

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1971

УДК 539.171

Б. С. ГАЛАХМАТОВА, З. Ф. КАЛАЧЕВА, М. Р. ОМАР,
Е. А. РОМАНОВСКИЙ, М. А. СУЛТАН

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ^{51}V , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{60}Ni В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5,8—6,5 Мэв

Измерены угловые и энергетические зависимости поляризации протонов с энергией 5,8—6,5 Мэв при упругом рассеянии на ^{51}V , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{60}Ni . Обсуждаются характерные особенности измеренных и усредненных по энергетическим интервалам 300 и 600 кэв угловых распределений поляризации.

В последние годы изучение упругого рассеяния и поляризации протонов средних энергий атомными ядрами проводилось в основном в двух направлениях. В экспериментах с высоким энергетическим разрешением ($\Delta E \leq 1$ кэв) упругое рассеяние и поляризация протонов исследуются с целью получения спектроскопической информации о высоколежащих состояниях составных ядер. В опытах с низким энергетическим разрешением ($\Delta E \sim 100$ кэв) из сопоставления сечений рассеяния и поляризации с вычисленными на основе оптической модели извлекаются данные о параметрах оптического потенциала, который описывает взаимодействие между протоном и ядром. Рассеяние и поляризация протонов средними ядрами хорошо исследованы. Проведенный детальный анализ данных для ядер с $A > 40$ и $E_p > 10$ Мэв показал [1], что угловые распределения и поляризация хорошо описываются оптической моделью с помощью единого усредненного набора параметров. При меньших энергиях протонов при анализе данных по упругому рассеянию протонов в рамках оптической модели возникают трудности в интерпретации результатов. Экспериментальные угловые распределения упругого рассеяния не удается описать по оптической модели с помощью единого усредненного набора параметров [2]. При рассеянии протонов в составных ядрах помимо возбуждения уровней с изоспином $T_< = T_0 - 1/2$ (где T_0 — изоспин основного состояния ядра-мишени) возбуждаются уровни с $T_> = T_0 + 1/2$ (так называемые аналоговые состояния). При $E_p \leq 7-6$ Мэв плотность аналоговых уровней, возбуждаемых в составных ядрах, невелика. Это приводит к нарушению монотонного характера изменений с энергией усредненных по интервалу $\Delta E \sim 100$ кэв сечений упругого рассеяния [3] и, вероятно, служит одной из причин, делающих невозможным описание измеренных в таких

условиях угловых распределений сечений упругого рассеяния с помощью единого набора параметров оптической модели.

Так как поляризационные явления более чувствительны к механизму процесса, то представляется интересным привлечение для изучения упругого рассеяния протонов средних энергий данных по поляризации. К сожалению, в настоящее время имеется лишь небольшое число работ по поляризации протонов при упругом рассеянии на ядрах с $50 \leq A \leq 60$ при $E_p < 10$ Мэв. Поляризационные измерения выполнены на малом числе ядер и для некоторых фиксированных значений энергий E_p . Для диапазона энергий протонов 6—7 Мэв в литературе имеются лишь следующие данные: при $E_p = 6$ Мэв для ядер Cr, Ni, Co [4], при $E_p = 6,8$ Мэв для ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{64}Ni [5] и при $E_p = 6,9$ Мэв для Fe и Co [6]. В работе [7] проведено измерение угловых распределений поляризации при упругом рассеянии на изотопах Ni и Co для $E_p = 6$ — $6,5$ Мэв. Совместный анализ всех имеющихся данных позволил обнаружить немонотонности в энергетической зависимости поляризации при упругом рассеянии протонов на изотопах Ni и Co. В работе [7] было высказано предположение, что эти немонотонности связаны с тем, что помимо оптической поляризации существенный вклад вносит поляризация, возникающая в результате интерференции между прямым процессом (упругое рассеяние на потенциале) и возбуждением аналоговых резонансов в составной системе.

Настоящая работа посвящена изучению угловых и энергетических зависимостей поляризации протонов при упругом рассеянии на ядрах ^{51}V , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{60}Ni в энергетическом интервале 5,8—6,5 Мэв и диапазоне углов 45—135°. Для решения поставленной задачи нами разработана аппаратура, подробно описанная в работе [8].

Схема эксперимента такова: пучок протонов ускорялся в 120-сантиметровом циклотроне НИИЯФ МГУ. После вывода из ускорителя протоны фокусировались квадрупольными линзами, отклонялись магнитом на угол 35° и после прохождения системы из коллиматоров поступали в многомишенную камеру. В камере устанавливалось одновременно шесть мишеней из ^{51}V , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co и ^{60}Ni толщиной 1,4; 2,5; 2,2; 2,6; 3,4; 1,6 мг/см² соответственно. При последовательном прохождении протонов с начальной энергией ~6,5 Мэв через все эти мишени энергия протонов уменьшалась примерно на 0,6 Мэв. Установка в камере не одной, а сразу нескольких мишеней, как показано в [8], позволяет во много раз сократить время, затрачиваемое на измерение энергетических зависимостей поляризации протонов. Процедура измерений энергетических зависимостей поляризации сводилась к следующим основным моментам. Протоны упруго рассеянные от исследуемых мишеней под определенным углом θ_1 попадали на мишени — анализаторы из углерода (~10 мг/см²). Рассеянные углеродом протоны регистрировались ядерными фотопластинками. Для получения необходимой статистической точности измерений требовалось время облучения от двух до трех часов (для малых углов рассеяния) и от 12 до 15 час под большими углами. После окончания облучения фотопластинки вынимались, на их место ставились новые, мишени менялись местами и облучения повторялись вновь. Дополнительно проводились специальные градуировочные, фоновые и контрольные эксперименты, описанные в работе [8]. После выполнения измерений под данным углом камера мишеней заменялась на другую аналогичной конструкции, но позволявшую проводить измерения для другого угла рассеяния. Нами использовались четыре многомишенные камеры. С помощью первой камеры измерения проводились под углами $\theta_1 = 45$ и 135°, второй — 60

и 120° , третьей — 75 и 105° и четвертой — 90° . Для определения поляризации протонов при рассеянии проводился подсчет треков на равных площадках фотоэмульсии, выделенных симметрично справа и слева от центра рассеяния. На основе этих данных вычислялась асимметрия. Зная анализирующую способность поляриметров, можно было вычислить поляризацию P_1 , возникающую при первом рассеянии под углом θ_1 .

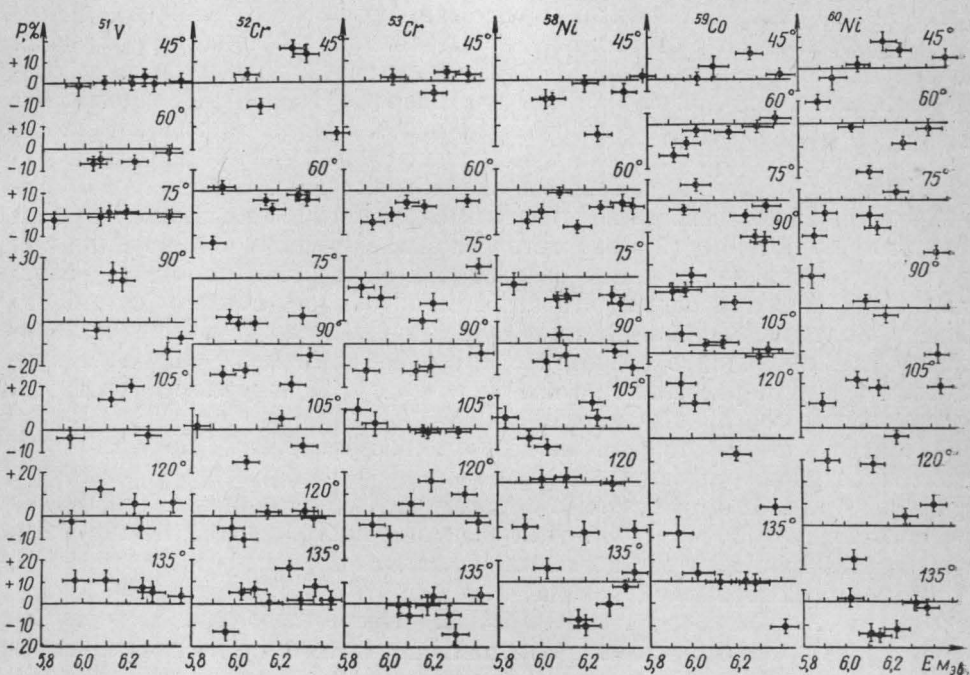


Рис. 1. Энергетические зависимости поляризации протонов при упругом рассеянии

Измеренные энергетические зависимости поляризации протонов при упругом рассеянии на ^{51}V , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{60}Ni представлены на рис. 1. При обработке экспериментальных данных учитывались ошибки в определении анализирующей способности поляриметров и статистические ошибки измерений, которые определялись по формуле

$$\Delta \epsilon = \sqrt{\frac{1 - \epsilon^2}{R + L}},$$

где ϵ — асимметрия, а R и L — число сосчитанных треков на правом и левом участках фотопластины. Приводимые результаты являются средними значениями, полученными при независимом просмотре пластинок двумя просмотрщиками. Из-за разброса первичного пучка по энергии и разброса, возникающего при прохождении пучка протонов через мишени, значения поляризации являются усредненными по энергетическому интервалу $\Delta E \sim 120 - 150$ кэВ. Эти интервалы усреднения указаны на рис. 1. Как видно из рисунка, энергетические зависимости поляризации при разных углах рассеяния и для различных ядер имеют специфические особенности.

Энергетические зависимости поляризации для каждого изотопа сильно отличаются друг от друга. Если на основе полученных данных

построить угловые распределения поляризации для различных энергетических интервалов, то оказывается, что имеется сильная зависимость форм угловых распределений поляризации от начальной энергии протонов и массовых чисел ядер—мишени. Сильная энергетическая зависимость поляризации протонов при упругом рассеянии на ядрах среднего атомного веса ранее обнаружена в работах [4, 7]. В работе [9] аналогичные эффекты обнаружены при изучении поляризации протонов при упругом рассеянии на ^{12}C при $E_p \sim 20\text{—}28$ Мэв. Немонотонное изменение поляризации протонов с энергией в этой работе объясняется вкладом резонансного упругого рассеяния от нескольких уровней составного ядра в общую амплитуду рассеяния. В случае рассеяния протонов с $E_p < 10$ Мэв средними ядрами немонотонности в энергетической зависимости поляризации (в случае, когда $\Delta E \sim 100\text{—}150$ кэв) естественно связать с возбуждением в составных ядрах аналоговых состояний. В настоящее время имеется несколько работ по измерению поляризации протонов при упругом рассеянии с возбуждением $T_>$ -состояний. Так как поляризация является интерференционным эффектом, то при энергиях протонов порядка или ниже кулоновского барьера (E_B) она полностью обусловлена интерференцией резонансной части амплитуды рассеяния с кулоновской. Поэтому в резонансе величина поляризации оказывается намного больше, чем вне его, а для двух резонансов с одинаковыми l , но разными $j = l \pm 1/2$, поляризация отличается по знаку.

При $E_p \gg E_B$ поляризация вне резонансов обусловлена оптической поляризацией. Однако величина поляризации в резонансе, как правило, по абсолютной величине больше оптической поляризации. Для исследованных нами ядер в диапазоне энергий возбуждения составных ядер средние расстояния между аналоговыми уровнями составляют 20—50 кэв, а их полные ширины 10—50 кэв. Хорошо известно, что в экспериментах с хорошим энергетическим разрешением аналоговый резонанс проявляется как совокупность отдельных узких пиков, отвечающих либо изолированным уровням составного ядра с $T_<$ и имеющим тоже самое j^{π} , как и аналоговый уровень, либо эриксоновской флуктуационной структуре, если уровни перекрываются. Наблюдаемые флуктуации с ширинами ~ 5 кэв и меньше обусловлены некогерентной смесью от всех состояний с $T_<$ в составном ядре. Число таких состояний на 1 Мэв достигает несколько десятков тысяч. Нетрудно понять, что при наших измерениях по отношению к уровням $T_<$ условие применимости статистического подхода ($\Delta E \gg \Gamma \gg D$) полностью выполняется. Процесс, идущий через составное ядро в случае многих перекрывающихся уровней, не дает вклада в поляризацию. По отношению к аналоговым уровням выполняется условие $\Delta E \gg \Gamma_a \ll D$, так как согласно [10] в ядре ^{53}Mn , образуемом при захвате протона ядром ^{52}Cr при $E_{\text{возб}} \sim 12$ Мэв, среднее расстояние между $T_>$ -уровнями $D \sim 30\text{—}40$ кэв; в составном ядре ^{59}Co при $E_{\text{возб}} \sim 9$ Мэв $D \sim 40\text{—}50$ кэв [11], а в ^{61}Cu при $E_{\text{возб}} \sim 11$ Мэв $D \sim 20\text{—}30$ кэв [12]. Ширины аналоговых резонансов при таких энергиях возбуждения, как правило, составляют 10—50 кэв [13]. При выполнении такого условия функции возбуждения для упругого рассеяния и энергетической зависимости поляризации должны флуктуировать, причем флуктуации поляризации оказываются гораздо сильнее, чем флуктуации сечений. Представленные на рис. 1 энергетические зависимости поляризации протонов при упругом рассеянии на исследованных ядрах качественно согласуются с этой картиной.

Для проверки предположения о том, что при $5,8 < E_p < 6,5$ Мэв наблюдаемая поляризация обусловлена как оптической поляризацией, так и поляризацией, связанной с возбуждением в составных ядрах ана-

логовых резонансов, мы провели усреднение энергетических зависимостей поляризации. Нами проводились усреднения по энергетическим интервалам $\Delta E \sim 300$ кэв и $\Delta E \sim 600$ кэв и строились угловые распределения поляризации для $E_p = 6,3$ Мэв и $E_p = 6,0$ Мэв в случае, когда $\Delta E \sim 300$ кэв и для $E_p = 6,1$ Мэв, когда $\Delta E \sim 600$ кэв.

Усредненные по интервалу $\Delta E \approx 300$ кэв угловые распределения поляризации слабо меняют свою форму при переходе от $E_p = 6,3$ Мэв к $E_p = 6,0$ Мэв во всех случаях, кроме ^{51}V и ^{59}Co . Это, вероятно, связано

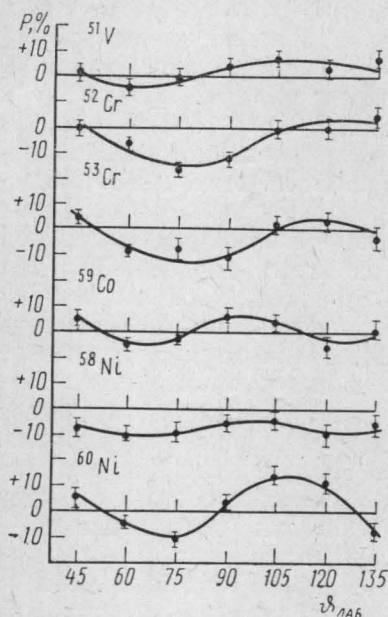


Рис. 2. Угловые распределения поляризации протонов при упругом рассеянии на ядрах, усредненные по интервалу 5,8—6,4 Мэв

с тем, что при различных энергиях возбуждения в составных ядрах ^{52}Cr и ^{60}Ni происходит усреднение по неодинаковому числу аналоговых уровней. Усредненные по $\Delta E \sim 300$ кэв угловые распределения поляризации для ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{58}Ni , ^{60}Ni имеют такие же формы, как и угловые распределения поляризации, усредненные по интервалу $\Delta E \sim 600$ кэв и приведенные на рис. 2 в функции угла рассеяния в лабораторной системе координат. При арифметическом усреднении по интервалу $\Delta E \sim 600$ кэв каждой точке на кривой энергетической зависимости поляризации соответствовало усреднение по $\Delta E \sim 120-150$ кэв и суммировалось 5—6 значений поляризации. Поэтому можно надеяться, что большинство эффектов, связанных с интерференционными вкладами в поляризацию от аналоговых состояний с разными j^π -уровнями, в достаточной степени усреднятся, а результирующие угловые распределения поляризации будут соответствовать только оптической поляризации. Согласно [10, 12] при усреднении по $\Delta E \sim 600$ кэв данных по поляризации протонов на ^{52}Cr и ^{60}Ni происходит суммирование интерференционных вкладов в поляризацию от 30 уровней. По-видимому, при таком усреднении происходит взаимное погашение интерференционных вкладов.

В случае рассеяния протонов на ^{58}Ni число аналоговых уровней, по которым происходит усреднение, согласно [11] составляет ~ 15 . Если среди этих уровней имеются S-уровни, то такой энергетический интервал усреднения может оказаться недостаточным для того, чтобы погасить вклад от интерференционных вкладов в поляризацию. Возможно, что это является одной из причин отличия формы усреднения углового распределения поляризации для ^{58}Ni по сравнению с другими исследованными ядрами.

В заключение отметим, что интервалы усреднения $\Delta E \sim 300-600$ кэв оказываются примерно на порядок больше средней ширины аналоговых состояний и при таком усреднении выполняется условие $\Delta E \gg \Gamma_a$. В работе [1] показано, что при $E_p > 10$ Мэв угловые распределения упругого рассеяния и поляризации протонов для ядер с $A > 40$ хорошо описываются оптической моделью с усредненным набором параметров. Представляет интерес проверка возможности описания

усредненных по $\Delta E \gg \Gamma_a$ угловых распределений поляризации и упругого рассеяния с использованием таких параметров.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. П. Ключареву и В. Я. Головня за предоставление мишеней хрома; Б. П. Адысевичу и И. В. Эстулину за ценное обсуждение результата, а также бригаде циклотрона и сотрудникам группы за помощь в измерениях и обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vescehett F. D., Greenlees G. W. Phys. Rev., **182**, 1190, 1969.
2. Прокопенко В. С., Токаревский В. В., Щербин В. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., **34**, 126, 1970.
3. Гужовский Б. Я., Боркин И. М. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., **33**, 129, 1969.
4. Warner R., Alford W. Phys. Rev., **114**, 1338, 1958.
5. Чирко В. И. ЖЭТФ, **47**, 1581, 1964.
6. Прокопенко В. С., Клименко А. С. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., **34**, 122, 1970.
7. Абдель Халил, Романовский Е. А., Тимушев Г. Ф., Ковтун Л. В. «Ядерная физика», **4**, 512, 1966.
8. Аджей А. К., Галахматова Б. С. и др. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **12**, № 4, 1971.
9. Craig R. M., Dore J. C., Greenlees G. W., Lowe J., Watson D. L. Nucl. Phys., **79**, 177, 1966.
10. Mac Gregor A., Brown G. Nucl. Phys., **88**, 385, 1966.
11. Cosman E. R., Paris C. H., Sperduto A., Enge H. A. Phys. Rev., **142**, 673, 1966.
12. Tee R. G., Aspinall A. Nucl. Phys., **98**, 417, 1967.
13. Cosman E. R., Slater D. C., Spencer J. E. Phys. Rev., **182**, 1132, 1969.

Поступила в редакцию
19.6 1970 г.

НИИЯФ