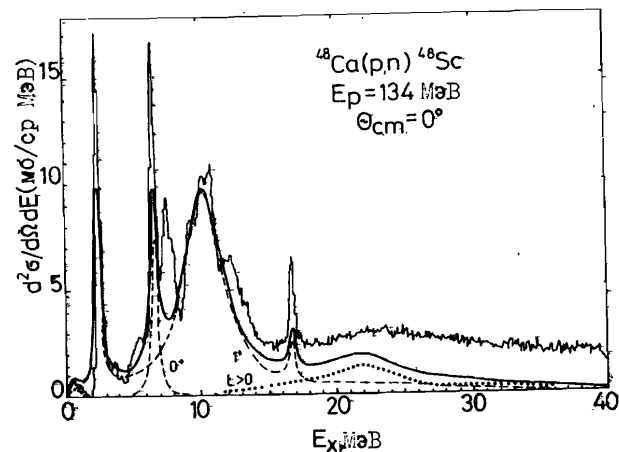


Рис.5

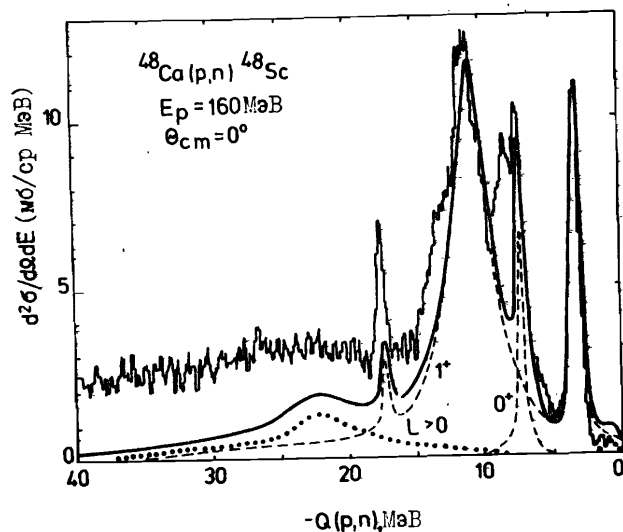
Анализирующие способности для реакции $^{48}\text{Ca}(\rho, n)^{48}\text{Sc}$ при $E_p = 134$ МэВ с возбуждением состояний мультиплета ($\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2}^{-1}$), $J^\pi = I^+, 5^+, 3^+$ и 7^+ .

шей сложности для построения спектров нейтронов было учтено около 100 связанных и резонансных состояний.

Расчитанные спектры нейтронов на угол $\theta = 0^\circ$ при $e_q[\sigma_T] = 0,8$ для $E_p = 134$ и 160 МэВ показаны на рис. 5 и 6 в сравнении с экспериментальными данными, которые нам любезно представили Р.Малей ($E_p = 134$ МэВ, см. также /14/) и К.Годе ($E_p = 160$ МэВ, см. также /19/). Теоретические кривые получены путем суммирования вкладов от всех (≈ 100) состояний, свернутых с брейт-вигнеровскими распределениями. При этом помимо экспериментального разрешения и распадных ширин должны учитываться также и средовые ширины, возникающие из-за связи простых частично-дырочных состояний с более сложными. В настоящее время нет надежных методов расчета таких ширин, и поэтому мы вынуждены их выбирать, опираясь на данные эксперимента. Из рис. 5, 6 видно, что расчет правильно воспроизводит структурные особенности наблюдаемых спектров в области $E_x \leq 20$ МэВ, за исключением интервала $E_x \approx 7 - 9$ МэВ, примыкающего к МАС, где наблюдается дополнительный максимум, появляющийся по-видимому, в результате фрагментации гамов-теллеровского резонанса. Количественные характеристики интегральных сечений даны в табл. 2. Из этой таблицы и из рис. 5, 6 видно, что в спектрах нейтронов на угол $\theta = 0^\circ$ доминируют гамов-теллеровские переходы, дающие $\approx 80\%$ полного расчитанного сечения для всего диапазона $-Q_{pn} \leq 40$ МэВ. При $e_q[\sigma_T] = 0,8$, в области малых передач энергии, $-Q_{pn} \leq 5$ МэВ, интегральные сечения очень хорошо согласуются с экспериментом, в следующем диапазоне, $-Q_{pn} = 5-15$ МэВ, в котором основную роль играет ГТР, расчитанное сечение оказывается примерно на 20% ниже экспериментального, а далее расхождение увеличивается, так что в диапазоне $-Q_{pn} = 15-40$ МэВ расчитанное сечение составляет менее половины от экспериментального. Это свидетельствует о том, в изучаемых реакциях помимо прямого возбуждения частично-дырочных конфигураций по мере роста E_x все более важную роль играют какие-то другие, более сложные процессы. В частности, никак нельзя исключить вклад многочастично-многодырочных возбуждений в дочернем ядре. Интересно отметить, что косвенно в пользу такой точки зрения свидетельствует следующее наблюдение. Если не вводить фактор $e_q^2[\sigma_T]$, то расчитанные интегральные сечения при $\theta = 0^\circ$ составляют ≈ 126 мб при $E_p = 134$ МэВ и ≈ 140 мб при $E_p = 160$ МэВ, что хорошо согласуется с полными наблюдаемыми сечениями ≈ 136 и ≈ 143 мб, проинтегрированными по всему диапазону E_x от 0 до ≈ 40 МэВ. Ситуация выглядит так, как если бы часть сечения $\sim (1 - e_q^2[\sigma_T])$ вследствие некоторого механизма была "отобрана" из низкоэнергетической области и распределена более или менее равномерно выше ГТР в ин-



a



б

Рис. 6
Спектры нейтронов из реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ на угол $\theta = 0^\circ$ при $E_p = 134$ МэВ (вверху) и 160 МэВ (внизу): Сплошные кривые - вклад от всех возбуждений, штриховые - парциальные вклады от возбуждений 0^+ и 1^+ , точечные от возбуждений с $L > 0$. В спин-изоспиновом канале учтен фактор $e_q^2[\sigma_T] = (0,8)^2$.

Таблица 2. Интегральные сечения реакции $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ для $\theta = 0^\circ$ при энергиях протонов $E_p = 134$ и 160 МэВ. Расчет проведен для $\epsilon_p[\sigma_{\pi}] = 0,8$

ΔQ_{pn} (МэВ)	$\int \sigma$ (мб/сд)				$\sigma(L=1)$		$\sum_{L=0}^{\infty} \sigma(L)$		$\sigma(S)$		$\sigma(1-S)$		$\sigma(L=1)/\sigma_S$ %		σ_S	
	$\sigma(0^\circ)$	$\sigma(1^\circ)$	$\sigma(1^\circ)$	$\sigma(1^\circ)$	$\sigma(L=1)$	σ_S	σ_S	σ_S	$\sigma(1-S)$	$\sigma(1-S)$	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
$E_p = 134$ МэВ																
0-5	0,2	9,0	-	0,7	6,6	3,3	50,0	-	9,9	50,0	-	9,9	10			
0-15	5,7	50,1	1,1	3,2	36,2	22,8	63,0	-	59,0	63,0	-	59,0	72			
0-16	5,8	51,3	1,4	3,7	37,4	23,4	62,6	66,0	60,8	62,6	66,0	60,8	74			
0-25	5,9	57,7	7,0	12,3	47,0	28,9	61,5	-	75,9	61,5	-	75,9	100			
0-40	6,5	60,4	8,5	17,5	51,6	32,8	63,6	-	84,4	63,6	-	84,4	136			
$E_p = 160$ МэВ																
0-5	0,1	10,3	-	0,8	7,4	3,8	51,4	-	11,2	51,4	-	11,2	11,3			
0-15	5,0	59,9	1,0	2,9	41,8	26,0	62,2	67,8	67,8	62,2	67,8	67,8	81,6			
0-25	5,2	68,8	6,5	11,0	52,6	32,4	61,6	85,0	85,0	61,6	85,0	85,0	114			
0-40	5,5	71,7	7,9	15,9	57,0	36,1	63,3	93,1	93,1	63,3	93,1	93,1	154			

тервале до E_x порядка энергии Ферми. Аналогичные наблюдения были сделаны ранее из анализа (p,n) -реакции на ^{90}Zr и ^{208}Pb /7,11/.

4. Коэффициенты передачи поляризации

Важную информацию о распределении силы различных переходов, а также о неупругих факторах ядра в области сплошного спектра можно получить из экспериментов с поляризованными протонами, в которых измеряются не только сечения, но и поляризации вторичных частиц. В последнее время был выполнен ряд таких экспериментов, в том числе для (p,n) -реакций при промежуточных энергиях. В работах /16,17/ были измерены сечения реакции $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ при $E_p = 135$ МэВ, идущей как с переворотом спина σ_S , так и без переворота спина, $\sigma(1-S)$ (здесь S - вероятность спин-флипа). Удобно ввести так называемый коэффициент передачи поляризации $D_{NN} = 1 - 2S$. По своему определению этот коэффициент заключен в пределах $-1 \leq D_{NN} \leq 1$. Его информативность определяется тем обстоятельством, что знак и величина D_{NN} в определенной мере характеризуют четность и мультипольность состояния, возбуждаемого в реакции. Из свойств симметрии амплитуды реакции следует /17/, в частности, что $D_{NN} = -1$ для $J^\pi = 0^-$ и $D_{NN} = +1$ для $J^\pi = 0^+$. В общем случае возбуждению состояний аномальной четности отвечает $D_{NN} < 0$, а для состояний нормальной четности $D_{NN} \geq 0$. В плосковолновом приближении для случая состояний аномальной четности при перезарядке на угол $\theta = 0^\circ$ из-за доминирующей роли центральных компонент t - матрицы при промежуточных энергиях можно получить более жесткое ограничение $D_{NN}(0^\circ) \leq -1/3$, причем равенство здесь достигается для гамов-теллеровских переходов. Учет искажений, вносимых в том числе и спин-орбитальной частью оптического потенциала, хотя и важен, но не меняет общего вывода /17/, что для аномальной четности $D_{NN}(0^\circ) \leq 0$; это справедливо, по крайней мере, для случая прямой одноступенчатой перезарядки, описываемой в импульсном приближении при промежуточных энергиях протонов.

На рис.7 приведены рассчитанные сечения с переворотом и без переворота спина на угол 0° и значения $D_{NN}(0^\circ)$ в сравнении с экспериментальными данными из работы /17/. Расчет σ_S и $\sigma(1-S)$ выполнен в стандартном приближении с включением всех состояний, как и при расчете спектров нейтронов, с учетом тех же спредовых ширин. Вычисления D_{NN} проводилось через эти сечения поинтервално с шагом 1 МэВ, как это делалось при построении экспериментальной гистограммы.

Прежде всего отметим различие рассчитанных и экспериментальных значений D_{NN} в интервале $-Q_{pn} = 1-2$ МэВ. Согласно спектроскопичес-

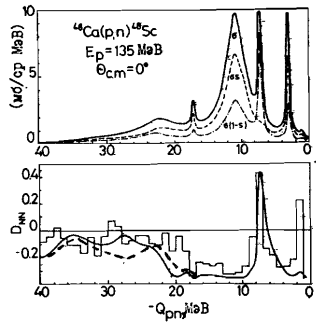


Рис.7. Вверху - сечения реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ при $E_p = 135$ МэВ на угол $\theta = 0^\circ$: штриховая кривая - сечение с переворотом спина (σ_S), штрихпунктир - без переворота спина ($\sigma(I-S)$), сплошная кривая - суммарное сечение. Внизу - коэффициент передачи поляризации в сравнении с экспериментом 17 (см. текст).

ким данным здесь находятся дискретные уровни 3^+ , 7^+ и 2^+ мультиплета ($\nu 1/2^+$, $\nu 3/2^+$) и 2^- -состояние ($E_x = 1,4$ МэВ). Для всех уровней величина $D_{NN}(0^\circ) < 0$, кроме 2^+ состояния, для которого вычисленное значение $D_{NN}(0^\circ) \approx 1$. Однако по величине сечения доминирует 3^+ -состояние ($D_{NN}(0^\circ) = -0,55$), и в результате брейт-вигнеровского размытия уровней и усреднения по энергетическому интервалу получаем значение $D_{NN}(0^\circ) \approx -0,3$, в то время как экспериментальное значение $D_{NN}(0^\circ) \approx 0,23$. Отметим, что если для 2^+ -состояния вместо теоретического сечения $\sigma(0^\circ) \approx 0,05$ мб/ср принять значение $\sigma(0^\circ) \approx 0,25$ мб/ср, которое соответствует приведенной в работе 14 величине сечения для комплекса $E_x \approx 1,1$ МэВ, то расчетное значение $D_{NN}(0^\circ) \approx 0,15$. Таким образом, в рассматриваемом интервале Q_{pn} положительное значение D_{NN} , по-видимому, связано с возбуждением 2^+ -уровня, однако теория пока не может объяснить столь большую величину наблюдаемого сечения $\sigma(0^\circ)$, как уже отмечалось выше.

Из рис.7 видно, что теория хорошо воспроизводит наблюдаемое значение D_{NN} в области изобар-аналогового 0^+ -резонанса ($-Q_{pn} = 7 \div \pm 8$ МэВ), а также качественный характер распределения ГТР, доминирующего в интервале $9 \lesssim -Q_{pn} \lesssim 18$ МэВ. Теоретическое поведение D_{NN} в окрестности $-Q_{pn} \approx 20$ МэВ в основном определяется вкладом 0^- -и 2^- -резонансов, а также 1^+ -резонанса в окрестности $-Q_{pn} \approx 21$ МэВ. Выше по энергии абсолютное значение D_{NN} заметно уменьшается, что обусловлено вкладами 1^- ($L = 1$)-резонанса ($-Q_{pn} \approx 23$ МэВ), ряда фрагментированных 2^+ -резонансов, 0^+ -резонанса ($-Q_{pn} \approx 28$ МэВ), ряда 3^- -резонансов в окрестности $-Q_{pn} \approx 35$ МэВ. Для всех этих резонансов $D_{NN}(0^\circ) > 0$. Конкурирующий вклад в D_{NN} дают фрагментированные 3^+ -резонансы, 1^+ ($L = 2$)-резонанс ($-Q_{pn} \approx 29$ МэВ), высокоэнергетический "хвост" ГТР и др. Вблизи $-Q_{pn} \approx 40$ МэВ величина D_{NN} опять понижается за счет вкладов 2^- ($L = 3$) и 3^+ ($L = 4$) сильно размытых по спектру резонансов.

В целом вычисленное распределение D_{NN} по спектру возбуждений неплохо согласуется с экспериментальным. Отметим, что в отличие от нейтронного спектра распределение D_{NN} довольно заметно меняется с изменением энергетического положения отдельных резонансов с $\sigma(0^\circ) \approx 1$ мб/ср. Это хорошо видно на рис.7, где пунктиром показано распределение D_{NN} после сдвига 0^- -резонанса в область $-Q_{pn} = 27$ МэВ.

До некоторой степени полученные результаты являются удивительными. Действительно, теория неплохо объясняет наблюдаемые инклюзивные нейтронные спектры в низкоэнергетической области возбуждений $-Q_{pn} \lesssim 15 - 20$ МэВ, а выше наблюдается систематическое превышение экспериментальных сечений над расчетными. В распределении D_{NN} , однако, не видно такой характеристической границы и качественное согласие расчетов и опытных данных имеется на всем интервале энергий возбуждений. В принципе из этого можно сделать выводы: 1) при $-Q_{pn} \approx 15$ МэВ дополнительный вклад в энергетические нейтронные спектры дают такие процессы, для которых σ_S и $\sigma(I-S)$ примерно одинаковы; 2) характеристическая структура распределения D_{NN} в интервале энергий $0 \lesssim -Q_{pn} \lesssim 40$ МэВ определяется в основном ветвью частично-дырочных возбуждений.

Представляется важной чувствительность распределения D_{NN} к изменению энергетической локализации отдельных резонансов с сечением возбуждения $\sigma \approx 1$ мб/ср, которая в принципе представляет новую возможность расшифровки наблюдаемых структур в сплошном спектре, особенно, если будут сделаны измерения D_{NN} для различных углов.

Литература

1. Gaarde C. et al. Nucl. Phys., 1981, **A369**, 258.
Lowe W.G. Nucl. Phys., 1982, **A374**, 241.
2. Lowe W.G., Franey M.A. Phys. Rev., 1981, **C24**, 1073, *ibid*, 1985, **C31**, 488.
3. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
4. Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1983, **I4**, 953.
5. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЯФ, 1984, **39**, 1401.
6. Bang J., Fayans S.A., Gareev F.A., Ershov S.N., Pyatov N.I. Nucl. Phys., 1985, **A440**, 445.
7. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЯФ, 1986, **44**, 1435.

8. Ikeda K.I., Fujii S., Fujita Y.I. Phys.Lett., 1963, 2, 271.
9. Lowe W.G. Nucl. Phys., 1978, A312, 160.
10. Madasen A. et al. Phys.Rev., 1981, C23, 1023.
11. Klein A., Love W. G., Auerbach N. Phys.Rev., 1985, C31, 710.
12. Osterfeld P., Cha D., Speth J. Phys.Rev., 1985, C31, 372.
13. Crawley C.M. et al. Phys.Rev., 1982, C26, 87 ;
Schwandt P. et al. Phys.Rev., 1982, C26, 55.
14. Anderson B.D. et al. Phys.Rev., 1985, C31, 1147 ;
ibid., 1985, C31, 1161.
15. Anderson B.D. et al. Phys.Rev., 1986, C34, 422.
16. Watson J.W. et.al. Phys. Lett, 1986, 181B, 47.
17. Klein A., Lowe W.G. Phys.Rev., 1986, C33, 1920.
18. Alburger D.E. Nuclear Data Sheets, 1985, 45(4), 557.
19. Gaarde C., Larsen J.S., Goodman C.D. et al. Gamov-Teller strength in ^{42}Ca , ^{48}Ca and ^{54}Fe , Preprint, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июля 1987 года.

Гареев Ф.А. и др.
Анализ реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ при промежуточных энергиях и структура ядерных зарядово-обменных возбуждений

P4-87-540

Проведен анализ реакции $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ при энергиях протонов $E_p = 134$ и 160 МэВ в микроскопическом подходе, объединяющем импульсное приближение исконных волн (DWIA) со структурной информацией о зарядово-обменных возбуждениях, полученной в теории конечных ферми-систем /ТКСФ/. Вычислены угловые распределения и анализирующие способности для состояний мультиплета $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ с $J^\pi = 0^+ - 7^+$, а также инклюзивные спектры и коэффициенты передачи спиновой поляризации на малых углах в диапазоне $0 \leq -Q_{pn} \leq 40$ МэВ. При $-Q_{pn} \geq 20$ МэВ вычисленные сечения оказываются систематически меньше экспериментальных, что свидетельствует, по-видимому, о возрастающей роли неоднотупенчатых процессов по мере роста энергии возбуждения ядра-мишени. Обсуждается чувствительность распределений коэффициентов передачи поляризации к характеристикам возбуждаемых резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Gareev F.A. et al.
Analysis of the $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ Reaction at Intermediate Energies and the Structure of Charge-Exchange Excitations

P4-87-540

Analysis of the $^{48}\text{Ca}(p, n)^{48}\text{Sc}$ reaction at proton energies $E_p = 134$ MeV and 160 MeV was made in microscopic approach connecting distorted wave impulse approximation with structure information on charge-exchange excitations obtained in the theory of finite-fermi systems. Angular distributions, analyzing power for the $(\pi f_{7/2}, \nu f_{7/2})$ multiplet of states with $J^\pi = 0^+ - 7^+$, and inclusive neutron spectra and polarization transfer coefficients at small angles within the $0 \leq -Q_{pn} \leq 40$ MeV range have been calculated. At $-Q_{pn} \geq 20$ MeV the calculated cross sections were systematically lower than the experimental ones. That might be due to increasing role of multistep process with increasing excitation energy. Connection of polarization transfer coefficient distributions with the characteristics of excited resonances is discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987