

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



B-17

2503/2-77

4/2-77

P15 - 10437

Ван Сын Чан, К.А.Гриднев, Ю.В.Кангрополь,  
М.Мадея, Г.М.Осетинский

СПИН-ФЛИП В РЕАКЦИИ  $^{28}\text{Si}(pp'\gamma)^{28}\text{Si}$   
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 3,5-3,8 МэВ

**1977**

P15 - 10437

Ван Сын Чан, К.А.Гриднев, Ю.В.Кангрополь,  
М.Мадея, Г.М.Осетинский

СПИН-ФЛИП В РЕАКЦИИ  $^{28}\text{Si}(pp'\gamma)^{28}\text{Si}$   
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 3,5-3,8 МэВ

*Направлено в ЯФ*

Ван Сын Чан и др.

P15 - 10437

Спин-флип в реакции  $^{28}\text{Si}(pp'\gamma)^{28}\text{Si}$  в интервале энергий  
3,5 - 3,8 МэВ

Измерены угловая и энергетическая зависимости вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния в области энергий 3,5 - 3,8 МэВ. Найдены значения протонных парциальных шириин перехода на уровень  $2^+$  для резонансов при  $E_p = 3,51$  и  $3,71$  МэВ. Определены  $J^\pi$  для этих резонансов. Расчёты проводились по программе, учитывающей влияние соседних резонансов и вклад прямого процесса взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Van Syn Chan et al.

P15 - 10437

Spin-Flip in the Reaction  $^{28}\text{Si}(pp'\gamma)^{28}\text{Si}$   
in the Energy Range 3.5-3.8 MeV

The angular and energy dependences have been measured for the spin-flip probability and inelastic scattering cross section in the energy range 3.5-3.8 MeV. The values have been found for the proton partial widths of the transition to the level  $2^+$  for the resonances at  $E_p = 3.51$  and  $3.71$  MeV.  $J^\pi$  have been determined for these resonances. The calculations have been performed according to the programme taking into account the effect of the neighbouring resonances and the contribution of the direct interaction process.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением цикла исследований энергетической и угловой зависимости вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния при неупругом рассеянии протонов на  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{28}\text{Si}$ . Эти исследования проводились в интервале энергий 2,4 - 4,1 МэВ и описаны в работах <sup>/1-3/</sup>. В работах <sup>/1,2/</sup> реакция  $^{24}\text{Mg}(pp'\gamma)^{24}\text{Mg}$  /угловая и энергетическая зависимости вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния были описаны в рамках одноуровневого механизма составного ядра. В работе <sup>/3/</sup>, в которой исследовалась реакция  $^{28}\text{Si}(pp'\gamma)^{28}\text{Si}$ , результаты указывали на сложный характер этих зависимостей, которые, по-видимому, могут быть поняты как результат влияния близлежащих уровней, их интерференции с основным уровнем и с фоном, где под фоном понимается механизм взаимодействия, отличающийся от механизма составного ядра. В связи с отсутствием в <sup>/3/</sup> учета этого механизма взаимодействия задачей настоящей работы являлось, наряду с продолжением экспериментальных исследований энергетической и угловой зависимостей вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния на  $^{28}\text{Si}$  для резонансов 3,57 и 3,71 МэВ, сравнение экспериментальных результатов данной работы, а также работы <sup>/3/</sup> с расчетными в предположении существования сложного процесса взаимодействия. Рассмотрен вклад прямого процесса и процесса, идущего через составное ядро, а также влияние близлежащих уровней. Расчеты проводились на ЭВМ по специально составленной программе, учитывающей вклады этих механизмов реакции.

## I. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Вероятность переворачивания спина протонов определялась по измерению совпадений неупруго рассеянных протонов, приводящих к образованию первого возбужденного состояния  $2^+$ , с  $\gamma$ -квантами перехода  $E2$   $2^+ \rightarrow 0^+$  в направлении, перпендикулярном плоскости реакции. Протоны из реакции детектировались кремниевым поверхностно-барьерным детектором. Детектор  $\gamma$ -квантов состоял из фотоэлектронного умножителя ФЭУ-30 с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  размером  $50 \times 60$  мм. Энергетическое разрешение  $\gamma$ -детектора для  $E = 1,27$  МэВ  $^{22}\text{Na}$  - 9%. Фронт нарастания выходного сигнала - 4 нс. Детектор помещался в экран из свинца. Экран имеет коллиматор, который образует половинный угол из центра мишени на  $\gamma$ -детектор  $10^\circ$ . Эффективность  $\gamma$ -детектора определялась экспериментально с помощью калиброванного источника  $^{88}\text{Y}$   $E = 1,836$  МэВ/, установленного на месте мишени. В полученный результат вводилась поправка на различие в эффективности из-за различия энергий  $\gamma$ -квантов из реакции /1,78 МэВ/ и источника /1,836 МэВ/. Половинный угол из центра мишени на протонный детектор -  $2,5^\circ$ . Конструкция камеры реакции, блок-схема быстро-медленных совпадений, методика измерений и расчеты вероятности спин-флипа аналогичны применяемой ранее /3,4/. В отличие от работы /4/, сигнал с поверхностно-барьерного детектора поступал на зарядно-чувствительный предусилитель серийного изготовления ЦЭМ ОИЯИ, имеющий фронт нарастания выходного сигнала 30 нс.

Экспериментальное временное разрешение схемы отбора быстрых совпадений составляет  $\sim 6$  нс. Работа проводилась при токе пучка на мишень 0,1-0,2 мкА. Просчеты из-за мертвого времени амплитудного анализатора не превышали 9%. Время одного измерения определялось необходимостью получения статистической ошибки в резонансе  $\sim 3-5\%$  и 10% вне его. Оно составляло от 2,5 до 6 ч в зависимости от угла измерений.

## II. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

### Методика расчета

Измерялись энергетическая и угловая зависимости сечения неупругого рассеяния  $d\sigma_{\text{н.р.}}/d\Omega$  и вероятности спин-флипа  $S(\theta)$  в реакции  $^{28}\text{Si}(pp'\gamma)^{28}\text{Si}$  в области энергий от 3,50 до 3,80 МэВ. При энергиях  $E_p = 3,57$  и  $3,71$  МэВ в канале неупругого рассеяния наблюдались резонансы, соответствующие уровням ядра  $^{29}\text{P}$ , лежащие при энергиях возбуждения  $E = 6,17$  и  $6,326$  МэВ. В задачу обработки входило сравнение теоретических и экспериментальных расчетов с целью определения вкладов прямого и резонансных процессов взаимодействия, а также определения парциальных ширин изучаемых резонансов. При расчетах использовались параметры, указанные в табл. I.

Расчеты проводились из следующих теоретических предположений. В общем виде рассматривается случай, когда в сечение неупругого рассеяния и вероятность спин-флипа дают вклад как резонансы, так и прямой процесс взаимодействия. Причем резонансы считаются изолированными. Прямой процесс учитывается в приближении метода искаженных волн (DWBA). В этом случае сечение неупругого рассеяния и вероятность спин-флипа, когда ось Z выбрана вдоль импульса налетающей частицы, можно записать

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{m_b m_a} |F_{2^+}^{m_b m_a}|^2,$$

$$S(\theta) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\sum_{m_b m_a} (-1)^{m_a - m_b} F_{2^+}^{m_b m_a} F_{2^+}^{m - m_a - m_b^*}}{\sum_{m_b m_a} |F_{2^+}^{m_b m_a}|^2} \right],$$

где:  $F_{2^+}^{m_b m_a}$  - полная амплитуда неупругого процесса

с возбужденным состоянием  $2^+$  ядра мишени, которая является суммой амплитуд прямого /ПВ/ и резонансного взаимодействия /РВ/, т.е.

$$F_{2^+}^{mm_b m_a} = \text{ПВ} F_{2^+}^{mm_b m_a} + \text{РВ} F_{2^+}^{mm_b m_a} \quad /2/$$

здесь

$$\text{РВ} F_{2^+}^{mm_b m_a} = -\frac{1}{2k_a} \sum_R \sum_{L_b J_b} (2L_R + 1)^{1/2} (2L_b + 1)^{1/2} \frac{(L_b - m)!}{(L_b + m)!} \times \quad /3/$$

$$\times (L_R - m - \frac{1}{2} n_a) J_{R m_a} (L_a - m - \frac{1}{2} n_b) J_{L_b m_b} \times$$

$$\times (2m_a - m_b + m) J_{L_b m_b - m} J_{R m_a} P_{L_b}^m(\theta) S_{L_b J_b}^{L_R J_R} ;$$

$$S_{L_b J_b}^{L_R J_R} = \frac{e^{i\phi_{L_b J_b}} \sqrt{\Gamma_{p_0}^{L_R J_R} \Gamma_{p'}^{L_R J_R}}}{\Gamma_p^{L_R J_R}} \quad /4/$$

$$E_a - E_R + i \frac{\Gamma_p^{L_R J_R}}{2}$$

где:  $L_R, J_R$  - орбитальный и полный моменты резонанса;  $L_b, J_b$  - орбитальный и полный моменты вылетающей частицы;  $m_a, m_b$  - проекции спинов налетающей и вылетающей частицы;  $m$  - проекция переданного ядру орбитального момента;  $E_a, k_a$  - энергия и волновое число налетающей частицы;  $E_R$  - энергия резонанса;  $\Gamma_p^{L_R J_R}$  - полная ширина резонанса;  $\Gamma_{p_0}^{L_R J_R}$  - входная ширина резонанса;  $\Gamma_{p'}^{L_R J_R}$  - выходная ширина резонанса;  $\phi_{L_b J_b}$  - фаза.

Для  $\text{ПВ} F_{2^+}^{mm_b m_a}$  имеем

$$\text{ПВ} F_{2^+}^{mm_b m_a} = \frac{\mu}{2\pi n^2} \left(\frac{k_b}{k_a}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{5}} \beta V_{2^+}^{mm_b m_a} \quad /5/$$

где:  $\mu$  - приведенная масса;  $\beta$  - параметр деформации ядра мишени.  $V_{2^+}^{mm_b m_a}$  имеет громоздкий вид и определена в работе /5/. Экспериментально наблюдаемая вероятность спин-флипа определялась по известной формуле вида /1/

$$S(\theta) = \frac{2}{5} \frac{N_{\text{совп.}}^{\text{ист.}}}{N_p \dots \epsilon},$$

где  $N_{\text{совп.}}^{\text{ист.}}$  - количество истинных совпадений в пике неупругого рассеяния спектра совпадений;  $N_p$  - площадь пика неупругого рассеяния в отсутствие совпадений;  $\epsilon$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов. Средняя квадратичная погрешность измерений  $S(\theta)$  в резонансе и в районе резонанса не превышает 15%. Эта величина складывается из статистической погрешности измерения числа истинных совпадений / 5% в резонансе и 10% вне его / погрешности определения числа неупруго рассеянных протонов / 1% / и погрешности определения  $\epsilon$  / 10% /. Поправки на вклады подсостояний с  $M=0, \pm 2$  вводились аналогично работе /6/.

Расчеты  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  по формулам /1/-/5/ с соответствующей подгонкой к экспериментальным данным проводились по специально составленной программе /7/. Подгонка велась методом последовательного приближения. Первоначально по формуле /5/ определялся вклад прямого процесса взаимодействия с использованием параметров оптического потенциала, близких к параметрам потенциала Перея /8/. Как показали расчеты, вклад этого взаимодействия оказался мал по сравнению с измеряемым в эксперименте /2-3%/. Это дало возможность при последующем описании по формуле /2/ пренебречь величиной  $\text{ПВ} F_{2^+}$  и дальнейшие расчеты угловых зависимостей  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  в первом приближении проводить в рамках резонансной теории, т.е. считая  $F_{2^+}^{mm_b m_a} = \text{РВ} F_{2^+}^{mm_b m_a}$ , где  $\text{РВ} F_{2^+}^{mm_b m_a}$

определяется формулами /3/, /4/. Расчет проводился на ЭВМ БЭСМ-6 в режиме автоматического поиска с использованием программы FUMILI /9/. Входными па-

раметрами являлись: энергия резонанса  $E_R$ , полная ширина  $\Gamma$  и  $J^\pi$ . Подгоночным параметром при проведении расчета являлась величина  $\sqrt{\Gamma_{p_0} \Gamma_p' L_b J_b}$ . Она находилась

из лучшего совпадения расчетных значений  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  с экспериментальными данными. Основным критерием

являлась близость к 1 отношения  $\frac{\chi^2}{m-n}$ , где  $m$  - число

точек,  $n$  - число параметров. Знаки перед корнем  $\sqrt{\Gamma_{p_0} \Gamma_p' L_b J_b}$

связаны со значениями фаз. При отрицательном значении величина фазы равна  $\pi$ , при положительном - 0. В предположении  $\Gamma = \Gamma_{p_0} + \sum \Gamma_p' L_b J_b$  имеется два набора значе-

ний  $\Gamma_{p_0}$  и  $\Gamma_p' L_b J_b$ , которые могут быть найдены из

величин  $\sqrt{\Gamma_{p_0} \Gamma_p' L_b J_b}$ . В табл. 1 приведен тот набор,

для которого полученные нами  $\Gamma_{p_0}$  лучше согласуются с результатами других работ.

Методика расчета состояла в следующем. Первоначально по формулам /3/, /4/ определялись парциальные ширины для каждого отдельного резонанса. Затем для каждого резонанса учитывалось влияние соседних /не более двух/ и получались уточненные значения этих ширин, которые вновь использовались для расчета парциальных ширин соседних резонансов и т.д. Расчеты проводились до тех пор, пока ширины оставались неизменными. Естественно, т.к. в этих расчетах прямой процесс не учитывался, полученные значения парциальных ширин будут завышенными. Следующий этап - расчет по формуле /2/, в резонансный член которого подставляются найденные парциальные ширины. Необходимые для расчетов значения параметров оптического потенциала брались из табл. 2. Параметром подгонки являлась мнимая часть потенциала  $W$ , которая принимала значения 0; 3 МэВ. Критерием подгонки по формуле /2/ к экспериментальным данным являлось наилучшее согласие энергетических зависимостей  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  в области энергий, удаленных от резонанса. Да-

Таблица 1

$E_p$ МэВ	$E_x$ МэВ	$\Gamma$ кэВ	$\Gamma_p$ кэВ	$\Gamma_p$ кэВ	$\Gamma_p$ кэВ	$\Gamma_{p_0}$ кэВ
3,096	5,710	13	3,9 /15/ 3,5 /14/	3,8	$\Gamma_{1\frac{1}{2}} = 7,4 \pm 0,1$ $\Gamma_{3\frac{1}{2}} = 0$ $\Gamma_{5\frac{1}{2}} = 0,1 \pm 0,1$	$\Gamma_{1\frac{1}{2}} = 1,7 \pm 0,1$ $\Gamma_{3\frac{1}{2}} = 0$
3,334	5,942	9	6,4 /15/ 7,0 /14/	7,7	$\Gamma_{0\frac{1}{2}} = 1,2 \pm 0,2$ $\Gamma_{2\frac{1}{2}} = 0$ $\Gamma_{1\frac{1}{2}} = 6,4 \pm 0,8$	$\Gamma_{2\frac{1}{2}} = 0,10 \pm 0,05$ $\Gamma_{4\frac{1}{2}} = 0,1 \pm 0,1$ $\Gamma_{1\frac{3}{2}} = 35,6 \pm 2,5$
3,571	6,171	98	20,0 /14,15/	20,3	$\Gamma_{3\frac{1}{2}} = 33,8 \pm 2,7$ $\Gamma_{0\frac{1}{2}} = 56,4 \pm 1,0$	$\Gamma_{3\frac{1}{2}} = 1,9 \pm 1,2$ $\Gamma_{2\frac{1}{2}} = 1,3 \pm 0,5$
3,710	6,326	74	18 /15/ 9 /14/	13,4	$\Gamma_{2\frac{1}{2}} = 2,8 \pm 0,4$	$\Gamma_{4\frac{1}{2}} = 0,1 \pm 0,1$

1) Ширин взяты из работ /14,15/

2) Ширин, полученные нами

\*) При указанных значениях  $L_b J_b$   $\chi_{L_b J_b}^2 = \pi$ , в остальных случаях  $\chi = 0$  /10,11/.

Таблица 2

$V$ МэВ	$Z_U$ fm	$a_U$ fm	$Z_C$ fm	$W$ МэВ	$Z_W$ fm	$a_W$ fm	$V_{S0}$ МэВ	$Z_{S0}$ fm	$a_{S0}$ fm
51	1,25	0,65	1,25	0 или 3	1,25	0,65	10	1,25	0,47

лее, используя уточненные значения параметров оптического потенциала, мы вычисляли угловые распределения  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  для исследуемых резонансов /в нашей работе при энергиях 3,095, 3,334, 3,57, 3,71 и 3,64 МэВ/. Как показали расчеты, полученные таким образом угловые распределения мало отличались от проведенных без учета прямого процесса, и эти значения обычно являлись окончательными. В случае плохого

согласования  $\frac{\chi^2}{m-n}$  - большие/ операция подгонки про-

водилась вновь с введением новых значений некоторых входных параметров.

Из-за отсутствия в литературе данных погрешностей в определении  $\Gamma$  и  $\Gamma_{p_0}$  для рассматриваемых резонансов, расчет погрешностей парциальных ширин затруднен. В табл. 1 в связи с этим представлены максимально возможные значения этих погрешностей /в предположении  $\Delta\Gamma = 0$  и  $\Delta\Gamma_{p_0} = 0$  /.

### Результаты и обсуждения

#### а/ Резонансы при $E_p = 3,57$ и $3,71$ МэВ

Для первого из них известно  $J^\pi = 3/2^-$ . Для резонанса  $E_p = 3,71$  МэВ данные  $J^\pi$  противоречивы:  $3/2^+$  /12-14/ и  $1/2^-$  /15,16/.

На рис. 1 приведены энергетические зависимости  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  в диапазоне  $E = 3,5-3,8$  МэВ, измеренные под углами  $93^\circ$ ,  $125,5^\circ$ ,  $151,5^\circ$  в системе ц.м. На этом же рисунке представлены расчетные значения тех же величин, полученные по формулам /1/-/5/. В литературе для полных ширин исследуемых резонансов приводятся два отличающихся друг от друга набора. Поэтому расчеты энергетической зависимости проводились с введением каждого из них с тем, чтобы установить наиболее достоверный. Как видно из рисунков, первый набор параметров лучше описывает экспериментальные результаты, поэтому он и был использован для дальнейших расчетов по формуле /2/ /сплошная кривая/.

В качестве параметров потенциала при учете прямого процесса взаимодействия брались параметры из табл. 2 с мнимой частью  $W = 3$  МэВ. Как видно из рис. 1, введение прямого процесса, несмотря на малый его вклад, улучшает согласие с экспериментальными данными.

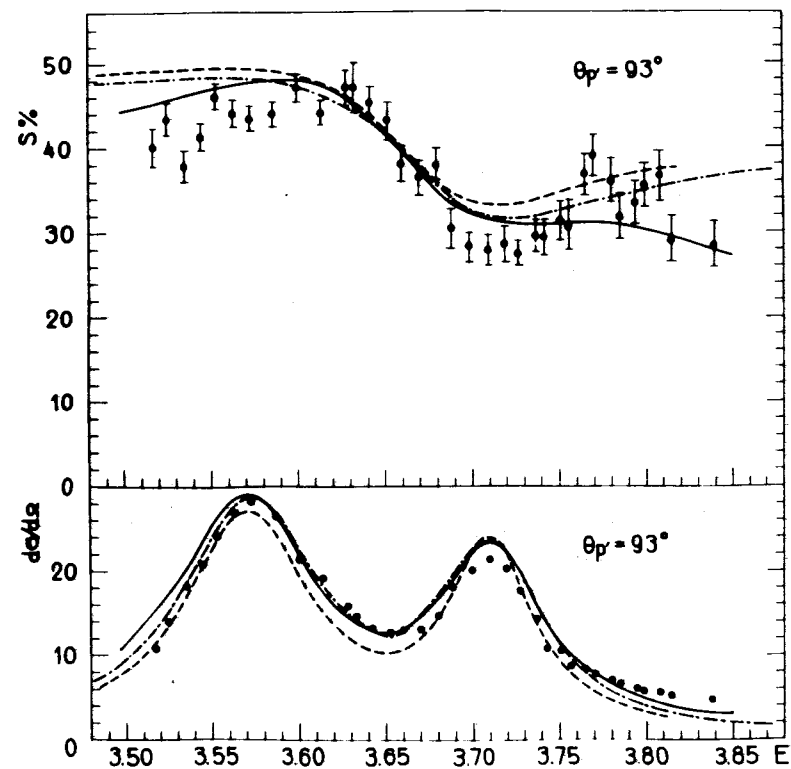
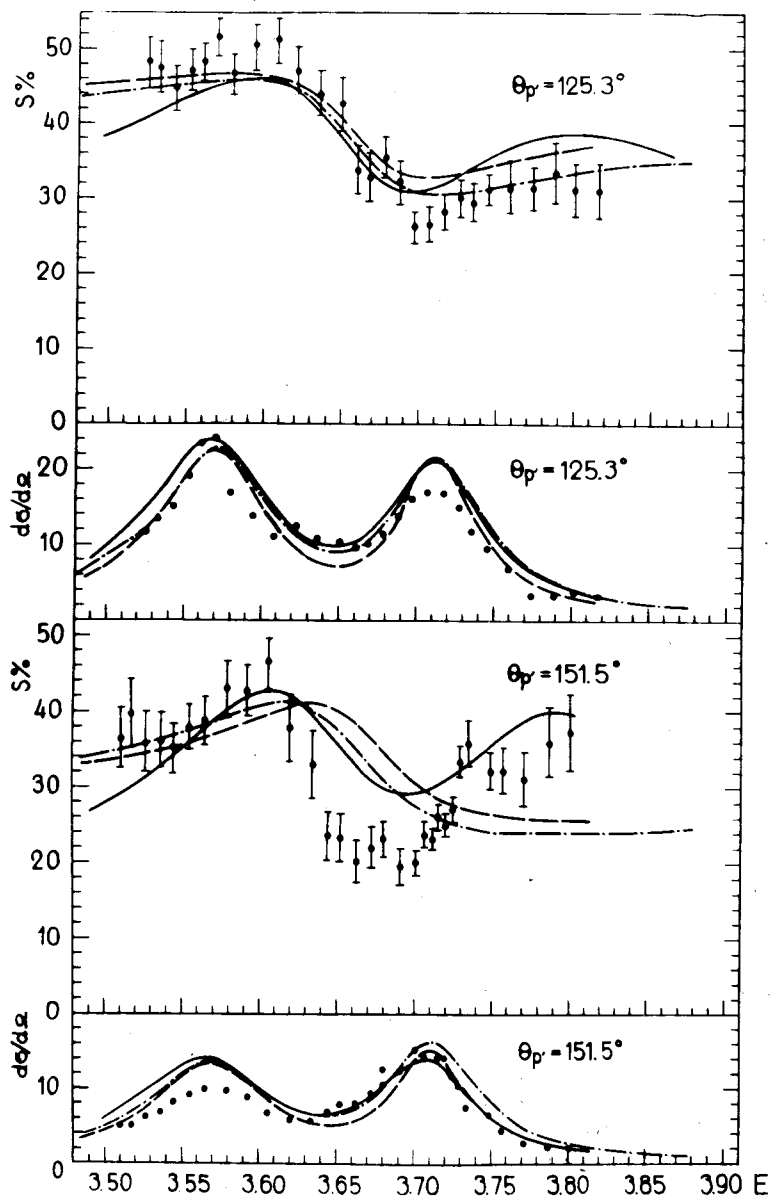


Рис. 1. Энергетические зависимости  $d\sigma_p/d\Omega$  в мб/ср и  $S$  в % в интервале энергий протонов 3,5-3,84 МэВ, измеренных под углами  $93^\circ$ ,  $125,3^\circ$  и  $151,3^\circ$  в системе центра масс. Точки на графике - экспериментальные данные. Штрих-пунктирная кривая представляет расчеты без учета прямого процесса взаимодействия при  $\Gamma = 98$  и  $74$  кэВ для резонансов при  $E_p = 3,57$  и  $3,71$  МэВ, соответственно. Пунктирная кривая - те же расчеты, но при  $\Gamma = 90$  и  $60$  кэВ. Сплошная - расчеты с учетом прямого процесса взаимодействия с параметрами, указанными в таблице 2.



На рис. 2 представлены экспериментальные угловые распределения  $d\sigma_p / d\Omega$  и  $S(\theta)$ , измеренных при  $E_p = 3,57$  МэВ. Абсолютные значения  $d\sigma_p / d\Omega$  нормированы по данным работы <sup>/15/</sup>. Приведены две расчетные кривые. Штрих-пунктирная описывает угловые распределения без учета прямого процесса взаимодействия. Сплошная - расчеты по формуле <sup>/2/</sup>. Из кривых видно, что оба описания мало чем отличаются друг от друга, что и подтверждает справедливость сделанного нами предположения о малом вкладе прямого процесса в амплитуду реакции. Полученные в результате подгонки значения парциальных ширин представлены в табл. 1.

На этом же рисунке показаны экспериментальные угловые распределения  $d\sigma_p / d\Omega$  и  $S(\theta)$  для  $E_p = 3,71$  МэВ, нормированные по данным работы <sup>/15/</sup>. Приведены расчетные значения этих зависимостей при выбранном нами значении  $J^\pi = 3/2^+$ , поскольку значение  $J^\pi = 1/2^-$  не приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом. Полученные в результате расчета парциальные ширины представлены в табл. 1.

Для подтверждения правильности выбранного нами значения  $J^\pi$  этого резонанса были проведены измерения угловых распределений  $d\sigma_p / d\Omega$  и  $S(\theta)$  для  $E = 3,64$  МэВ. Результаты даны на рис. 3. Здесь же представлены расчетные значения этих величин. Расчеты проводились по формулам <sup>/3/</sup>, <sup>/4/</sup> с учетом влияния резонансов при  $E_p = 3,57$  МэВ  $J^\pi = 3/2^-$  и  $E_p = 3,71$  МэВ  $J^\pi = 3/2^-$  с ширинами, найденными ранее. Полученное удовлетворительное согласие расчетных значений с экспериментальными подтверждает правильность найденных значений спинов и четности исследуемых резонансов.

Величины парциальных ширин для резонансов  $E_p = 3,57$  МэВ опубликованные в настоящей работе, несколько отличаются от данных, представленных нами ранее <sup>/17/</sup>. Для резонанса при  $E_p = 3,71$  МэВ это различие возникло из-за того, что в работе <sup>/17/</sup> было использовано значение полной ширины <sup>/48 кэВ/</sup>, взятой из работы <sup>/13/</sup>. Данные настоящей работы учитывают более поздние результаты, опубликованные в работе <sup>/14/</sup>. Для резонанса при  $E_p = 3,57$  МэВ некоторые различия связаны с добавлением



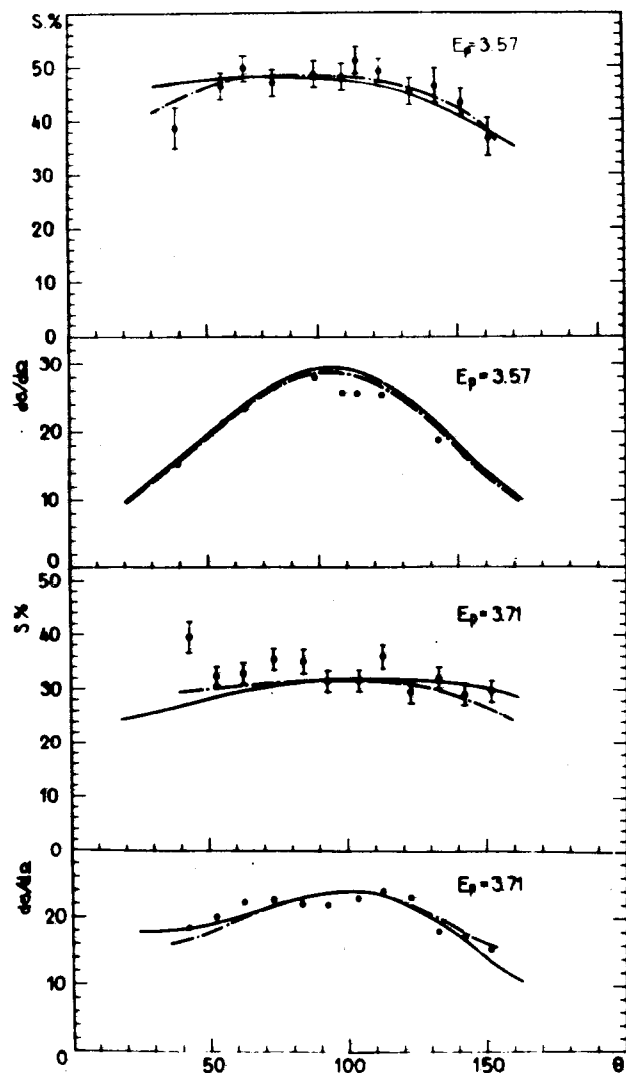


Рис. 2. Угловые распределения сечения неупругого рассеяния ( $d\sigma_p'/d\Omega$ ) мб/ср и вероятности спин-флипа  $S$  в %, измеренных в резонансах при  $E_p = 3,57$  МэВ /верхняя часть рисунка/ и  $E_p = 3,71$  МэВ. Точки на графике - экспериментальные данные. Обозначения кривых аналогичны указанным на рис. 1.

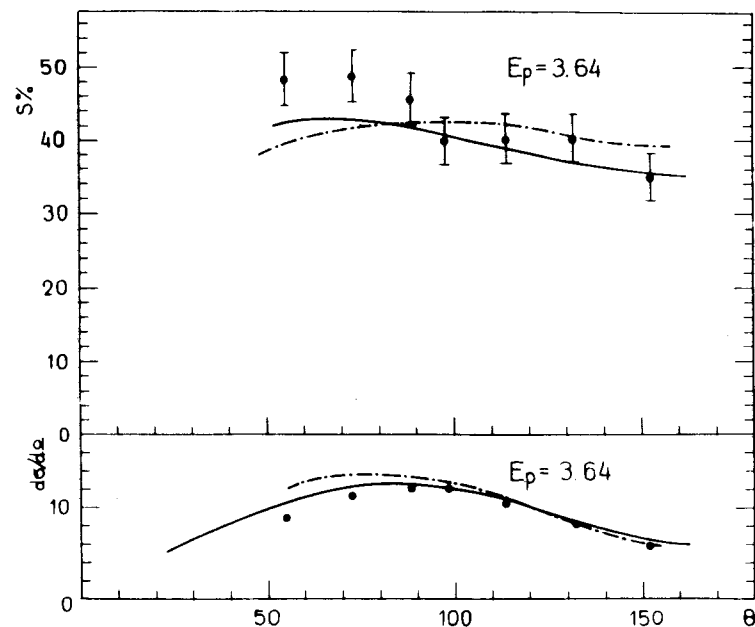


Рис. 3. Угловые распределения ( $d\sigma_p'/d\Omega$ ) в мб/ср и  $S$  в % при  $E_p = 3,64$  МэВ. Система измерений и обозначение кривых на рисунках аналогичны указанным на рис. 1.

неучтенных ранее парциальных ширин и изменением влияния резонанса при  $E_p = 3,71$  МэВ.

б/ Резонансы  $E_p = 3,095$  МэВ  $J^\pi = 5/2^-$  и  
 $E_p = 3,334$  МэВ  $J^\pi = 3/2^+$

Изучение угловой и энергетической зависимостей  $d\sigma_p'/d\Omega$  и  $S(\theta)$  для этих резонансов проведено в работе /3/, где для резонанса  $E_p = 3,095$  МэВ из одноуровневого приближения были найдены парциальные ширины  $\Gamma_p \Gamma_B J_B$ .

Для резонанса  $E_p = 3,334$  МэВ в цитируемой работе приведены только экспериментальные данные для угловых и энергетических зависимостей  $d\sigma_p'/d\Omega$  и  $S(\theta)$ . Из работы /3/ следует, что при изменении энергии налета-

ющих протонов в районе этого резонанса вероятность спин-флипа сильно зависит от энергии и не может быть объяснена в рамках одноуровневого приближения. С учетом этого нами проведено описание экспериментальных угловых и энергетических зависимостей  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$ , взятых из работы /3/ в рамках описанной выше модели. Расчеты проводились с учетом резонанса при энергии 3,57 МэВ /с ширинами, найденными ранее/ взаимного влияния резонансов  $E_p = 3,095$  и 3,334 МэВ и прямого процесса взаимодействия. Использовались параметры оптического потенциала, приведенные в табл. 2. В результате проведенных расчетов было найдено, что парциальные ширины для резонанса  $E_p = 3,095$  МэВ /табл.1/ мало отличаются от приведенных в работе /3/ /см. рис. 4, где представлены расчетные угловые распределения и экспериментальные данные, взятые из работы /3/ для  $E_p = 3,095$  МэВ/. Для энергетической зависимости в районе этого резонанса /рис. 5/ удовлетворительного согласия расчетных значений с экспериментальными получить не удалось. Результаты расчета угловых распределений  $d\sigma_p/d\Omega$  и  $S(\theta)$  для энергии налетающих протонов 3,334 МэВ приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, теоретические результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. На рис. 5 вместе с экспериментальными данными из работы /3/ представлены результаты расчета энергетической зависимости этих величин в районе резонанса  $E_p = 3,334$  МэВ. Из рис. 5 видно, что только введение прямого процесса взаимодействия /сплошная кривая/ приводит к удовлетворительному согласию с экспериментальными результатами, причем влияние мнимой части оптического потенциала, как и следовало ожидать, особенно сказывается вне резонанса. Полученные значения парциальных ширин приведены в табл. 1.

Таким образом, на основании полученных экспериментальных результатов подтверждено значение спинов и четностей резонансов при  $E_p = 3,51$  и 3,71 МэВ. Определены протонные парциальные ширины перехода на уровень  $2^+$  для этих резонансов и резонанса при  $E_p = 3,334$  МэВ. Для резонанса  $E_p = 3,71$  МэВ найдено, что полная ширина  $\Gamma = 74$  кэВ, опубликованная в рабо-

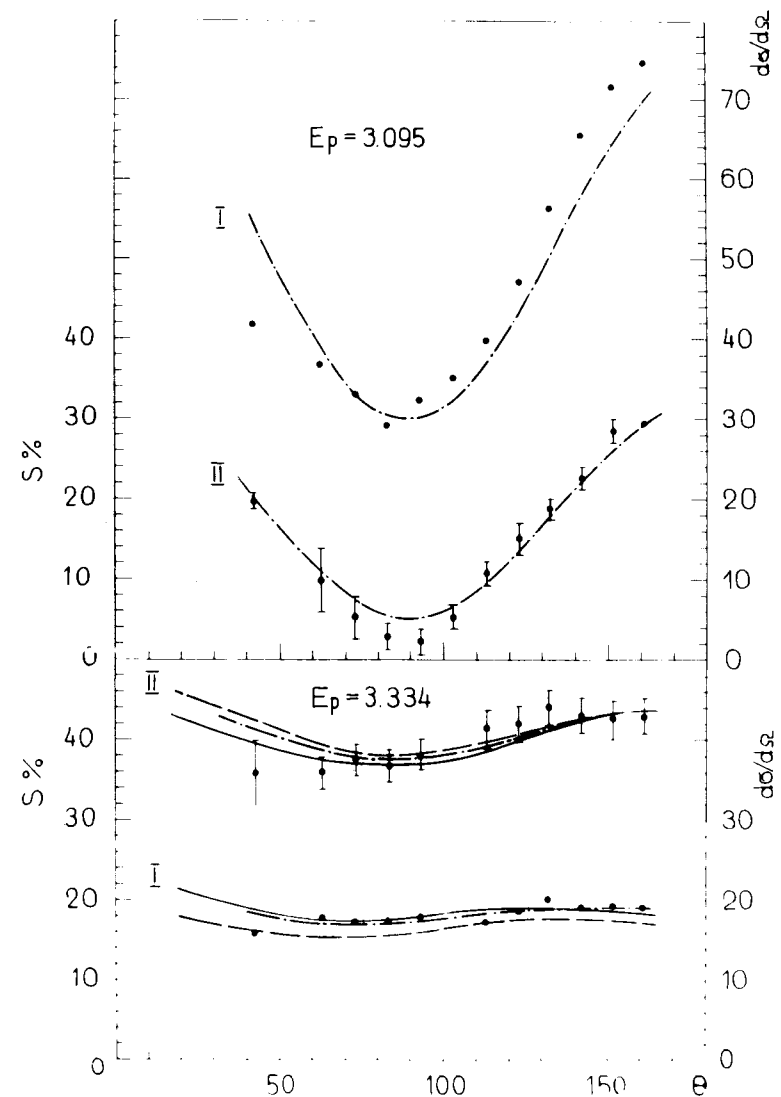


Рис. 4. Угловые распределения  $d\sigma_p/d\Omega$  в мб/ср и  $S$  в % для резонансов при  $E_p = 3,095$  и 3,334 МэВ. Точки на графике - экспериментальные значения из работы /3/. Пунктирная и сплошная кривые - расчеты по формуле /2/ с мнимой частью потенциала  $W = 0$  и  $W = 3$  МэВ соответственно. Штрих-пунктирная кривая - расчеты без учета прямого процесса.

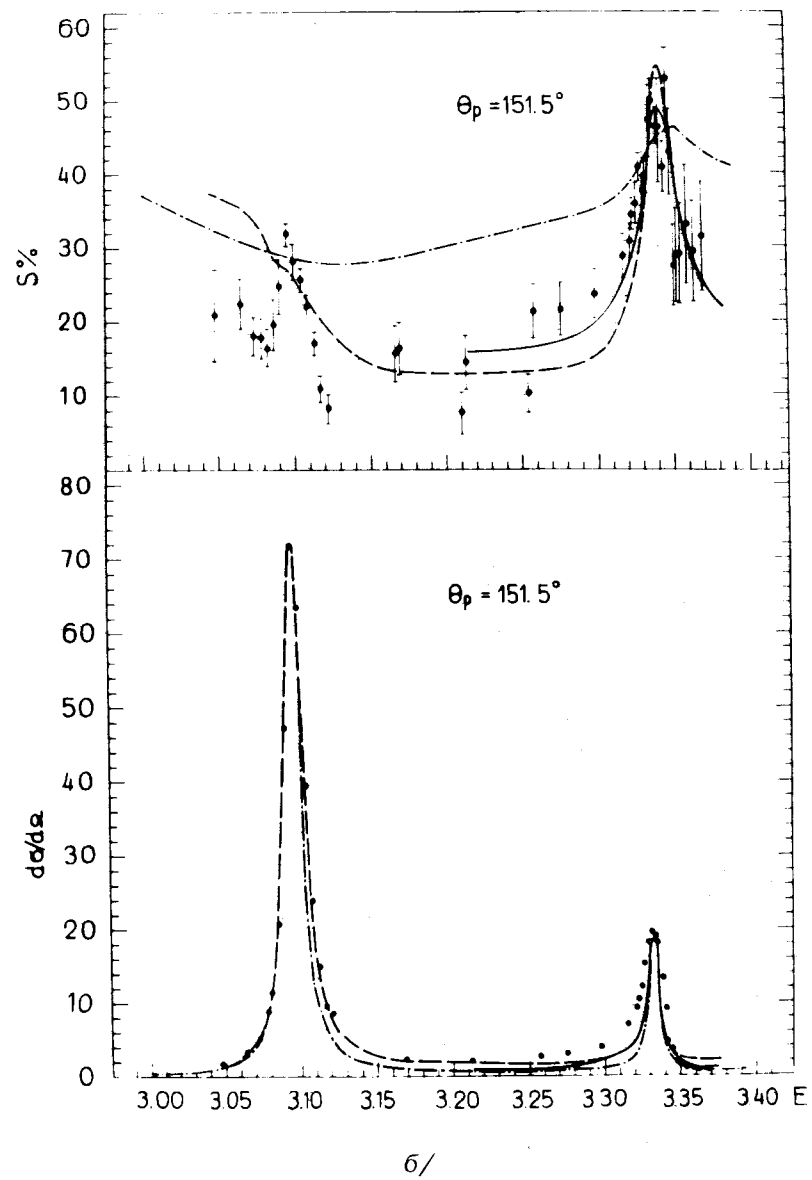
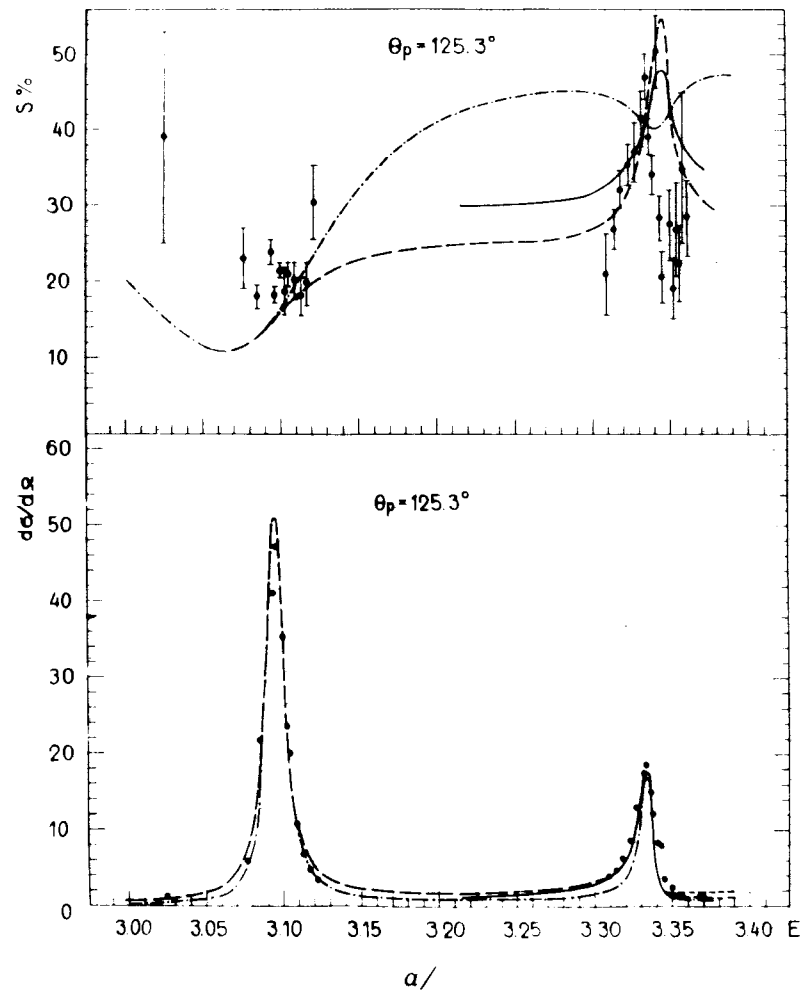


Рис. 5а,б. Энергетическая зависимость ( $d\sigma_p/d\Omega$ ) в мб/ср и  $S$  в % в интервале энергий протонов 3,02 - 3,37 МэВ, измеренных под углами  $125,3^\circ$ ,  $151,5^\circ$  в системе центра масс. Точки на графике - экспериментальные данные из работы [3]. Обозначения кривых аналогичны показанным на рис. 4. Данные представлены в системе центра масс.

тах /14,15/, более предпочтительна, чем значения  $\Gamma = 50 \pm 10$  кэВ, указанные в работе /13/. Проведены расчеты энергетической зависимости сечения неупругого рассеяния и вероятности спин-флипа при возбуждении первого состояния  $2^+$  ядра  $^{28}\text{Si}$  в интервале энергий 3,08 - 3,8 МэВ, которые показали, что вклад прямого процесса в сечение мал, однако его учет сильно влияет на энергетическую зависимость вероятности спин-флипа.

Авторы благодарят В.С.Надеждина за помощь в создании  $\gamma$ -спектрометра, а также М.В.Савенкову и А.А.Богдзеля за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голубев С.Л., Курепин А.Б., Лихошерстов В.Н., Осетинский Г.М., Фарук М.А. ЯФ, 1975, 21, 251.
2. Golubev S.L., Karepin A.B., Likhosherstov N.S., Topilskaya N.S., Osetinsky G.M. Phys. Lett., 1975, 53B, 445.
3. Ван Сын Чан, Голубев С.Л., Комсан М.Н.Х., Курепин А.Б., Лихошерстов В.Н., Осетинский Г.М. ЯФ, 1975, 22, 911.
4. Голубев С.Л., Курепин А.Б., Лихошерстов В.Н., Осетинский Г.М., Фарук М.А. ОИЯИ, Р15-7682, Дубна, 1974.
5. Satcher G.R. Nucl. Phys., 1964, 55, 1.
6. Kolata J.J., Golonsky A. Phys. Rev., 1969, 182, 1073.
7. Ван Сын Чан, Гриднев К.А., Краснов Л.В., Кангрополь Ю.В., Мадея М., Осетинский Г.М. ОИЯИ, Р10-10340, Дубна, 1976.
8. Perey F.G. Phys. Rev., 1963, 131, 745.
9. Соколов С.Н., Силин И.Н. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
10. Thompson W.J., Adams J.L. and Pobson D. Phys. Rev., 1968, 173, 975.
11. Thompson W.J. Nucl. Data Tables, 1969, A6, 129.
12. Vorona J., Olness J.W., Haerberli W. and Lewis H.W. Phys. Rev., 1959, 116, 1963.
13. Gearhart N.L., Hausman H.J., Morgan J.F., Notton G.A. and Tsoupar N. Phys. Rev., 1974, C10, 1793.
14. McEver N.C., Arnold L.G. and Donolghue T.R. Proc. of the Fourth Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear React. pp.601, Zurich, 1975.
15. Belote T.A., Kashy E. and Risser J.R. Phys. Rev., 1960, 122, 3.
16. Сорока В.И., Пучеров Н.И. ЯФ, 1969, 9, 1159.

17. Ван Сын Чан, Гриднев К.А., Кангрополь Ю.В., Мадея М., Осетинский Г.М. Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, 15-19 июля 1976, Дубна, стр. 193.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 февраля 1977 года.