

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



B-17

P15 - 8482

1213/2-75

31/III-75

Ван Сын Чан, С.А.Голубев, М.Н.Х.Комсан,  
А.Б.Курепин, В.Н.Лихошерстов, Г.М.Осетинский

СПИН-ФЛИП ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ  
ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ  $^{28}\text{Si}$

**1974**

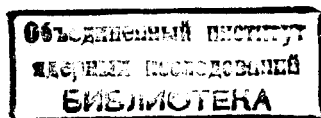
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 8482

Ван Сын Чан, С.А.Голубев\*, М.Н.Х.Комсан,  
А.Б.Курепин\*, В.Н.Лихошерстов\*, Г.М.Осетинский

**СПИН-ФЛИП ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЙАНИИ  
ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ  $^{28}\text{Si}$**

Направлено в ЯФ и на XXV совещание по ядерной  
спектроскопии и структуре атомного ядра  
(Ленинград, 1975)



---

\* Институт ядерных исследований АН СССР.

## 1. Введение

За последние годы опубликован ряд экспериментальных работ по определению вероятности спин-флипа при неупругом рассеянии протонов с возбуждением в конечном ядре уровня  $2^+$ , выполненных методом измерений  $(p, p' \gamma)$ -корреляций /1-9/.

В работах /2,3/ в основном исследовалась спин-орбитальная зависимость потенциала при анализе по оптической модели механизма прямого взаимодействия. Целью экспериментов /4-9/ выполненных при энергиях, соответствующих образованию уровней составного ядра, являлось определение параметров резонанса, а также парциальных ширин неупругого рассеяния. Последние данные использовались для построения некоторых компонент волновой функции распадающегося аналогового или соответствующего ему связанного родительского состояния. К работам этого направления следует отнести исследование угловой и энергетической зависимости вероятности спин-флипа на  $^{24}\text{Mg}$  /8,9/, проведенное в области резонансных энергий падающих протонов  $E_p = 2,41$  и  $4,01$  МэВ. Было показано, что на изолированных резонансах составного ядра вероятность спин-флипа не зависит от энергии, а в случаях  $s$ -распада изолированного резонанса величина вероятности спин-флипа определяется только спином уровня составного ядра и не зависит от ширин уровней.

Настоящую работу следует рекомендовать как продолжение исследований /8,9/. Здесь приводятся результаты измерений энергетической и угловой зависимости вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния на ядрах мишени  $^{28}\text{Si}$  в области двух резонансов составного ядра  $^{29}\text{P}$  при энергии протонов в районе

$E_p = 3,095$  и  $3,334$  МэВ. Основная задача исследований - экспериментальное определение влияния фона неупругого рассеяния на энергетическую и угловую зависимость вероятности спин-флипа, а также определение парциальных ширин неупругого рассеяния.

## 2. Методика эксперимента

Определение вероятности переворачивания спина проводилось 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,  $\gamma$ -кванты - сцинтилляционным детектором, который состоял из фотоэлектронного умножителя АУР-56 с кристаллом NaJ размером  $1\frac{3}{4}'' \times 2''$ , окруженным коллиматором из свинца.

Половинный угол из центра мишени на протонный и  $\gamma$ -детекторы составлял  $2,5^\circ$  и  $10^\circ$  соответственно. Эффективность  $\gamma$ -детектора определялась экспериментально. Для этого мишень заменялась калиброванным радиоактивным источником  $^{88}\text{Y}$  /  $E_\gamma = 1,836$  МэВ/, и в полученный результат вводилась поправка на различие эффективности из-за различия энергий  $\gamma$ -квантов от источника и энергии  $\gamma$ -квантов из реакции /1,78 МэВ/. Погрешность в определении абсолютной эффективности составляла  $\sim 10\%$ . В работе использовалась самоподдерживающаяся мишень  $\text{SiO}_2$  толщиной  $25 \div 30$  мкг/см<sup>2</sup>. Число атомов кремния в мишени определялось по измерению упругого рассеяния  $^3\text{He}$  на этой мишени. Упругое рассеяние /измерено под углом  $90^\circ$ / принималось Резерфордским, причем справедливость этого подтверждена в работе /10/. Конструкция камеры, методика измерений, электронная блок-схема быстро-медленных совпадений, с помощью которой проводилось измерение, формула расчета экспериментально наблюдаемой вероятности спин-флипа аналогичны описанным ранее /8,9/. Поправки на конечные размеры детекторов вводились аналогично тому,

как это делалось в работе /11/. При проведении эксперимента ток на мишень составлял  $\sim 0,1 \div 0,3$  мкА. Просчеты из-за мертвого времени амплитудного анализатора составляли  $2 \div 10\%$  /в зависимости от угла рассеяния/. Фон случайных совпадений не превышал  $\sim 7\%$ . Представленные на рисунках экспериментальные данные являются результатами усреднения нескольких серий измерений. Показаны среднеквадратичные ошибки. В случаях, когда они были меньше статистических, на рисунок наносились последние. Измерения вблизи резонанса проводились со статистической ошибкой не хуже 5%. Вне резонанса она доходила до 20%. Время измерения одной экспериментальной точки составляло от 3 до 6 часов.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В настоящей работе измерялись энергетическая и угловая зависимость вероятности спин-флипа, а также дифференциальные сечения неупругого рассеяния протонов в реакции  $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^* / 2^+, 1,78$  МэВ/ в области резонансов составного ядра при энергиях падающих протонов  $E_p = 3,095$  и  $3,334$  МэВ. Согласно работе /12/ при указанных энергиях падающих протонов в канале неупругого рассеяния наблюдаются достаточно сильные резонансы, соответствующие уровням ядра  $^{29}\text{P}$ , лежащим при энергиях возбуждения  $E_x = 5,711$  и  $5,942$  МэВ и имеющим  $J^\pi = 5/2^-$  и  $3/2^+$  соответственно. Из анализа угловых распределений неупруго рассеянных протонов авторы получили, что эти резонансы образуются  $f_{5/2^-}$  и  $d_{3/2}$ -волнами и распадаются, испуская соответственно  $p$ - и  $s$ -протоны. Полные ширины резонансов  $\Gamma = 12,9$  и  $8,4$  кэВ. Эти данные использовались в наших расчетах.

### А. Резонанс при $E_p = 3,095$ МэВ, $J^\pi = 5/2^-$

На рис. 1-3 представлены экспериментальные результаты измерения энергетической зависимости вероятности спин-флипа /точки/ и дифференциального сечения неупругого рассеяния /в относительных единицах, сплошная кривая/ при углах рассеяния  $90^\circ$ ;  $125,3^\circ$  и  $151,6^\circ$  в с.ц.м.

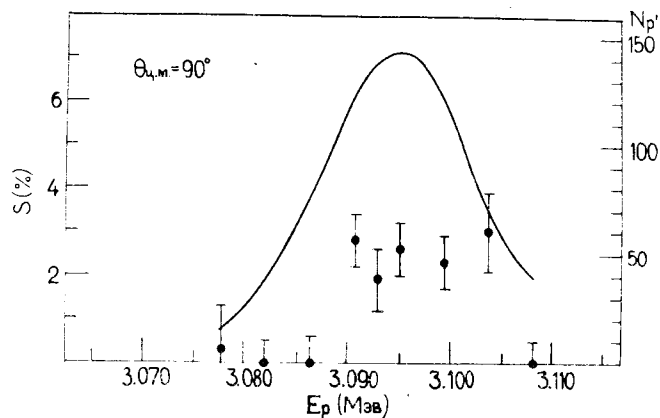


Рис. 1. Экспериментальные точки - энергетическая зависимость вероятности спин-флипа в районе резонанса 3,095 МэВ при  $\theta_{p'} = 90^\circ$  с.ц.м. По оси абсцисс - энергия в МэВ, по оси ординат - вероятность спин-флипа в %. Сплошная кривая - дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов в относительных единицах.

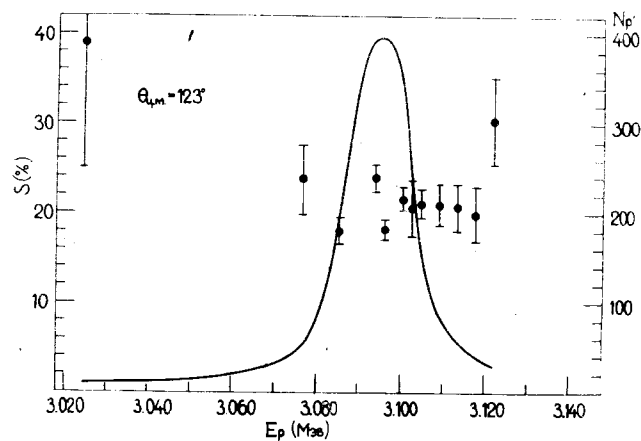


Рис. 2. Экспериментальные точки - энергетическая зависимость вероятности спин-флипа в районе резонанса 3,095 МэВ при  $123,3^\circ$  с.ц.м. Сплошная кривая - дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов в относительных единицах.

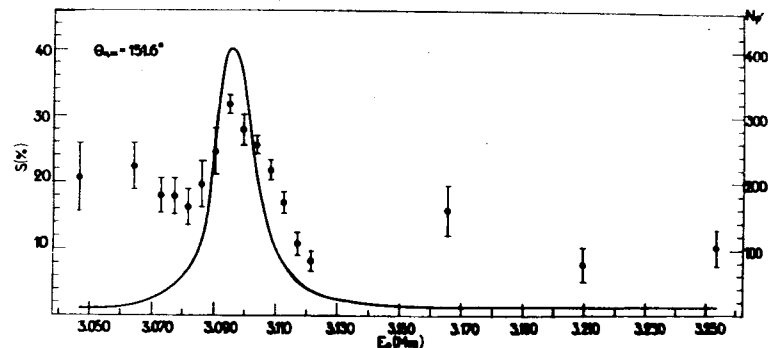


Рис. 3. Экспериментальные точки - энергетическая зависимость вероятности спин-флипа в районе резонанса 3,095 МэВ при  $\theta_{p'} = 151,6^\circ$  с.ц.м. Сплошная кривая - дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов в относительных единицах.

Первые два угла выбраны так, чтобы обращались в нуль полиномы Лежандра первого и второго порядка.

Видно, что при углах рассеяния  $90^\circ$  и  $151,6^\circ$  вероятность спин-флипа имеет явно выраженную энергетическую зависимость, в то время как при  $\theta_p = 125,3^\circ$  такой зависимости в пределах точности эксперимента не наблюдается. Качественно это можно понять, предположив для этого резонанса наличие гладкого фона неупругого рассеяния, являющегося "хвостом" более высоких  $p$ -волновых резонансов с большими ширинами  $\approx 100$  кэВ/.

В общем виде вероятность спин-флипа можно записать как

$$S = d\sigma_{s.f.}/d\sigma_{p'} \quad /1/$$

где  $d\sigma_{s.f.}$  - дифференциальное сечение спин-флипа,  $d\sigma_{p'}$  - дифференциальное сечение неупругого рассеяния. Из /1/ следует, что изменение ориентации спина протона при неупругом рассеянии на четно-четном ядре происходит лишь в том случае, когда ему соответствует испускание  $\gamma$ -кванта мультипольности  $L = 2; M = \pm 1$  в конечном ядре.

Но такие кванты испускаются преимущественно в направ-

лении оси z, перпендикулярной плоскости реакции. Отсюда, если амплитуду неупругого рассеяния записать в такой системе координат, то

$$d\sigma_{s.f} = \frac{1}{2} \sum_{m_s m_s'} |f_{p' m_s' p m_s}^M|^2, \quad /2/$$

$$d\sigma_{p'} = \frac{1}{2} \sum_{m_s m_s'} |f_{p' m_s' p m_s}^M|^2, \quad /3/$$

$$f_{p' m_s' p m_s}^M(\theta_{p'}) = \quad /4/$$

$$= -\frac{2\pi i}{k_p} \sum C_1 C_2 C_1' C_2' S_{l' j' l j} Y_{l' m_{l'}}^* \left(\frac{\pi}{2}, 0\right) Y_{l m_l} \left(\frac{\pi}{2}, \theta_{p'}\right),$$

где  $C_1 C_1'$  и т.д. - соответствующие коэффициенты Клебша-Гордона во входном и выходном каналах, например,

$$C_1 = \left(\frac{1}{2} l m_s m_l | j m_j\right), \quad C_2 = (2j' M m_j | l m_j) \quad \text{и т.д.}$$

$S_{l' j' l j}^{J\pi}$  - элемент матрицы рассеяния;  $Y_{l m_l}(\theta, \phi)$  - сферические гармоники;  $l, l'$  - орбитальный момент протона до и после рассеяния;  $j, j'$  - полный момент протона до и после рассеяния;  $m_l, m_l', m_s, m_s', m_j, m_j'$  - проекции на ось z орбитального момента, спина и полного момента протона. Записав S - матричный элемент в одноуровневом приближении

$$S_{l' j' l j}^{J\pi} = -\exp(i a) \frac{i(\Gamma_p \Gamma_{p'}^{l' j'})^{1/2}}{E - E_0 - i\Gamma/2} \quad /5/$$

/a - фаза;  $\Gamma_p, \Gamma_{p'}^{l' j'}, \Gamma$  - соответственно упругая, парциальная неупругая и полная ширины/ и подставив выражения /2÷5/ в формулу /1/, можно видеть, что резонансные энергетические члены сокращаются. Т.е. отсюда получаем, что для изолированного резонанса вероятность спин-флипа не зависит от энергии. В случае, когда существенен вклад от какого-либо нерезонансного процес-

са в сечение неупругого рассеяния, формулу /1/ можно представить в виде

$$S = \frac{d\sigma_{s.f.}}{d\sigma_{p' \text{рез}} + d\sigma_{p' \text{фон}} + d\sigma_{p' \text{интерф.}}}, \quad /6/$$

где сечение неупругого рассеяния содержит резонансную, фоновую и интерференционную компоненты. Из /6/ видно, что сокращения резонансных энергетических множителей не происходит. По-видимому, такая возможность и проявляется в нашем эксперименте.

На рис. 4 представлены угловые распределения не-

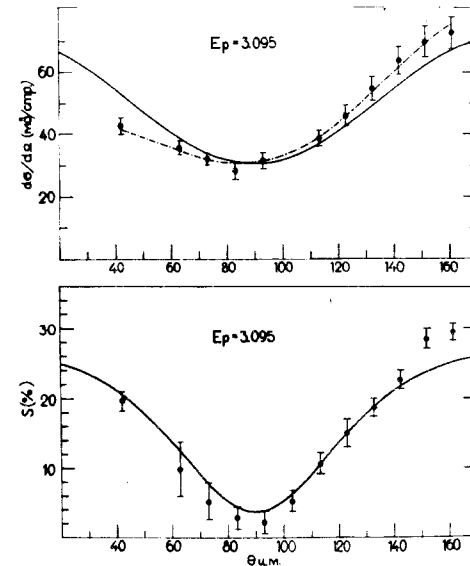


Рис. 4. Верхняя часть рисунка: экспериментальные точки - угловое распределение неупругого рассеяния протонов при  $E_{рез.} = 3,095$  МэВ. Пунктирная кривая - разложение по полиномам Лежандра. Сплошная кривая - расчетные значения, полученные по формуле /1/ при  $\Gamma_{1/2} / \Gamma_{13/2} = 5$ . По оси абсцисс - угол рассеяния в с.у.м.; по оси ординат - сечение в мбарн/ср. Нижняя часть рисунка: экспериментальные точки - угловая зависимость вероятности спин-флипа при  $E_{рез.} = 3,095$  МэВ. Сплошная кривая - расчетные значения при этих же значениях  $\Gamma_{1/2} / \Gamma_{13/2}$  по формуле /1/. По оси ординат - вероятность спин-флипа в %.

упругого рассеяния /вверху/ и вероятности спин-флипа /внизу/, измеренных в резонансе. Прерывистая кривая - результат подгонки по полиномам Лежандра с использо-

ванием разложения  $d\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} \sum_{L=0}^n B_L P_L(\cos\theta)$  по методу  $\chi^2$ , причем  $\frac{\chi}{m-n} \sim 1$  / m - число экспери-

ментальных точек, n - число параметров/. Коэффициенты разложения приведены в табл. 1.

Видно, что нечетные полиномы достаточно велики.

Сплошной кривой на рис. 4 представлен результат расчета угловых распределений вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния для изолированного p - волнового /по выходному каналу/ резонанса, выполненный с использованием выражений /1-5/. Варьируемым параметром являлось отношение протонных парциальных ширин неупругого рассеяния при распаде на уровень  $2^+$

$$\Gamma_{e'j'_1} / \Gamma_{e'j'_2} \equiv \Gamma_{1\frac{1}{2}} / \Gamma_{1\frac{3}{2}}, \text{ где } j' = \ell' \pm 1/2.$$

Величины  $\Gamma_{p1}$ ,  $\Gamma$  и  $E_0$  взяты из работы /12/. Угловое распределение вероятности спин-флипа удовлетворительно описывается в интервале углов  $40^\circ \div 140^\circ$  при  $\Gamma_{1\frac{1}{2}} / \Gamma_{1\frac{3}{2}} =$

$4 \div 6$ . На рисунке показан случай, когда это отношение равно 5, т.е.  $\Gamma_{1\frac{3}{2}} = 1,5 \text{ кэВ}$ ,  $\Gamma_{1\frac{1}{2}} = 7,5 \text{ кэВ}$ . Отрицательное

значение  $\sqrt{\Gamma_{1\frac{1}{2}} / \Gamma_{1\frac{3}{2}}}$  не удовлетворяет экспериментальным данным при любом отношении ширин. Угловое распределение неупругого рассеяния в одноуровневом приближении достаточно хорошо описать не удастся/особенно на большие и малые углы/. Последнее неудивительно, т.к. спин-флип в эксперименте зависит от энергии, т.е. резонанс при  $E_p = 3,095 \text{ МэВ}$  не является изолированным.

Б. Резонанс при  $E_p = 3,334 \text{ МэВ}$ ,  $J^\pi = 3/2^+$ .

На рис. 5,6 показана энергетическая зависимость спин-флипа /точки/ и сечения неупругого рассеяния в отн.ед. /сплошная кривая/ для углов рассеяния  $125,3^\circ$

Таблица 1

$E_{\text{рез}} / \text{МэВ}$	$B_0$	$B_1$	$B_2$	$B_3$
3,095	$0,605 \pm 0,034$	$-0,168 \pm 0,026$	$0,324 \pm 0,029$	$-0,060 \pm 0,031$
3,334	$0,184 \pm 0,023$	$-0,0138 \pm 0,0027$	-	-

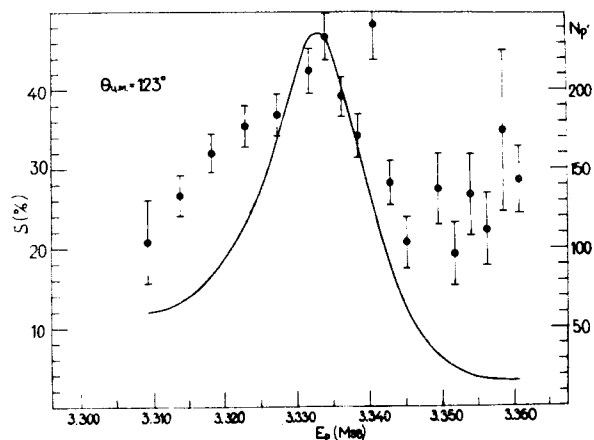


Рис. 5. Экспериментальные точки - энергетическая зависимость вероятности спин-флипа в районе резонанса 3,334 МэВ при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 125,3^\circ$  с.ц.м. Сплошная кривая - дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов в относительных единицах.

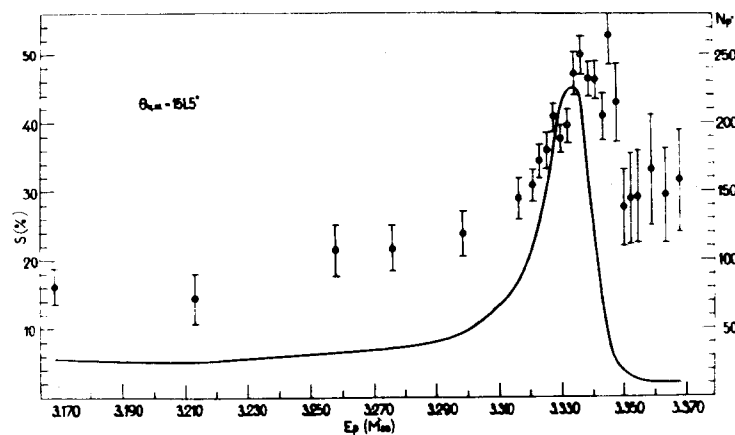


Рис. 6. Экспериментальные точки - энергетическая зависимость вероятности спин-флипа в районе резонанса 3,334 МэВ при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 151,5^\circ$  с.ц.м. Сплошная кривая - дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов в относительных единицах.

и  $151,5^\circ$  в с.ц.м. Видно, что в отличие от первого резонанса при  $\theta_{\text{р}} = 125,3^\circ$  также наблюдается резкая зависимость спин-флипа от энергии. На рис. 7 приведены уг-

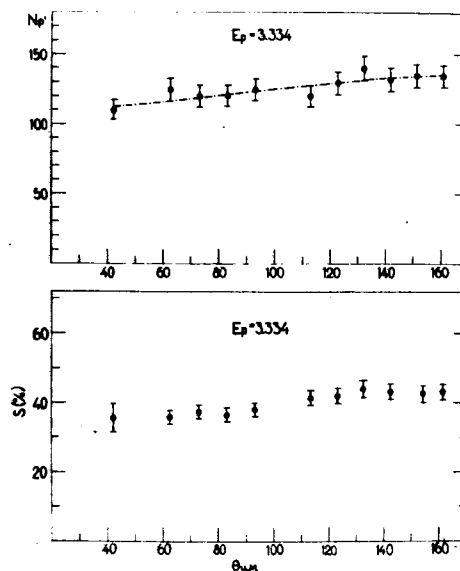


Рис. 7. Верхняя часть рисунка: экспериментальные точки - угловое распределение неупругого рассеяния протонов при  $E_{\text{р}} = 3,334$  МэВ. Пунктирная кривая - разложение по полиномам Лежандра. Нижняя часть рисунка: угловая зависимость вероятности спин-флипа.

ловые распределения неупругого рассеяния /вверху/ и спин-флипа /внизу/. Наличие энергетической зависимости в спин-флипе показывает, что этот резонанс также не изолированный. Это качественно подтверждается угловым распределением неупругого рассеяния /оно несимметрично относительно  $90^\circ$  в системе ц.м./ и количественно - угловым распределением и величиной вероятности спин-флипа, поскольку известно, что этот резонанс s-волновой со спином и четностью  $J^\pi = 3/2^+$ . Для изолированного s-резонанса с таким  $J^\pi$  расчеты показывают, что спин-флип должен быть изотропным и по величине равным



30%, что существенно отличается /особенно на задних углах/ от экспериментальной величины  $S /160^\circ / \sim 43\%$ . Отсюда можно заключить, что для второго резонанса также весьма существенны интерференционные эффекты. Для выяснения их природы необходимо провести дополнительные теоретические расчеты.

#### Заключение

Результаты работы указывают на существование "резонансной" энергетической зависимости в вероятности спин-флипа. Учитывая ранее полученные данные /8,9/, можно предположить, что одной из причин этого является влияние процессов взаимодействия, отличающихся от одноуровневого механизма образования составного ядра. К таким процессам можно отнести механизм прямого взаимодействия и влияние близлежащих уровней. Угловое распределение вероятности спин-флипа удовлетворительно описывается для резонанса при  $E_p = 3,095 \text{ МэВ}$  при значениях парциальных ширин неупругого рассеяния  $\Gamma_{1/2} = 1,5 \pm 0,3 \text{ кэВ}$ ,  $\Gamma_{1/2} = 7,5 \pm 0,3 \text{ кэВ}$ .

Мы благодарим Л.П.Белкину и М.В.Савенкову за помощь в проведении эксперимента, а также коллектив эксплуатации электростатического генератора ЭГ-5 во главе с И.А.Чепурченко за обеспечение необходимого режима работы ускорителя.

#### Литература

1. F.H.Schmidt, R.E.Brown, J.B.Gerhart, W.A.Kolasinski. *Nucl.Phys.*, 52, 353 (1964).
2. W.A.Kolasinski, J.Eenman, F.H.Schmidt, H.Sherif and J.R.Fesmer. *Phys.Rev.*, 180, 1006 (1969).
3. W.E.Sweeney, J.L.Ellis. *Nucl.Phys.*, A177, 161 (1971).
4. A.B.Kurepin, P.A.Christensen, N.Trautner. *Nucl.Phys.*, A115, 471 (1968).
5. А.Б.Курепин, В.Н.Лихошерстов, Н.С.Топильская. *Краткие сообщения по физике. ФИАН им. П.Н.Лебедева*, 10, 45 /1971/.

6. H.Sakaguchi, N.Natsuoka, K.Kogame, S.Tokenchi. *Proc. of the International Conference on Nucl.Phys. Munich*, 1973.
7. E.M.Bernstein, J.J.Ramirez, R.E.Shamu et al. *Phys.RevLett.*, 28, 923 (1972).
8. С.Л.Голубев, А.Б.Курепин, В.Н.Лихошерстов, Г.М.Осетинский, М.А.Фарук. *Сообщения ОИЯИ*, P15-7682, Дубна, 1974.
9. С.Л.Голубев, А.Б.Курепин, В.Н.Лихошерстов, Г.М.Осетинский, Н.С.Топильская. *Ядерная физика*, 21, 2, 251 /1975/.
10. Ю.В.Никитенко, Г.М.Осетинский, Сон Вон Нам, М.А.Фарук. *Ядерная физика*, 18, 5, 954 /1973/.
11. J.J.Kolata, A.Galonsky. *Phys.Rev.*, 182, 1073 (1969).
12. T.A.Belote, E.Kashy and J.R.Risser. *Phys.Rev.*, 122, 920 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 декабря 1974 года.