

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-85-151

Ф.А.Гареев, М.Г.Митро, С.А.Гончаров\*, С.Н.Ершов,  
П.П.Коровин

ИССЛЕДОВАНИЕ  $0^+ - 0^-$  ПЕРЕХОДОВ  
В РЕАКЦИЯХ  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$  И  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F}$

Направлено на 35 Совещание по ядерной  
спектроскопии /Ленинград/и в "Известия  
АН СССР, сер.физ."

---

\* НИИЯФ МГУ, Москва

1985

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Спиновые моды возбуждения ядер проявляются как в неупругом рассеянии различных частиц  $(p, p')$ ,  $(e, e')$ ,  $(\pi, \pi')$  и т.д./, так и в реакциях с изменением заряда ядра  $(p, n)$ ,  $(^3\text{He}, t)$ ,  $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ ,  $(\pi^{\pm}, \pi^0)$  и т.д./ . В последние годы при исследовании таких реакций накоплена обширная теоретическая и экспериментальная информация, давшая новые сведения о механизме их протекания, структуре ядер и эффективных межнуклонных взаимодействиях /см., например, /1-4/ и ссылки в них/.

Среди различных переходов, осуществляющихся в реакциях указанного типа, можно выделить переходы  $0^+ \rightarrow 0^-$ , отличающиеся своей селективностью. Действительно, состояния  $0^-$  возбуждаются только продольными внешними полями типа  $(\vec{\sigma} \cdot \vec{r})$ . Спин-орбитальные компоненты эффективных взаимодействий не дают вклада в сечение процесса, что позволяет исследовать свойства центральных и тензорных компонент.

Наиболее изучены переходы  $0^+ \rightarrow 0^-$  в системах с  $A=16$ . Например, хорошо известна /5/ величина парциальной скорости  $\mu$ -захвата  $\lambda_{\mu} / 0^+ \rightarrow 0^- = 1560 \pm 103 / \text{C}^{-1}$ . В этом переходе существенно проявляется индуцированное псевдоскалярное взаимодействие /константа  $g_p$  /, и он может быть использован для получения информации о перенормировке  $g_p$  в ядерной среде. Наблюдался также и обратный процесс /8,7/  $^{16}\text{N} / 0^-$ ,  $T=1,120$  кэВ /  $^{16}\text{O} / 0^+$ ,  $T=0$ , осн. сост. / . Этот пример оказался интересным еще и с точки зрения драматических эффектов, связанных с мезонными обменными токами /8,9/ . В работах /9,10/ продемонстрирована чувствительность парциальных скоростей  $\mu$ -захвата и  $\beta$ -распада на изовекторное  $0^-$ -состояние по отношению к деталям используемых волновых функций.

Отметим также, что расчеты изовекторных  $0^-$ -состояний в  $^{16}\text{O}$  часто обсуждаются в связи с вопросами о близости ядер к точке  $\pi$ -конденсатной неустойчивости /11/.

Недавно появились новые экспериментальные данные по переходам  $0^+ \rightarrow 0^-$  в реакциях  $(p, p')$  и  $(p, n)$  /12-15/ . В /12/ наблюдался изоскалярный переход  $0^+ \rightarrow 0^-$  в неупругом рассеянии  $^{16}\text{O}(p, p')^{16}\text{O}$  при энергии протонов 135 МэВ, а в /13/ - изоскалярный и изовекторный переходы в той же реакции, но при энергии 65 МэВ. Изовекторные переходы в реакциях перезарядки  $^{16}\text{O}(p, n)^{16}\text{F}$  при энергиях протонов 35 и 80 МэВ исследовались в /14,15/.

В указанных выше работах проведены расчеты сечений соответствующих реакций. Они осуществлялись в рамках метода искаженных волн /МИВ/, причем во всех случаях состояние  $0^-$  рассматривалось

как чистая частично-дырочная конфигурация  $(2s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})$  в потенциале Вудса-Саксона (WS) и использовались различные виды эффективных межнуклонных взаимодействий.

Результаты этих исследований обнаружили сильное расхождение теоретических и экспериментальных дифференциальных сечений для возбуждения изовекторного состояния в реакции  $(p, n)$  при  $E_p = 35$  МэВ, особенно в области переданного импульса  $1,4 \leq q \leq 2$  фм $^{-1}$  /14/. Заметное, хотя и менее сильное, расхождение наблюдалось для изоскалярного возбуждения в рассеянии  $(p, p')$  при  $E_p = 65$  МэВ /13/. Коэффициент  $N = \sigma_{\text{эксп}} / \sigma_{\text{теор}}$  для расчетов с различными эффективными силами колеблется в интервалах 0,14-0,51 для изовекторного и 0,4-0,7 для изоскалярного переходов /12-15/. Возможной причиной указанных расхождений может быть упрощенное описание структуры ядра. Прежде чем искать другие возможные объяснения разногласий между теорией и экспериментом, необходимо провести расчеты с более реалистическими ядерными волновыми функциями. Отметим, что экспериментальные данные получены для достаточно больших переданных импульсов  $q \leq 2$  фм $^{-1}$  /, и это дает хорошие возможности для проверки модельных волновых функций, тогда как в реакциях  $\beta$ -распада и  $\mu$ -захвата переданный импульс очень мал.

Мы провели вычисления дифференциального сечения и анализирующей способности  $A(\theta)$  для переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  /  $T=0$  и  $T=1$  / в реакциях  $(p, p')$  и  $(p, n)$  на ядре  $^{16}\text{O}$  и анализ соответствующих экспериментальных данных. Расчеты проводились с использованием более реалистических, так называемых коррелированных, функций /10/ в рамках метода искаженных волн с эффективными NN-силами различного типа.

## 2. О МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИИ И ЭФФЕКТИВНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Следуя /16/, предположим, что механизм реакций  $(p, p')$  и  $(p, n)$  при промежуточных энергиях падающих протонов является прямым одноступенчатым. Это предположение сейчас можно считать обоснованным, по крайней мере при  $E_p \geq 100$  МэВ /2,3,17,18/. Следовательно, такие процессы могут быть описаны в рамках импульсного приближения в методе искаженных волн. Более того, сейчас появились указания на то, что даже при малых энергиях налетающих протонов механизм реакции носит преимущественно одноступенчатый характер. Например, в /19/ показано, что в реакции  $^{16}\text{O}(p, n)^{16}\text{F} / 4^-$ ,  $E^* = 6,37$  МэВ / при  $E_p = 35$  МэВ вклады многоступенчатых процессов с возбуждением гигантских резонансов малы. Следовательно, как первый шаг мы можем использовать МИВ в борновском приближении для расчета сечений таких процессов.

Антисимметризованная амплитуда нуклон-ядерного рассеяния в методе искаженных волн может быть записана в виде /20/

$$T_{fi} = \int d\vec{r}_0 \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_0) \langle Bb | \sum_j t(0, j) (1 - P_{0j}) | Aa \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_0) =$$

$$= T_{fi}^n + T_{fi}^{об},$$

где  $\chi^{(\pm)}$  - искаженные волны,  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$  - спин-изоспиновые волновые функции налетающего и вылетающего нуклона,  $|A\rangle$  и  $|B\rangle$  - волновые функции ядра-мишени в начальном и конечном состояниях соответственно. Первый член в /1/ описывает прямую часть амплитуды реакции, второй член - обменное выбивание нуклонов. Оператор  $t(o, j)$  - эффективное взаимодействие между налетающим нуклоном  $o$  и  $j$ -м нуклоном ядра-мишени, которое является важным элементом, определяющим динамику реакции.

В настоящее время достигнут заметный прогресс в построении эффективных взаимодействий налетающего нуклона с нуклонами ядра-мишени. Полученные взаимодействия имеют простую форму /сумма сил Юкавы с различными радиусами действия/, что важно при практических расчетах, и достаточно реалистичны, чтобы отразить главные свойства фундаментальных нуклон-нуклонных сил. Конкретная параметризация эффективных сил зависит от энергии налетающего нуклона. При энергиях несколько десятков МэВ на нуклон мы использовали параметризацию /21,22/ /далее МЗУ и АТВ соответственно/, полученные решением уравнения Бете-Голдстоуна с феноменологическими NN-потенциалами. Силы МЗУ получены на основе потенциалов Хамады-Джонсона и Рейда, а силы АТВ - на базе парижского потенциала. При энергиях налетающего нуклона около 100 МэВ и больше мы воспользовались параметризацией /23/ /далее LF/, выведенной из NN-амплитуды в рамках импульсного приближения. Взаимодействия МЗУ и АТВ реальные, а LF - комплексное.

Для микроскопического расчета сечений рассматриваемых процессов нами разработана программа, основанная на формализме Мадсена /24/. Преимущество этого формализма заключается в том, что он позволяет легко использовать (np-ph) волновую функцию. В этой программе точно учтены канал обменного выбивания нуклонов и центральные и тензорные компоненты эффективного взаимодействия. Параметры оптического потенциала были взяты из /25/ при  $E_p = 35$  МэВ, из /26/ при  $E_p = 65$  МэВ и /27/ при  $E_p = 80$  и 135 МэВ.

### 3. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ ЯДЕР A=16

Простейшая частично-дырочная модель в базисе (1p, 1h) конфигураций для ядер с A=16 описывает грубые черты поглощения,  $\mu$ -захвата и рассеяния электронов и протонов. В настоящей работе мы используем  $\pi$ -частичную -  $\pi$ -дырочную / $\pi = 0, 1, 2$ / модель, эффективность которой была продемонстрирована в описании различных реакций /10,17,28/. Например, использование коррелированных волновых функций в базисе гармонического осциллятора

/НО/ приводит к парциальной скорости  $\mu$ -захвата, равной  $\lambda_{\mu}(0^+ \rightarrow 0^-) = 1730 \text{ с}^{-1} /5,10/$ . Для  $\beta$ -распада эти же функции в рамках импульсного приближения дают значения  $\lambda_{\beta}(0^- \rightarrow 0^+) = 0,13 \div 0,17 \text{ с}^{-1}$ , значительно отличающиеся от экспериментальных данных. Учет эффектов обменных токов /9/ увеличивает  $\lambda_{\beta}(0^- \rightarrow 0^+)$  в 2-3 раза, что качественно согласуется с имеющимися данными:  $\lambda_{\beta} = /0,43 \pm 0,10/ \text{ с}^{-1} /29/, /0,41 \pm 0,06/ \text{ с}^{-1} /6/, /0,60 \pm 0,07/ \text{ с}^{-1} /7/$ . Опуская описание расчета коррелированной волновой функции /см., например, /10/, /5/, приведем только основные результаты.

Исследуемые  $0^-$ -состояния имеют в основном неколлективную природу. Главный эффект связан с учетом /2p, 2h/ корреляций в основном состоянии  $^{16}\text{O}$ . На рис.1 представлены переходные плотности в координатном  $\rho^{lsj,T}(r)$  и импульсном  $\rho^{lsj,T}(q) = \int r^2 dr j_l(qr) \rho^{lsj,T}(r)$  представлениях для переходов из основного состояния  $^{16}\text{O}$  в состояние  $0^-, T=1$  и  $0^-, T=0$ . В случае изовекторного перехода многочастично-многодырочные конфигурации ослабляют переходные плотности на больших расстояниях  $r$  и при малых переданных импульсах  $q$  и усиливают их при малых  $r$  и больших  $q$ . В случае изоскалярного перехода учет этих конфигураций уменьшает переходные плотности при всех значениях  $r$  и  $q$ . Как следствие этого мы наблюдаем изменения теоретических сечений, которые будут обсуждены ниже.

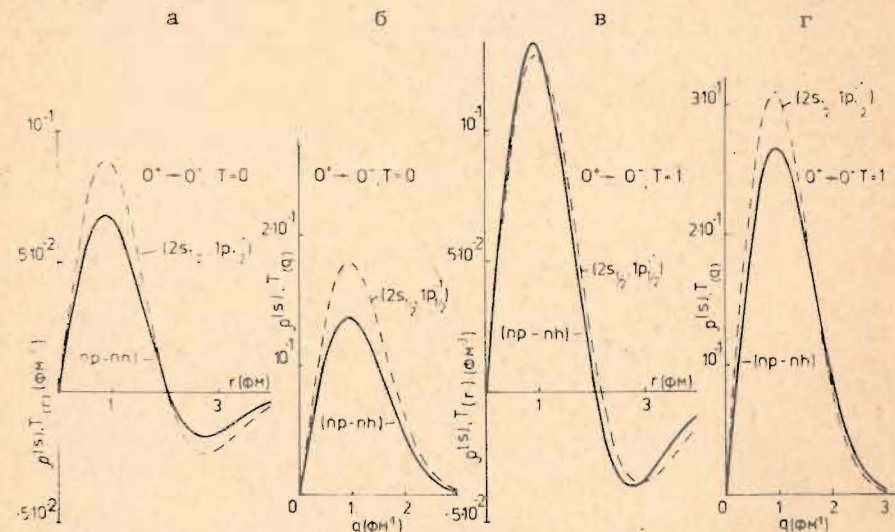


Рис.1. Переходные плотности для переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  //а/ и //б/ -  $T=0$ , //в/ и //г/ -  $T=1$  в координатном //а/ и //в// и импульсном //б/ и //г// представлениях. Расчет в осцилляторном базисе с параметром  $b = 1,77$  фм в случае  $T=1$  и чистой конфигурации и  $b = 1,67$  фм в остальных случаях. /----/ чистая конфигурация, /—/ коррелированная волновая функция/.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 и 3 сравниваются результаты теоретических расчетов в приближении МВБ с экспериментальными данными по угловым распределениям и анализирующим способностям. Факторы нормировки  $N = \sigma_{\text{эксп}} / \sigma_{\text{теор}}$ , необходимые для согласования вычисленных сечений с экспериментальными, приведены в табл. 1. Нормировка проводилась в первом максимуме дифференциального сечения соответствующей реакции.

Из табл. 1 видно, что величина коэффициента нормировки  $N$  зависит как от выбора волновых функций, так и от вида эффективных сил. Учет ограниченного числа членов в разложении ядерной волновой функции приводит к зависимости от выбора одночастичного базиса. Были проведены специальные расчеты при энергиях налетающих протонов 35, 65 и 80 МэВ в случае сил МЗУ и чистой конфигурации  $(2s_{\frac{1}{2}}, 1p_{\frac{1}{2}}^{-1})$  как с волновыми функциями гармонического осциллятора, так и потенциала Вудса-Саксона /параметры из [14].

При энергии протонов 35 МэВ в случаях НО и WS коэффициенты  $N$  различаются почти в два раза, в то время как при  $E_p = 80$  МэВ различие уже незначительно. Можно ожидать, что различие между

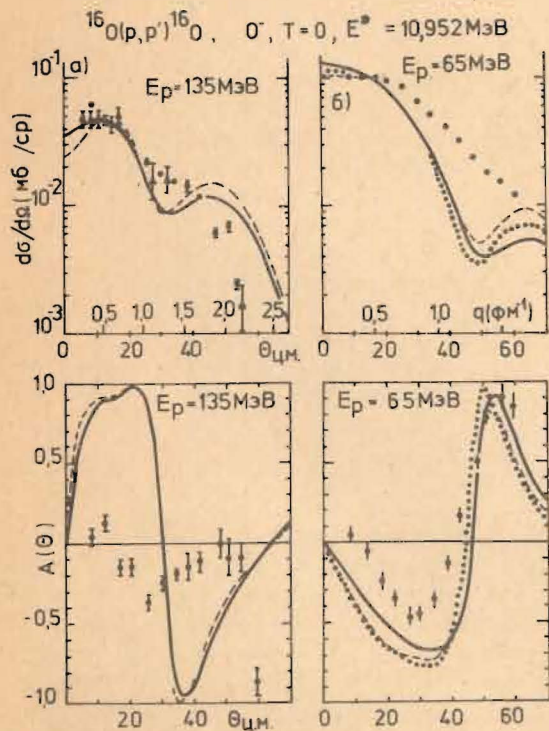


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$  ( $0^-, T=0, E^* = 10,952$  МэВ) и соответствующие анализирующие способности  $A(\theta)$ . а/  $E_p = 135$  МэВ. Расчеты с эффективными силами LF (— (np-nh) волновые функции, --- чистая  $(2s_{\frac{1}{2}}, 1p_{\frac{1}{2}}^{-1})$  конфигурация); б/  $E_p = 65$  МэВ. Расчеты с (np-nh) волновыми функциями /-МЗУ, ... АТВ/ и чистой конфигурацией /--- МЗУ/. Экспериментальные данные взяты из [12,13].

Таблица 1  
Коэффициенты нормировки  $N = \sigma_{\text{эксп}} / \sigma_{\text{теор}}$  для перехода  $0^+ \rightarrow 0^-$

$E_p$ МэВ	МЗУ ( $2s_{\frac{1}{2}}, 1p_{\frac{1}{2}}^{-1}$ )	МЗУ (np-nh)	АТВ (np-nh)	LF ( $2s_{\frac{1}{2}}, 1p_{\frac{1}{2}}^{-1}$ )	LF (np-nh)
35	0,27(0,51)	0,42	0,52	-	-
65	0,42(0,63)* 0,15 (0,18)	0,45* 0,24	0,44* 0,27	-	-
80	0,11(0,14)	0,15	0,16	1,0	1,0
135	-	-	-	0,5*	0,7*

\* Значения, помеченные звездочкой, относятся к изоскалярному переходу, остальные - к изовекторному переходу. Переходные плотности рассчитаны в осцилляторном базисе. В скобки взяты значения, полученные с волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса.

расчетами с использованием базисных волновых функций НО и WS с увеличением размерности используемого базиса будет уменьшаться.

Сравнение коэффициентов  $N$  для расчетов с чистой  $(2s_{\frac{1}{2}}, 1p_{\frac{1}{2}}^{-1})$  конфигурацией и коррелированными волновыми функциями /табл.1/ показывает, что учет корреляций приводит к уменьшению расчетного сечения при малых переданных импульсах  $q \sim 0,5-0,7$  фм $^{-1}$  / как раз в той области, где находится первый максимум дифференциального сечения и где учет (np-nh) конфигураций приводит к уменьшению соответствующей переходной плотности  $\rho_{\text{el},T}^{\text{el},T}(r)$  /см. рис.1/.

Далее следует отметить незначительное различие значений коэффициентов  $N$  для расчетов с силами МЗУ и АТВ. Этого следовало ожидать, поскольку дальностействующие /малые  $q$ / компоненты этих сил очень близки /см. табл.2/. При  $E_p = 80$  МэВ расчеты с силами LF сильно отличаются от расчетов с МЗУ и АТВ. Трудно сказать, какое взаимодействие более адекватно при этой энергии. С одной стороны, импульсное приближение может быть уже неприменимо, с другой - эффективные силы должны быть комплексными.

Наблюдается сильный разброс коэффициентов  $N$  /0,15-0,52/, извлекаемых из различных реакций и при разных энергиях протонов для изовекторного  $0^+ \rightarrow 0^- / T=1/$  перехода, в то время как соответствующий коэффициент для изоскалярного перехода более стабилен /0,45-0,70/. Нам кажется, что основная причина такого разброса связана с экспериментальными проблемами отделения фона и недостаточным энергетическим разрешением. Например, в реакции  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$  сильно возбуждается состояние  $2^-, T=1, E^* = 12,967$  МэВ, а энергия возбуждения состояния  $0^-, T=1$  равна  $E^* = 12,795$  МэВ [13], т.е. энергетическое разрешение должно быть лучше чем 170 кэВ. Аналогич-

Таблица 2

Центральные  $V_0, V_\sigma, V_\tau, V_{\sigma\tau}$  [МэВ] / и тензорные  $V_{TN}, V_{TN\tau}$  [МэВ фм<sup>-2</sup>] / компоненты различных эффективных сил

$R(\Phi_M)$	МЗУ [21]	АТВ [22]	LF [23]		
			Re	Im	
1,4	$V_0$	0,0	0,0	0,0	
	$V_\sigma$	0,0	0,0	0,0	
	$V_\tau$	0,0	0,0	0,0	
	$V_{\sigma\tau}$	3,488	3,488	3,374	0,0
	$V_{TN}$	3,113	0,975	-19,290	2,812
0,7	$V_{TN\tau}$	10,508	11,625	54,008	10,181
0,55	$V_{TN}$	0,0	0,0	228,950	-25,126
	$V_{TN\tau}$	0,0	0,0	-317,620	-117,320
0,40	$V_0$	-2134,0	-2538,0	-2866,3	-1136,1
	$V_\sigma$	479,0	-36,0	-489,0	-193,7
	$V_\tau$	1176,0	224,0	-314,3	592,7
	$V_{\sigma\tau}$	480,0	450,0	363,3	107,7
	$V_{TN}$	-103,0	-91,0	-1622,3	166,3
	$V_{TN\tau}$	386,0	335,0	1926,8	864,2
0,25	$V_0$	7999,0	11062,0	14239,0	3640,8
	$V_\sigma$	-2692,0	939,0	4123,8	515,4
	$V_\tau$	-4886,0	314,0	3573,8	-2047,3
	$V_{\sigma\tau}$	-421,0	-969,0	-1249,1	-135,0
	$V_{TN}$	0,0	0,0	13102,0	1964,3
	$V_{TN\tau}$	0,0	0,0	-2065,0	-5770,8

ная ситуация наблюдается и в случае  $0^+ \rightarrow 0^-, T=1$  перехода в реакции  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F}$ . Уровень  $0^-, T=1$  является основным состоянием ядра  $^{16}\text{F}$ , а ближайший уровень  $1^-, T=1$  имеет энергию возбуждения  $E^* = 0,19$  МэВ. Можно привести еще один аргумент в пользу вышесказанного предположения. Несмотря на использование различных сил /МЗУ и АТВ/, коэффициенты N при фиксированной энергии падаю-

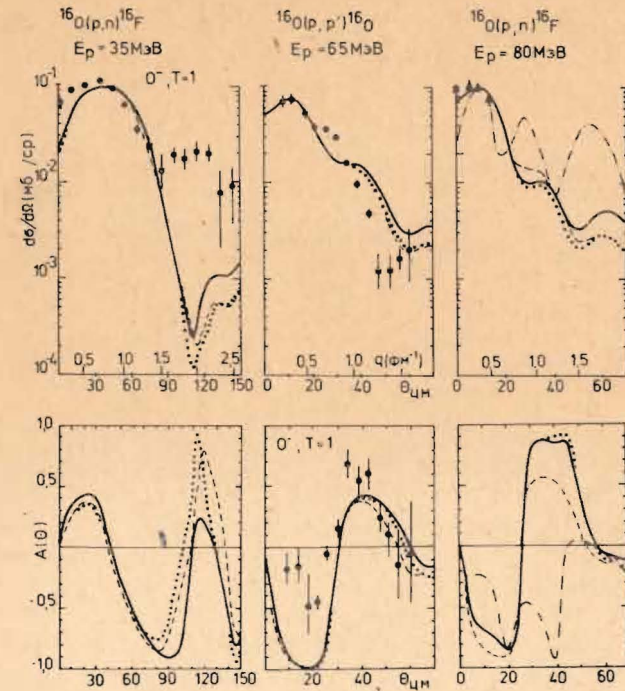


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакций  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F} / 0^-, T=1$ , основное состояние / при энергиях протонов 35 и 80 МэВ и  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O} / 0^-, T=1, E^* = 12,795$  МэВ / при  $E_p = 65$  МэВ и их анализирующие способности  $A(\theta)$ . Расчеты с (np-ph) волновыми функциями /— МЗУ, .... АТВ, —.— LF / и чистой конфигурацией /---- МЗУ/. Экспериментальные данные взяты из [13-15].

щего протона меняются весьма незначительно. Так, при энергии 35 МэВ  $N = 0,42$  и  $0,52$ , при 65 МэВ  $N = 0,24$  и  $0,27$ , при 80 МэВ  $N = 0,15$  и  $0,16$  для сил МЗУ и АТВ соответственно. При этом заметно уменьшается при увеличении  $E_p$ , т.е. с увеличением абсолютной погрешности измерений.

Рассмотрим угловые распределения /см. рис. 2 и 3/. Следует признать удовлетворительным их теоретическое описание вплоть до переданных импульсов  $q \sim 1,0$  фм<sup>-1</sup>, а иногда до  $q \sim 1,5$  фм<sup>-1</sup> за исключением реакции  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O} / 0^-, T=0, E^* = 10,952$  МэВ / при  $E_p = 65$  МэВ. Особенно сильное расхождение между теоретическими и экспериментальными сечениями имеется в реакции  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F} / 0^-, T=1$ , осн. сост. / при  $E_p = 35$  МэВ для переданного импульса в интервале  $1,5-2,5$  фм<sup>-1</sup>. Причем масштаб расхождения, как и в реакции  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O} / 0^-, T=0, E^* = 10,952$  МэВ / при  $E_p = 65$  МэВ,

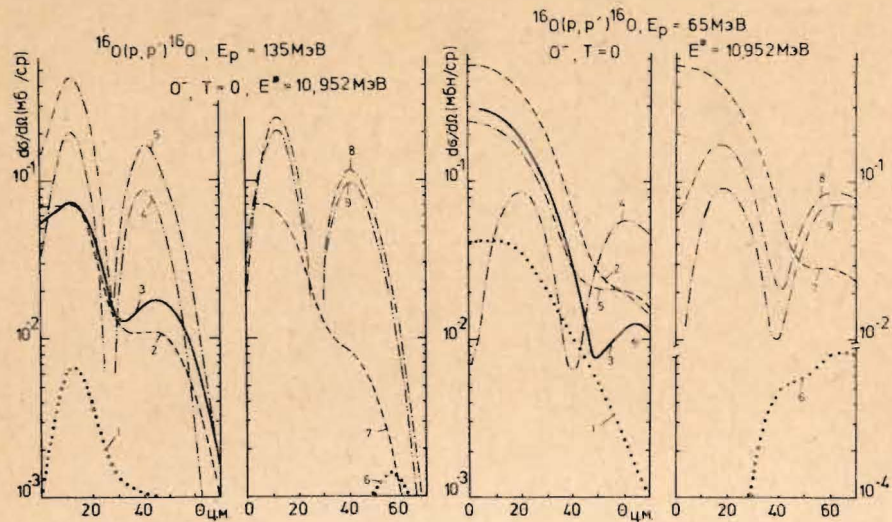


Рис. 4. Дифференциальные сечения реакции  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}/0^-, T=0, E^* = 10,952 \text{ МэВ}$ , рассчитанные с коррелированными волновыми функциями и силами LF и МЗУ при энергиях протонов 135 и 65 МэВ соответственно. 1 - Ц/П+Об/; 2 - Т/П+Об/; 3 - /Ц+Т/ /П+Об/; 4 - /Ц+Т/ П; 5 - /Ц+Т/ Об; 6 - ТП; 7 - Т Об; 8 - Ц Об.; 9 - ЦП. Здесь Ц - центральные силы, Т - тензорные силы, П - прямая компонента, Об - обменная компонента.

не зависит от используемых вариантов эффективных сил /включая несколько видов модифицированных сил МЗУ /30/ / и волновых функций.

Причин для указанного расхождения может быть несколько:

1/ В указанной области переданных импульсов для этих двух переходов сечение обусловлено деструктивной интерференцией вкладов от центральных и тензорных сил /см.рис. 4,5/, причем здесь дают существенный вклад в сечение компоненты сил, имеющие малые радиусы действия /большие  $q$ /. Однако, как уже отмечалось, такие компоненты сил плохо определены /см. табл.2/.

2/ Для таких слабых переходов могут быть важны многоступенчатые процессы /31/, однако такая возможность никогда не проверялась.

3/ В легких ядрах, таких, как  $^{16}\text{O}$  и  $^{18}\text{F}$ , может быть важно изоспиновое смешивание.

4/ Возможно, необходим более тщательный анализ экспериментальных данных с точки зрения адекватного выделения фона.

И, наконец, наблюдается некоторое расхождение в угловых распределениях при очень малых переданных импульсах  $q$ . Как показано

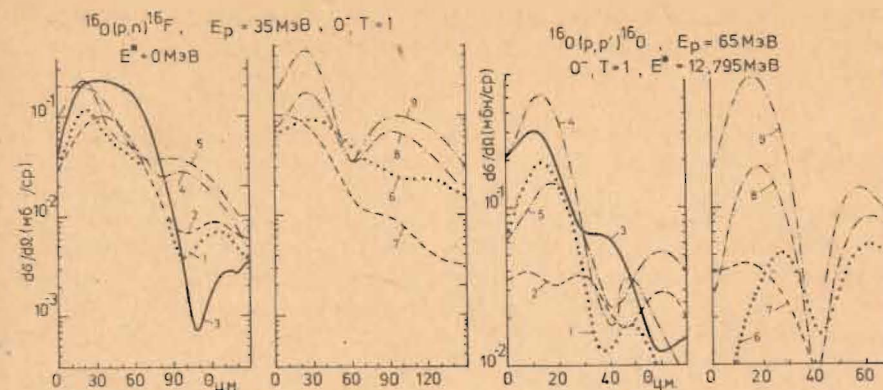


Рис. 5. Дифференциальные сечения переходов  $0^+ \rightarrow 0^-, T=1$ , рассчитанные с коррелированными волновыми функциями и силами МЗУ при энергиях протонов 35 и 65 МэВ. Обозначения те же, что на рис.4.

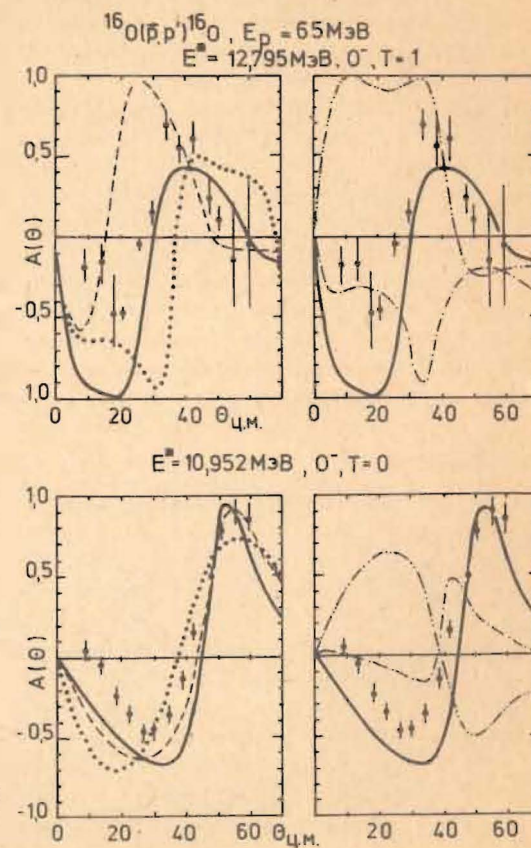


Рис. 6. Анализирующие способности  $A(\theta)$  для реакции  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$  при  $E_p = 65 \text{ МэВ}$ . Расчеты произведены с коррелированными волновыми функциями с эффективным МЗУ взаимодействием /--- только тензорные силы, ... только центральные, — центральные и тензорные силы, —•— с учетом только прямой части амплитуды рассеяния, —•— только обменное выбивание.

в <sup>32/</sup>, при рассеянии вперед играет определенную роль механизм прямого выбивания /knock-out/, т.е. механизм реакции вида  $A + a \rightarrow (B + y) + a'$ , причем частица  $a'$  детектируется, а частица  $y$  - нет.

При возбуждении изоскалярного  $0^-$ -состояния основную роль играют тензорные обменные силы /прямая часть амплитуды, обусловленная тензорными силами, мала/, тем не менее нельзя пренебрегать интерференцией между вкладом от центральных и тензорных сил, особенно при  $E_p = 65$  МэВ /см. рис. 4/. Следует отметить чрезвычайно важную роль механизма обменного выбивания нуклонов. Амплитуда процесса является сложной суммой /конструктивной или деструктивной, в зависимости от величины переданного импульса  $q$ / прямой и обменной частей.

В случае изовекторного  $0^+ \rightarrow 0^-$  перехода вклад тензорных и центральных компонент в сечение приблизительно одинаков. Результирующее сечение получается суперпозицией соответствующих амплитуд, и характер интерференции зависит от величины переданного импульса и от энергии налетающего нуклона.

Анализирующая способность  $A(\theta)$  наиболее чувствительна к зависящим от спина компонентам эффективных сил. Однако пока экспериментальные данные по  $A(\theta)$  менее обширны по сравнению с данными по сечениям реакций. Здесь можно сказать только, что в случае реакции  $^{16}\text{O}(p, p')^{16}\text{O}$  с возбуждением изовекторного и изоскалярного  $0^-$ -состояний мы получили разумное согласие расчетов  $A(\theta)$  с экспериментальными данными /см. рис. 2, 3 и 6/. Вычисления с силами МЗУ и АТВ приводят к одинаково хорошему описанию данных по  $A(\theta)$ , и результаты мало чувствительны к деталям волновых функций, за исключением реакций  $^{16}\text{O}(p, n)^{16}\text{F}(0^-, T=1)$  при  $E_p = 35$  и  $80$  МэВ.

Следует отметить несоответствие результатов расчета  $A(\theta)$  и экспериментальных данных в реакции  $^{16}\text{O}(p, p')^{16}\text{O}(0^-, T=0, E^* = 10,952 \text{ МэВ})$  при энергии налетающих протонов  $135$  МэВ. Возможно, что это является следствием существующих неопределенностей в эффективных взаимодействиях.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовались изоскалярный и изовекторный переходы  $0^+ \rightarrow 0^-$  в  $(p, p')$  и  $(p, n)$  реакциях на ядре  $^{16}\text{O}$  в области энергий от  $35$  до  $135$  МэВ. В рамках метода искаженных волн с различными эффективными NN-силами и волновыми функциями проведены расчеты дифференциальных сечений, анализирующих способностей и анализ имеющихся экспериментальных данных. Была продемонстрирована чувствительность результатов к выбору переходных плотностей и параметров эффективных сил. Оказалось, что учет корреляций волновых функций ядер  $A=16$  улучшает описание экспериментальных данных: значения сечений уменьшаются в среднем на  $40-90\%$  для изовекторных переходов и до  $40\%$  для изоскалярных. Расчеты с силами МЗУ и АТВ дали близкие результаты.

Исследование роли различных компонент эффективных взаимодействий показало, что возбуждение изоскалярного  $0^-$ -состояния определяется главным образом обменной тензорной частью амплитуды, в то время как в изовекторном возбуждении центральные и тензорные компоненты играют примерно одинаковую роль.

В целом получено удовлетворительное описание угловых распределений и анализирующих способностей в области переданных импульсов до  $1-1,5 \text{ фм}^{-1}$ . Для больших  $q$  описание заметно ухудшается. Обнаруженные расхождения могут быть обусловлены, с одной стороны, плохой определенностью эффективных сил. /Например, важную роль может играть зависимость от плотности, особенно для изоскалярных компонент <sup>33/</sup>. С другой стороны, возможно, необходимо более тщательное выделение фона при анализе экспериментальных данных.

И, наконец, рассмотрение анализирующих способностей для изучаемых реакций продемонстрировало, что исследование этих величин может быть очень полезным и перспективным для выяснения различных деталей механизма реакции, используемых волновых функций и эффективных межнуклонных взаимодействий, особенно их спиновых компонент. К сожалению, в настоящее время мы обладаем бедной экспериментальной информацией такого рода.

Авторы признательны Я.Цейпеку за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Goodman C.D. Nucl.Phys., 1982, A374, p. 241.
2. Gaarde C. Nucl.Phys., 1983, A396, p. 127.
3. Bang J. et al. Preprint NBI-84-31, 1984, Copenhagen.
4. Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 401.
5. Guichon P. et al. Phys.Rev., 1979, C19, p. 987.
6. Gayliardi C.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p. 914.
7. Minamisono T. et al. Phys.Lett., 1983, B130, p. 1.
8. Towner I.S., Khanna F.C. Nucl.Phys., 1981, A372, p. 331.
9. Kirchbach M., Kamalov S., Jager H.-U. Phys.Lett., 1984, B144, p. 319.
10. Gmitro M. et al. Czech.J.Phys., 1981, B31, p. 499.
11. Саперштейн Э.Е., Троицкий М.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, с. 103; Саперштейн Э.Е., Толоконников С.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 42, с. 1890.
12. Kelly J.J. Talk presented at the 1982 IUCF Workshop on the Interaction between Medium Energy Nucleons in Nuclei, Bloomington, Indiana, October, 28-30, 1982, Ph.D. thesis (MIT, 1981).
13. Hosono K. et al. Phys.Rev., 1984, C30, p. 746.
14. Orihara H. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p. 1318.
15. Madey R. et al. Indiana University Cyclotron Facility Scientific and Technical Report, 1983, p. 35.

16. Kerman A.K., McManus H., Thaller R.N. Ann.Phys., 1959, 8, p. 551; Glegg A.B., Satchler G.R. Nucl.Phys., 1961, 27, p. 431.
17. Gareev F.A. et al. JINR, E4-84-456, Dubna, 1984.
18. Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 1984, 39, с.1401.
19. Ohnuma H. et al. Phys.Lett., 1982, B112, p. 206.
20. Love W.G., Satchler G.R. Nucl.Phys., 1970, A159, p.1.
21. Bertsch G. et al. Nucl.Phys., 1977, A284, p. 399.
22. Anantaraman N., Toki H., Bertsch G.F. Nucl.Phys., 1983, A348, p. 269.
23. Love W.G., Franey M.A. Phys.Rev., 1981, C24, p. 1073.
24. Madsen V,A, In: Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part D, Chapter IX, Ed. by Cerny J. New York and London, Academic Press, 1975.
25. Fabrici E. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p. 844; Carlson J.D., Zafiratos C.D., Lind D.A. Nucl.Phys., 1975, A249, p.29.
26. Sakaguchi H. et al. Phys.Rev., 1982, C26, p. 944; Menet J.J.H. et al. Phys.Rev., 1971, C4, p. 1114.
27. Comfort J.R., Karp B.C. Phys.Rev., 1980, C21, p. 2162.
28. Гмитро М. и др. ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 1230.
29. Palffy L. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p. 212.
30. Orihara H. et al. In: Proceeding of the 1983 RCNP Inter. Sym. on Light Ion Reaction Mechanism, May 16-20, 1983, Osaka, p. 176.
31. Taddeucci T.N. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p. 969; Aoki Y. et al. Nucl.Phys., 1982, A382, p. 269.
32. Kim B.T., Udagawa T., Tamura T. In: Proceeding of the 1983 RCNP Inter.Sym. on Light Ion Reaction Mechanism, May, 16-20, 1983, Osaka, p. 281.
33. Von Geromb H.V. In: AIU Conference Proceedings, N 97, The Interaction Between Medium Energy Nucleons in Nuclei, 1982, p. 44.

Гареев Ф.А. и др. P4-85-151  
 Исследование  $0^+ \rightarrow 0^-$  переходов в реакциях  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$  и  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F}$

Проведены расчеты дифференциальных сечений и анализирующих способностей для изовекторных и изоскалярных переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  в реакциях  $(p,p')$  и  $(p,n)$  на ядре  $^{16}\text{O}$  при энергиях от 35 до 135 МэВ и анализ соответствующих экспериментальных данных. Вычисления проводились в рамках метода искаженных волн с учетом обменного выбивания нуклонов и эффективными межнуклонными взаимодействиями различных типов. Рассматривалось два вида волновых функций: простая частично-дырочная конфигурация  $(2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})$  и коррелированная волновая функция  $(np-nh) / n = 0,1,2$ . Продемонстрирована чувствительность результатов к выбору волновых функций и эффективных сил. Показано, что изоскалярные переходы определяются, главным образом, обменной тензорной частью амплитуды, в то время как для изовекторных возбуждений центральные и тензорные компоненты играют примерно одинаковую роль. Очевидна перспективность изучения анализирующих способностей рассмотренных реакций.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Gareev F.A. et al. P4-85-151  
 Investigation of the  $0^+ \rightarrow 0^-$  Transitions in  $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$  and  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F}$  Reactions

The calculations of the cross-sections and analysing power for the transitions  $0^+ \rightarrow 0^-$  in  $(p,p')$  and  $(p,n)$  from  $^{16}\text{O}$  for the proton energies 35-135 MeV and the analysis of available data are carried out within the framework of the microscopic antisymmetrized distorted-wave approximation with different effective interactions. We considered two models for  $A=16$  nuclei: simple particle-hole configuration  $(2s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})$  and correlated wave functions  $(np,nh)$  ( $n = 0,1,2$ ). The sensitivity of calculations to selected models and effective interactions is demonstrated. It is shown that the exchange tensor part of the reaction amplitude is dominant in  $T=0$  transitions while for  $T=1$  the central and tensor contributions are almost equal. It is also demonstrated that the study of the analysing power for these reactions is perspective.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985