

8/IV-74  
СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗ436  
Г-621

P15 - 7682

1393/2-74

С.Л.Голубев, А.Б.Курепин, В.Н.Лихошерстов,  
Г.М.Осетинский, М.А.Фарук

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ВЕРОЯТНОСТИ СПИН-ФЛИПА  
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ  
НА  $^{24}\text{Mg}$

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 7682

С.Л.Голубев\*, А.Б.Курепин\*, В.Н.Лихошерстов\*,  
Г.М.Осетинский, М.А.Фарук:

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ВЕРОЯТНОСТИ СПИН-ФЛИПА  
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ  
НА  $^{24}\text{Mg}$

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## S u m m a r y

There were measured the energy and angular dependence of the spin-flip probability and that of the differential cross section of the inelastic proton scattering near the resonance energies of 2.41 and 4.02 MeV in the  $^{24}\text{Mg}(p, p'\gamma)^{24}\text{Mg}$  reaction. The angular distribution of the inelastic proton scattering in the resonance region of 2.41 MeV is isotropic in the c.m.s., which proves the main contribution of S-wave in the entrance channel. The spin-flip probability is also isotropic, of non-resonance character and equals to (14±3)%. The spin-flip probability near the 4.02 MeV resonance is of non-resonance character and equals to (35±4)%.

## 1. Введение

Измерение вероятности спин-флипа /переворачивания спина/ при неупругом рассеянии протона представляет собой частный случай измерения угловой ( $p'\gamma$ ) корреляции в геометрии, когда  $\gamma$ -детектор расположен по оси Z, перпендикулярной к плоскости реакции, содержащей падающую и рассеянную частицы.

Из теоремы О.Бора <sup>/2/</sup> следует, что для любой двухчастичной реакции, в которой четность и угловой момент сохраняются, выполняется равенство

$$P_i e^{i\pi S_i} = P_f e^{i\pi S_f}, \quad /1/$$

где  $P_i, P_f$  - внутренние четности начальной и конечной систем,  $S_i, S_f$  - сумма проекций спинов на ось Z частиц начальной и конечной систем. Из равенства /1/ получаем, что разность  $S_f - S_i$  - четная.

При неупругом рассеянии протона на четно-четном ядре, находящемся в основном состоянии  $0^+$ , если происходит  $\gamma$ -переход  $2^+ \rightarrow 0^+$ , имеем:

$$S_f - S_i = m_{s'} - m_s + M_{2^+} = \text{четное}, \quad /2/$$

где  $m_{s'}, m_s, M_{2^+}$  - проекции на ось Z спинов рассеянного и падающего протона и возбужденного  $2^+$ -состояния ядра-мишени /остаточного ядра/. Из /2/ следует, что  $m_{s'} = m_s$  при  $M_{2^+} = 0, \pm 2$  и  $m_{s'} = -m_s$  при  $M_{2^+} = \pm 1$ . Равенство  $m_{s'} = -m_s$  означает переворачивание спина протона - спин-флип.

Из рассмотрения полярных диаграмм интенсивности  $\gamma$ -излучения чистой L;M мультипольности <sup>3/</sup> следует, что только  $\gamma$ -кванты мультипольности  $2; \pm 1$  имеют резко выраженную направленность интенсивности излучения по оси Z, перпендикулярной плоскости реакции. Следовательно, детектор  $\gamma$ -лучей, расположенный по оси Z, и детектор неупруго рассеянных протонов, расположенный в плоскости реакции, включенные на совпадения, регистрируют в основном события, соответствующие спин-флипу протонов.

К настоящему времени имеется достаточно большое количество работ по экспериментальному определению вероятности спин-флипа при неупругом рассеянии протонов. Они выполнены в диапазоне энергий налетающих протонов 9-40 МэВ <sup>4-8/</sup> и направлены в основном на выяснение роли спин-орбитальной или спин-спиновой части оптического потенциала в процессе рассеяния.

Можно выделить группу работ <sup>9-12/</sup>, где обработка экспериментальных данных велась с целью получения парциальных ширин неупруго рассеянных протонов, т.е. определения структуры волновой функции возбужденного состояния. Изобар-аналоговая природа возбужденного состояния имеет здесь существенное значение.

В данной работе проводилось систематическое изучение поведения вероятности спин-флипа в зависимости от энергии и угла рассеяния в реакции  $^{24}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{24}\text{Mg}$  в области резонансов  $^{25}\text{Al}$  при энергиях падающих протонов  $E_p = 2,41 \text{ МэВ}$  и  $E_p = 4,02 \text{ МэВ}$ . Спины и четности резонансов одинаковы и равны  $5/2^+$  <sup>13,14/</sup>.

## 2. Методика эксперимента

Работа выполнена на электростатическом генераторе ЭГ-5 Объединенного института ядерных исследований. Ионы водорода, ускоренные на ЭГ, проанализированные по импульсам магнитным анализатором, отклоняются раздаточным магнитом на угол  $45^\circ$  и, пройдя участок ионопровода, в который помещен коллиматор (длина коллиматора 100 мм, диаметр 1,5 мм/), попадают на твер-

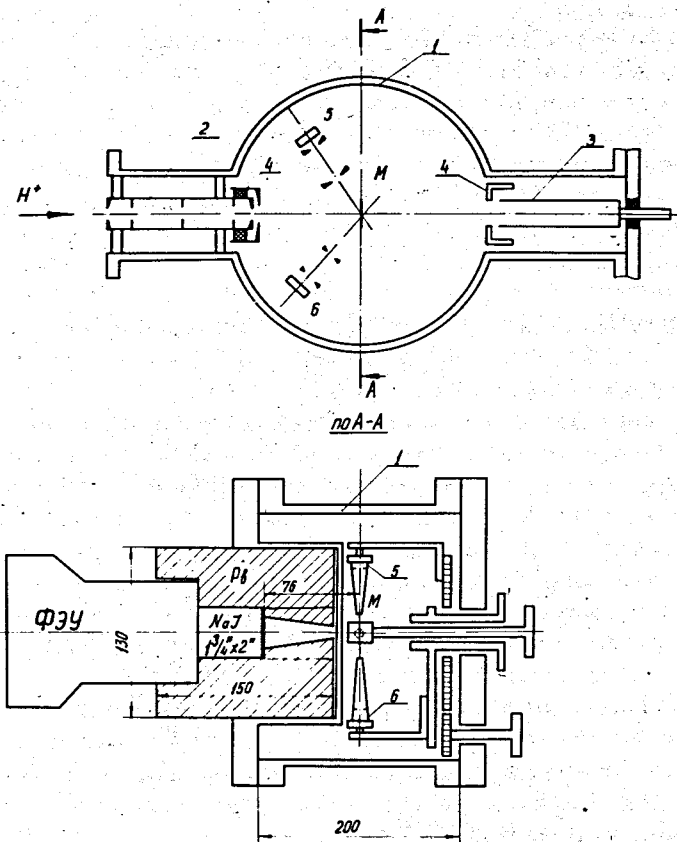


Рис. 1. Схема камеры. 1 - корпус, 2 - коллиматор, 3 - цилиндр Фарадея, 4 - охранное кольцо, 5, 6 - детекторы.

дую тонкую мишень  $^{24}\text{Mg}$ . Мишень устанавливается в центре камеры рассеяния. Схема камеры представлена на рис. 1. Как видно из рисунка, в донной части камеры расположены три подвижных изолированных ввода. На одном из них, центральном, устанавливается мишень, на двух других - кронштейны с детекторами заряженных частиц. Вращением вводов обеспечивается независимое перемещение каждого из детекторов в интервале углов

$0 - 160^\circ$  в лабораторной системе координат. В крышке камеры имеется цилиндрическое углубление, в котором размещается сцинтилляционный гамма-детектор, помещенный в свинцовый экран. Гамма-детектор, состоящий из фотоэлектронного умножителя AVP-56 и кристалла NaJ(Tl) размером  $1\ 3/4 \times 2$  ", располагался по оси Z, перпендикулярной плоскости реакции. Свинцовая защита закрывала детектор от  $\gamma$ -излучения, идущего не от мишени. Половинный угол из мишени на детектор составляет  $16^\circ$ , при использовании коллимирующего свинцового конуса этот угол равен  $10^\circ$ , энергетическое разрешение  $\gamma$ -детектора  $\sim 9\%$ .

Мишень изготавливалась методом испарения естественного  $^{24}\text{Mg}$  на тонкую  $\sim 15\ \text{мкг/см}^2$  /самоподдерживающуюся пленку углерода. Число атомов мишени определялось по измерению упругого рассеяния  $^3\text{He}$  на этой мишени. Упругое рассеяние принималось резерфордским. Справедливость последнего подтверждена контрольными измерениями, где было показано, что в интервале энергий  $^3\text{He}$   $2,4 - 3\ \text{МэВ}$ , зависимость  $N E^2 = f(E)$ , где N - выход, E - энергия  $^3\text{He}$ , в пределах  $\pm 0,5\%$  постоянная и не зависит от энергии. В работе использовались мишени с числом атомов  $10^{17} - 10^{18}$  частиц/см $^2$ , что составляло для падающего пучка протонов потерю не более  $5\ \text{кэВ}$ . Разброс по энергиям пучка в центре мишени не превышал  $2\ \text{кэВ}$ .

Число частиц, падающих на мишень, определялось по измерению тока пучка, прошедшего эту мишень, с помощью цилиндра Фарадея, установленного за ней на расстоянии  $70\ \text{см}$ . Измерение проводилось интегратором тока, линейность которого в диапазоне токов  $0,1 - 0,5\ \text{мкА}$  была не хуже  $1\%$ . В качестве детекторов рассеянных протонов использовались кремниевые поверхностно-барьерные детекторы / $R \sim 5000\ \text{Ом}\cdot\text{см}$ / . Один из них - монитор, устанавливался под углом  $135^\circ$  и при измерении угловых распределений применялся для контроля стабильности мишени. Другой детектор обеспечивал измерения угловой и энергетической зависимости упруго и неупруго рассеянных протонов. Энергетическое разрешение детекторов составляло  $\sim 25\ \text{кэВ}$  для  $\alpha$ -частиц с энергией

$5,5\ \text{МэВ}$ . Перед детекторами устанавливались коллиматоры, образующие с центром мишени конус с половинным углом  $2^\circ$ .

Электронная блок-схема быстро-медленных совпадений, с помощью которой проводились измерения вероятности спин-флипа, а также дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния, представлена на рис. 2. В основном она аналогична системам, применявшимся в работах [1,6,15]. Схема построена на стандартных блоках, разработанных в Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ [19]. Как можно проследить по схеме, сигнал с анода ФЭУ подается на вход "СТАРТ" время-амплитудного конвертора через быстрый формирователь. Сигнал с динода через усилитель и дифференциальный дискриминатор, вырезающий

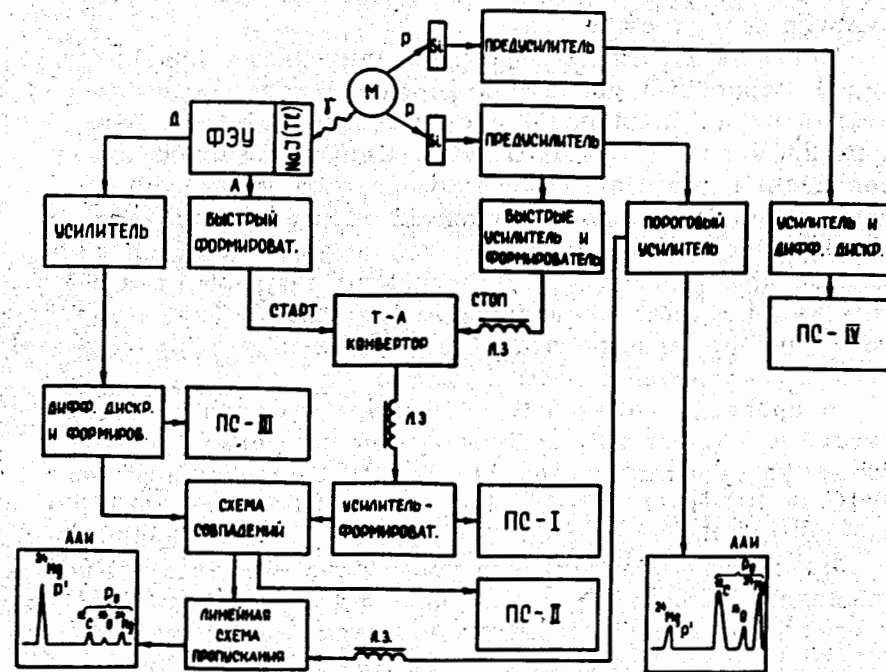


Рис. 2. Блок-схема быстро-медленных совпадений.

фотопик  $\gamma$ -квантов с энергией 1,37 МэВ /первое возбужденное состояние  $2^+$  ядра  $^{24}\text{Mg}$ /, подается на вход схемы медленных совпадений.

Сигнал с детектора поступает на зарядочувствительный предусилитель, на входе которого стоят три параллельно включенных полевых транзистора 2N4393 с крутизной  $\approx 14 \text{ мА/В}$  каждый. Предусилитель имеет малый уровень шумов  $\sim 2 \text{ кэВ}$  при нулевой входной емкости, малый коэффициент нарастания шумов в зависимости от входной емкости  $\approx 0,035 \text{ кэВ/нф}$  и фронт нарастания выходного сигнала  $< 10 \text{ нсек}$ . Граничная входная емкость предусилителя  $\geq 400 \text{ нф}$ .

С временного выхода предусилителя сигнал через быстрый усилитель и формирователь подается на вход "СТОП" время-амплитудного конвертора. Конвертор служит элементом отбора быстрых совпадений. Экспериментальное временное разрешение быстрого канала /ширина на полувысоте/  $2\Delta\tau = 2 \div 4 \text{ нсек}$  в зависимости от энергии резонанса.

Сигналы с выхода время-амплитудного конвертора через пороговый усилитель-формирователь подаются на второй вход "медленной" схемы совпадений с разрешающим временем  $2\Delta\tau \approx 100 \text{ нсек}$ . Сигнал с выхода схемы совпадений открывает линейную схему пропускания, на вход которой подается протонный спектр с амплитудного выхода предусилителя. Этот же спектр, но без отбора схемой пропускания /прямой спектр/ запоминается другим амплитудным анализатором импульсов. Таким образом, одновременно регистрируются два спектра протонов: спектр совпадений и прямой спектр.

В процессе измерений работа электроники контролируется в четырех точках блок-схемы четырьмя пересчетными устройствами: ПС-II  $\div$  ПС-IV. Особенно важны позиции ПС-II и ПС-III, т.к. они осуществляют контроль за работой быстро-медленных элементов совпадений, за стабильностью коэффициента усиления  $\gamma$ -детектора и положением "окна" дифференциального дискриминатора. При проведении эксперимента ток на мишень равнялся  $0,1 \div 0,2 \text{ мкА}$ . Просчеты из-за мертвого времени амплитудного анализатора составляли  $2 \div 10\%$  /в зависимости от угла

рассеяния/. Продолжительность измерения одной точки со статистической погрешностью 5% составляла  $2 \div 8 \text{ час}$ . Она зависит от величины вероятности спин-флипа и положения относительно резонансной энергии. Фон случайных совпадений всегда был  $\leq 5\%$ .

### 3. Результаты измерений. Обсуждение результатов

В пределе, при наличии бесконечно малого телесного угла  $\gamma$ -детектора, вероятность спин-флипа  $W(\theta_p)$  есть

$$W(\theta_p) = \frac{2}{5} \frac{N_{\text{сов}}^{\text{ист}}}{N_p \cdot \epsilon} \quad /3/$$

где  $N_{\text{сов}}^{\text{ист}}$  - количество истинных совпадений в пике неупругого рассеяния спектра совпадений;  $N_p$  - площадь пика неупругого рассеяния в прямом спектре;

$$N_{\text{сов}}^{\text{ист}} = N_{\text{сов}}^{p'} - N_{\text{сов}}^{p_0} \frac{N_{p'}}{N_{p_0}} \quad /4/$$

где  $N_{\text{сов}}^{p'}$  - площадь пика неупругого рассеяния в спектре совпадений;  $N_{\text{сов}}^{p_0}$  - площадь пика упругого рассеяния в спектре совпадений;  $N_{p_0}$  - площадь пика упругого рассеяния в прямом спектре. Величина  $N_{\text{сов}}^{p_0} \frac{N_{p'}}{N_{p_0}}$  есть количество случайных совпадений.  $\epsilon$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов,

$$\epsilon = \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{\Omega}{4\pi} \quad /5/$$

где  $\epsilon_1$  - полная эффективность регистрации,  $\epsilon_2$  - эффективность регистрации в фотопике,  $\Omega$  - эффективный телесный угол из мишени на  $\gamma$ -детектор. Произведение  $\epsilon_1 \epsilon_2 \frac{\Omega}{4\pi} = \epsilon$  можно определить из опыта, заменив мишень радиоактивным источником известной активности с энергией  $\gamma$ -излучения, близкой к энергии регистрируемого в эксперименте  $\gamma$ -перехода /1,37 МэВ/. Для этой цели использовался

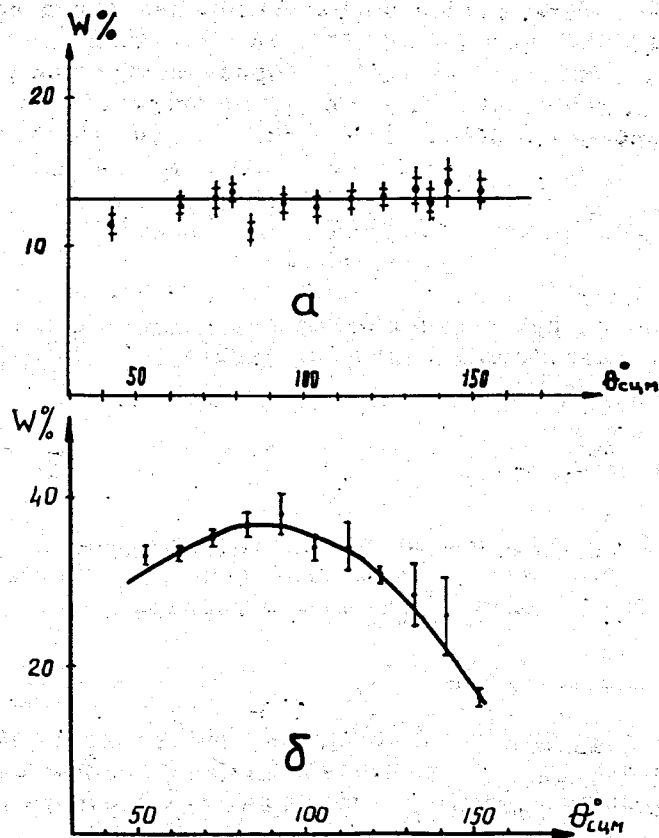


Рис. 3. Угловые распределения вероятности спин-флипа при резонансах 2,41 МэВ /а/ и 4,02 МэВ /б/.

образцовый радиоактивный источник  $^{22}\text{Na}$  с  $E_\gamma = 1,28 \text{ МэВ}$ . В полученную величину вводилась поправка на разницу энергий  $\gamma$ -излучения  $^{22}\text{Na}$  и экспериментальным значением. Погрешность измерения  $\epsilon \sim 10\%$ . Если  $\Omega$  мало и вкладами от подсостояний с  $M' = 0, \pm 2$  пренебречь нельзя, то в экспериментально полученные значения вероятности спин-флипа необходимо внести поправку на конечные размеры  $\gamma$ -детектора. Она определялась так же, как в работах /1,4/. На рис. 3а показано эксперименталь-

ное угловое распределение вероятности спин-флипа при резонансной энергии  $E_p = 2,41 \text{ МэВ}$ . Оно в пределах ошибок изотропно так же, как и угловое распределение неупруго рассеянных протонов в с.с. /см. рис. 5/. Последнее дает основание предполагать доминирующий вклад s-волны в выходном канале. Учитывая, что спин и четность резонанса  $J^\pi = 5/2^+$ , предполагаем во входном канале волну  $d_{5/2}$ .

На рис. 4 показаны энергетические зависимости  $W(\theta_{p'})$  в области резонанса при углах рассеяния протонов  $90^\circ$  л.с. и  $150^\circ$  л.с. Видно, что вероятность спин-флипа не имеет резонансной зависимости от энергии. В общем виде  $W(\theta_{p'})$  можно записать как

$$W(\theta_{p'}) = \frac{\frac{d\sigma^{s.f.}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^p}{d\Omega}}, \quad /6/$$

где  $\frac{d\sigma^{s.f.}}{d\Omega}$  - дифференциальное эффективное сечение спин-флипа,  $\frac{d\sigma^p}{d\Omega}$  - дифференциальное эффективное сечение неупругого рассеяния.

В системе координат с осью Z, перпендикулярной плоскости реакции, амплитуду неупругого рассеяния на четно-четном ядре, находящемся в основном состоянии  $0^+$  до взаимодействия и в возбужденном состоянии  $2^+$  после взаимодействия, можно записать в виде

$$f_{m_s m_s', M'}(\theta_{p'}) = \frac{2\pi i}{k_p} \sum \left( \frac{1}{2} \ell m_\ell m_{\ell'} | j m_j \right) \left( \frac{1}{2} \ell' m_{\ell'} m_{\ell} | j' m_{j'} \right) \times \\ \times (j' 2 m_{j'} M' | j m_j) S_{\ell' j'}^{J^\pi} Y_{\ell' m_{\ell'}}^* \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) Y_{\ell m_\ell} \left( \frac{\pi}{2}, \theta_{p'} \right), \quad /7/$$

где  $\ell, \ell'$  - орбитальный момент протона до и после взаимодействия;  $m_\ell, m_{\ell'}, m_s, m_{s'}$  - проекции на ось Z орбитального момента и спина протона до и после взаимодействия;  $j, j', m_j, m_{j'}$  - полный момент протона и его проекция на ось Z до и после взаимодействия;  $2, M$  - спин возбужденного остаточного ядра и его проекция;

$J^\pi$   
 $S_{\ell j}$  - S-матричный элемент;  $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$  - сферические гармоники.

Ясно, что для четно-четного ядра мишени с основным состоянием  $0^+$  спин и четность возбужденного состояния составного ядра  $J^\pi = j^\pi$ . Сферическая гармоника  $Y_{\ell, m_\ell}^*(\frac{\pi}{2}, 0)$  появляется в результате поворота в про-

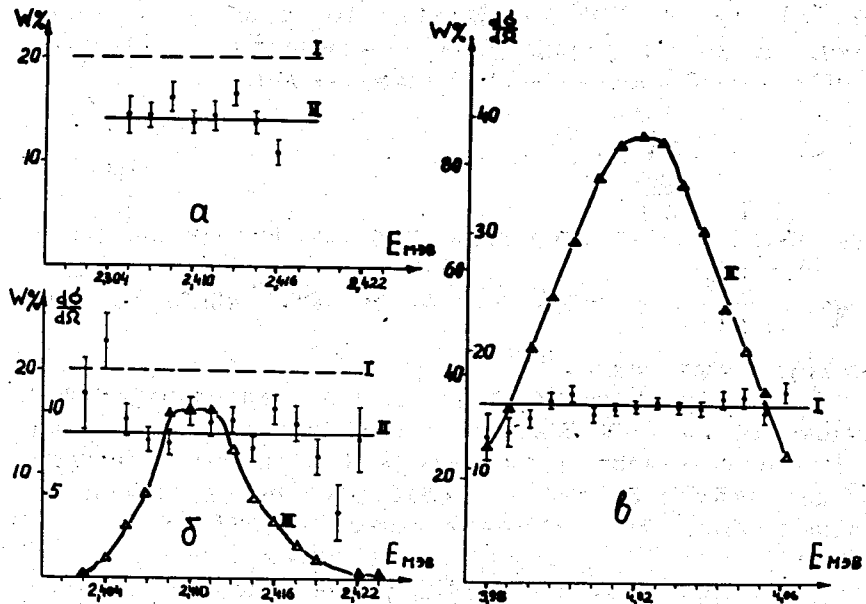


Рис. 4. а/ - функция возбуждения вероятности спин-флипа при  $\theta_{p'} = 90^\circ$  в лабораторной системе координат в районе резонанса 2,41 МэВ. График 1 - расчетные значения. График 2 - данные эксперимента.  
 б/ - функция возбуждения вероятности спин-флипа при  $\theta_{p'} = 150^\circ$  в лабораторной системе координат. График 1 - расчетные значения. График 2 - данные эксперимента.  
 в/ - функция возбуждения вероятности спин-флипа при  $\theta_{p'} = 90^\circ$  с.ц.м. в районе резонанса 4,02 МэВ/кривая 1/, кривая 2 - дифференциальное сечение неупругого рассеяния в мбар/ср.  
 г/ - функция возбуждения вероятности спин-флипа при  $\theta_{p'} = 150^\circ$  с.ц.м. в районе резонанса 4,02 МэВ/кривая 1/, кривая 2 - дифференциальное сечение неупругого рассеяния в мбар/ср.

странстве углов Эйлера для перехода в систему координат с осью Z, направленной перпендикулярно плоскости реакции. Автоматически получаются правила отбора

$\ell + m_\ell \rightarrow$  четная и  $\ell' + m'_\ell \rightarrow$  четная, т.к. в другом случае

$Y_{\ell m_\ell}^*(\frac{\pi}{2}, 0)$  или  $Y_{\ell' m'_\ell}(\frac{\pi}{2}, \theta)$  будут равны нулю. Дифференциальное эффективное сечение спин-флипа можно выразить как

$$\frac{d\sigma^{s.f.}(\theta_{p'})}{d\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{m_s, m_s', M} |f_{m_s m_s', M}|^2 \quad /8/$$

Если в /8/ просуммировать по всем  $M'$ , то получим дифференциальное сечение неупругого рассеяния  $\frac{d\sigma^P(\theta_{p'})}{d\Omega}$ .

Используя формулы /6/, /7/, /8/ и последнее замечание, предполагая, что при энергии 2,41 МэВ имеем изолированный брейт-вигнеровский резонанс, который образуется  $d_{5/2}$ -волной во входном канале и распадается  $s_{1/2}$ -волной в выходном канале, оставляя ядро в возбужденном состоянии  $2^+$ , можно рассчитать вероятность спин-флипа  $W(\theta_{p'})_{\text{теор}}$ . Она получается равной 20%. Экспериментальное значение  $W(\theta_{p'})_{\text{экспер}} = 14 \pm 3\%$ .

Далее можно предположить, что этот резонанс не чистый  $d_{5/2}$ , а примесь  $d_{3/2}$ -волны во входном канале и что наше энергетическое разрешение  $\sim 8$  кэВ/не позволяет разрешить эти резонансы. При предположении отсутствия интерференции между этими волнами была рассчитана вероятность спин-флипа  $W(\theta_{p'})$  в этом случае. Она получается в виде

$$W(\theta_{p'}) = \frac{3}{5} \frac{1 + \frac{s_{d_{3/2}}^2}{s_{d_{5/2}}^2}}{3 + 2 \frac{s_{d_{3/2}}^2}{s_{d_{5/2}}^2}} = \frac{0,2(1+a)}{1 + \frac{2}{3}a} \quad /9/$$



где  $\alpha$  - отношение квадратов  $s$ -матричных элементов. Выходная волна бралась  $s_{1/2}$ . Из /9/ видно, что добавление  $d_{3/2}$ -волны только увеличивает вероятность спин-флипа, хотя и очень слабо. Из /9/ можно также получить, что для состояния с  $J^\pi = 3/2^+$   $W(\theta_{p'})_{\text{теор}} = 30\%$ . Можно привести пример /17/, когда эксперимент на резонансе  $J^\pi = 3/2^+$  дает  $W(\theta_{p'}) = 30\%$ . В докладе /18/ также приводятся результаты, полученные при измерении углового распределения вероятности спин-флипа при неупругом рассеянии протонов на  $^{12}\text{C}$  на резонансе при  $E_p = 5,35 \text{ МэВ}$ . Получено, что  $W(\theta_{p'}) = 30\%$ . Проведенная авторами обработка результатов с использованием оптического потенциала и DWBA приближения не дает согласующейся с экспериментом величины  $W(\theta_{p'})$ . Если же обратить внимание на то, что резонанс при  $E_p = 5,35 \text{ МэВ}$  в составном ядре  $^{13}\text{N}$  имеет  $J^\pi = 3/2^+$  и угловое распределение неупруго рассеянных протонов изотропно, то простой кинематический расчет, приведенный выше, дает величину вероятности спин-флипа, равную экспериментальной. На рис. 5 показаны эксперименталь-

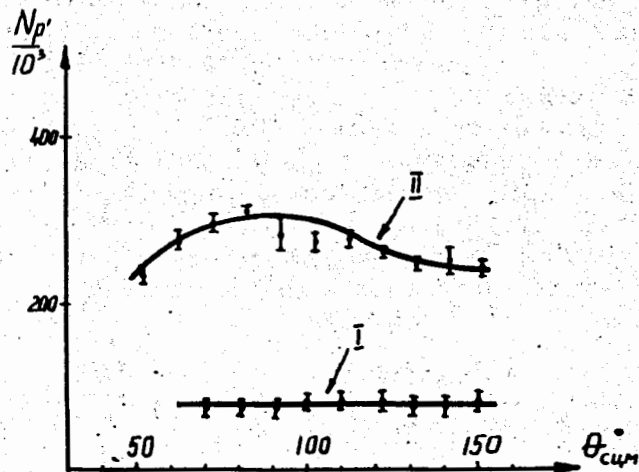


Рис. 5. Угловое распределение неупругого рассеяния протонов при  $E_{\text{рез}} = 2,41 \text{ МэВ}$  /кривая 1/ и  $E_{\text{рез}} = 4,02 \text{ МэВ}$  /кривая 2/. На оси ординат - относительные единицы.

ные угловые распределения неупруго рассеянных протонов. На рис. 3б приведены угловые распределения вероятности спин-флипа на резонансе при  $E_p = 4,02 \text{ МэВ}$ . Кривые проведены по точкам. Видно, что эти угловые распределения явно не изотропны и симметричны относительно  $90^\circ$ . Зависимость вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния от энергии в области этого резонанса представлена на рис. 4в. Угол рассеяния  $\theta_{\text{CM}}(p') = 90^\circ$ . Вероятность спин-флипа здесь также не имеет резонансной энергетической зависимости и в диапазоне энергий  $3,98 \div 4,02 \text{ МэВ}$  равна  $W / 90^\circ \text{ с.ц./} = 35 \pm 4\%$ .

### Заключение

Из результатов, полученных в настоящей работе, видно, что вероятность спин-флипа  $W(\theta_{p'})$  на изолированном брайт-вигнеровском резонансе, не имеющем заметного фона перекрывающихся уровней составного ядра, не зависит от энергии в области резонанса. В этом случае, если сечение неупругого рассеяния в выходном канале определяется в основном  $s$ -волной, т.е. изотропно /резонанс при  $E_p = 2,41 \text{ МэВ}$ /, вероятность спин-флипа также изотропна. Величина этой вероятности на брайт-вигнеровском  $s$ -волновом резонансе определяется кинематикой рассеяния, и измерение абсолютной величины  $W(\theta_{p'})$  может служить методом определения спина резонанса составного ядра.

Если в выходном канале присутствует не только  $S$ -волна /как это имеет место для резонанса при  $E_p = 4,02 \text{ МэВ}$ /, вероятность спин-флипа зависит от угла рассеяния протона, а также и от динамических характеристик реакции, в частности от парциальных ширин неупругого рассеяния. В этом случае вероятность спин-флипа вместе с сечением неупругого рассеяния дают возможность определить эти парциальные ширины, а следовательно, и структуру волновой функции возбужденного состояния, например, как в /11/ или в /12/. Получение этих результатов требует дополнительного теоретического рассмотре-

ния и выходит за рамки настоящей статьи. Достаточно большой половинный угол из мишени на  $\gamma$ -детектор  $/\theta_{\gamma} = 16,3^{\circ} /$  и небольшая величина вероятности спин-флипа на резонансе при  $E_p = 2,41$  МэВ требуют введения больших по абсолютной величине поправок на конечные размеры  $\gamma$ -детектора. Последнее не дает возможности констатировать количественное согласие или расхождение экспериментальной величины вероятности спин-флипа на этом резонансе с полученным теоретически значением, равным 20%. Начатые в настоящее время контрольные эксперименты позволят улучшить точность экспериментального значения вероятности спин-флипа на резонансе при  $E_p = 2,41$  МэВ.

В заключение авторы благодарят за интерес к работе и полезные обсуждения И.М.Франка, И.Я.Барита, Н.С.Топильскую; В.Н.Тишина и А.Борзеля за помощь в наладке электронных блоков, Л.П.Белкину и М.В.Савенкову за помощь в обработке экспериментальных данных, коллектив эксплуатации электростатического генератора за обеспечение хорошей работы ускорителя.

#### Литература

1. F.H.Schmidt, R.E.Brown, J.B.Gerhart, W.A.Kolasinski. *Nucl.Phys.*, 52, 353 (1964).
2. A.Bohr. *Nucl.Phys.*, 10, 486 (1959).
3. Дж.Блатт, В.Вайскопф. *Теоретическая ядерная физика*. ИЛ, Москва, 1954.
4. W.A.Kolasinski, J.Eenmaa, F.H.Schmidt, H.Sherif and J.R.Fesmer. *Phys.Rev.*, 180, 1006 (1969).
5. M.A.D.Wilson, L.Schechter. *Phys.Rev.*, C4, 1103 (1971).
6. W.E.Sweeney, J.L.Ellis. *Nucl.Phys.*, A177, 161 (1971).
7. A.B.Kurepin, P.A.Christensen, N.Trauther. *Nucl.Phys.*, A115, 471 (1968).
8. J.J.Kolata, A.Galonsky. *Phys.Rev.*, 182, 1073 (1969).
9. E.Abramson, J.Plesser, Z.Vager, J.P.Wurm. *Phys.Lett.*, 29B, 304 (1969).
10. E.Abramson, R.A.Eisenstein, J.Pleser, Z.Vager and J.P.Wurm. *Nucl.Phys.*, A144, 321 (1970).
11. E.M.Bernstein, J.J.Ramirez, R.E.Shamu, Pui-Wah Cheng and M.Soga. *Phys.Rev.Lett.*, 28, 923 (1972).

12. А.Б.Курепин, В.Н.Лихошерстов, Н.С.Топильская. *Краткие сообщения по физике*. Физический институт АН СССР им. П.Н.Лебедева, №10, октябрь.
13. В.Е.Сторижко, А.И.Попов. *Украинский физический журнал*, п. IX, 1285/1964/.
14. J.R.Duray, H.J.Hausman, N.L.Gerhart, J.W.D.Sinclair and W.S.Stainer. *Phys.Rev.*, C6, 792 (1972).
15. Б.А.Бенецкий, В.Н.Лихошерстов, И.В.Штраних. *Препринт ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева* №93, 1967.
16. *Isospin in Nuclear Physics*, editor D.H.Wilkinson, North Holland Publishing Company - Amsterdam, 1969.
17. J.G.Cramer and P.Richard. *Bull.Am.Phys. Soc.*, 12, 527 (1967).
18. H.Sakaguchi, N.Matsuoka, K.Koyama and S.Tokeuchi. *Proc. of the International Conference on Nuclear Physics, Munich, 1973*, p. 506.
19. В.Ф.Борейко, Ю.Г.Будяшов, Ю.М.Валуев, В.М.Гребенюк, В.Г.Зинов, Б.С.Краснобородов. *ОИЯИ*, 1972. 13-6396, Дубна,

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 января 1974 года.