

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3192/2-80

14/7-80

1-80-183

Н.В.Власов, Р.Я.Зулькарнеев, Н.А.Кузьмин,
Р.Х.Кутуев, Х.Муртазаев

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ
ЛЕВО-ПРАВЫХ АСИММЕТРИЙ
И ВОССТАНОВЛЕНИЯ
ПОЛЯРИЗАЦИИ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ,
ИСПУЩЕННЫХ В РЕАКЦИЯХ ТИПА $p+A \rightarrow p + \dots$
ПРИ ЭНЕРГИИ 640 МэВ

Направлено в ПТЭ

1980

Исследование процессов выбивания достаточно энергичных частиц из ядер в область, кинематически запрещенную для соударения налетающего адрона со свободным и покоящимся нуклоном, стало одной из интереснейших и актуальных задач физики взаимодействия адронов с ядрами. В связи с недостаточным пониманием природы этих процессов рядом авторов ^{1,2/} была отмечена важность поляризационных опытов как дополнительного и независимого источника информации о механизме испускания быстрых частиц ядром-мишенью.

В настоящей статье дается детальное описание использованных в ранее опубликованных работах ^{3,4/} экспериментальной установки, методики и процедурных особенностей измерения поляризации протонов, испущенных назад и под углами $57,5^\circ$ и 90° в реакциях типа $p+A \rightarrow p+\dots$ при энергии 640 МэВ.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

с энергией 640 ± 15 МэВ направлялся на поляризующую углеродную мишень M1. Частицы, испущенные этой мишенью, регистрировались счетчиками 1 и 2, задававшими угол их вылета, θ_1 , и попадали на вторую углеродную мишень M2, служившую анализатором поляризации протонов. Рассеянные этой мишенью частицы регистрировались счетчиками 3, 4 и 5. Угол анализирующего рассеяния, θ_2 , составлял $18 \pm 1,5^\circ$ при первых попытках анализа поляризации ^{3/} и окончательно был выбран равным $12 \pm 1^\circ$ в последующих, более точных измерениях.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Пучок неполяризованных протонов

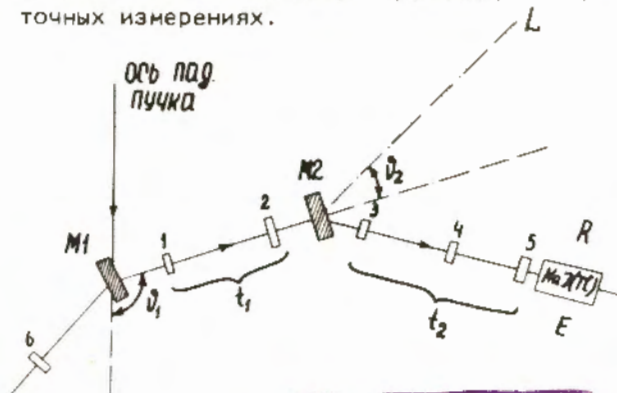


Рис.1. Схема экспериментальной установки. M1-мишень-поляризатор; M2-анализирующая мишень; 1-6 -счетчики; NaJ(Tl) -счетчик полного поглощения энергии; t1, t2 -базы для измерения времени пролета частиц.

Идентификация сорта частиц производилась в основном после их взаимодействия с ядрами анализатора. Эта процедура осуществлялась на ЭВМ HP-2116C на основе данных о времени пролета частиц через счетчики 3 и 5 и их кинетической энергии, измерявшейся счетчиком NaJ. Последний представлял собой счетчик полного поглощения с кристаллом цилиндрической формы, высота и диаметр которого равнялись 10 см. Время пролета между счетчиками 1 и 2 - t_1 использовалось в методических измерениях.

Схема электроники приведена на рис.2. Импульсы со счетчиков 1-5, сформированные формирователями типа 003^{15/} и сдвинутые соответствующим образом по времени, поступали на вход схемы совпадений С1. Импульсы, вырабатывавшиеся этой схемой совпадений, являлись "воротами" для сигналов счетчиков 1,2,3,5, участвовавших в измерении времени пролета, и подавались на входы соответствующих схем совпадений С2 ÷ С5. На второй вход каждой из схем С2 ÷ С5 поступали сигналы со счетчиков 1,2,3,5. Импульсы с выхода схем С2-С5 управляли работой преобразователей "время-амплитуда" типа 017^{15/}.

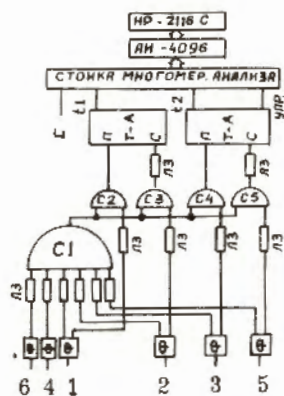


Рис.2. Схема электроники. Ф-формирователи; Л.З. - линии задержки; Т-А - преобразователи время-амплитуда; С1-С5 - схемы совпадений.

Кодирование аналоговых сигналов t_1 , t_2 , T/t_1 , t_2 - время пролета до и после анализатора соответственно, T - кинетическая энергия частицы/ производилось в стойке многомерного анализа^{18/}, а затем эта информация поступала в анализатор АИ-4096, который

использовался нами в качестве буферной памяти. Каждое событие записывалось в память как 2 слова ЭВМ: первое слово - T и t_1 , второе - t_2 и номер экспозиции /задается регистром констант/. Эта информация массивами по 2048 слов ЭВМ передавалась автоматически в ЭВМ. Прием ее производился в режиме динамической буферизации, что позволяло произвести обработку ранее принятых данных во время заполнения буферной памяти новыми событиями.

КАЛИБРОВКА АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ИЗМЕРЯЕМЫХ ВЕЛИЧИН t_1 , t_2 , T

Перед началом каждого сеанса измерений производилась калибровка абсолютных величин измеряемых времени пролета и энергии,

выделяющейся в счетчике полного поглощения. Эта процедура осуществлялась в специальном вспомогательном опыте по упругому рр-рассеянию при энергии 640 ± 15 МэВ. С этой целью счетчики 1-5 и дополнительный счетчик 6 устанавливались под углами, соответствующими кинематике свободного рр-рассеяния. При этом счетчик № 6 использовался в качестве "свидетеля". Знание кинематики рассеяния и расстояний между счетчиками 1,2 (L1) и 3,5 (L2) позволяло с достаточной точностью находить абсолютные значения времен пролета и энергии. Процедура этой калибровки выполнялась с учетом толщин мишени, скintилляторов счетчиков 1-5, а также вещества других конструктивных элементов нашей установки.

Исходя из всего этого при каждом калибруемом значении энергии протонов находились точки (t_{1i}, N_i) , (t_{2i}, N_i) , (T_i, N_i) , где N_i - соответствующие номера каналов. По полученным точкам проводились прямые линии в плоскостях (t_1, N) , (t_2, N) , (T, N) по методу наименьших квадратов. Таким образом, эти прямые позволяли устанавливать однозначное соответствие между номером канала, соответствующим наблюдаемой на опыте характеристике (t_1, t_2, T) , и абсолютным ее значением. Реально калибровка производилась по 4-5 точкам по энергии и времени пролета. Результаты калибровки всегда выводились для визуального контроля на дисплей Т4012, а полученные уравнения калибровочных прямых использовались при последующей обработке данных и опознавании частиц.

Результаты калибровок показали, что разрешение счетчика NaJ в диапазоне энергий 100-200 МэВ составляло $7 \div 9$ МэВ. Временные разрешения всегда были устойчиво равны $\pm 0,3$ нс*.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Обработка данных, происходившая одновременно с набором информации, заключалась в выполнении

следующих операций.

1/ В принятых массивах каждая последовательная пара чисел проверялась на наличие номера экспозиции во втором слове пары. Таким образом исключалось перепутывание информации при расшифровке этих чисел из-за случайного сдвига в адресе буферной памяти.

* В счетчиках 1-5 использовались стандартные образцы ФЭУ-36.

2/ В соответствии с уравнениями калибровки величин t_1 , t_2 , T вычислялись соответствующие физические параметры.

3/ Отбрасывались события, для которых $T < 5$ МэВ, $t_1 < L_1/c$, $t_2 < L_2/c$, где c - скорость света, L_1 и L_2 - расстояние между счетчиками "старт" и "стоп" до и после анализатора соответственно.

Если за время этих вычислений в ЭВМ не поступило новой информации, выполнялись следующие операции:

а/ вычислялись массы частиц после мишени анализатора /по t_2 , T /; типичное распределение событий в плоскости (t_2, T) и соответствующий спектр масс приведены на рис.3 и 4;

б/ восстанавливались энергии частиц в центре мишени №1.

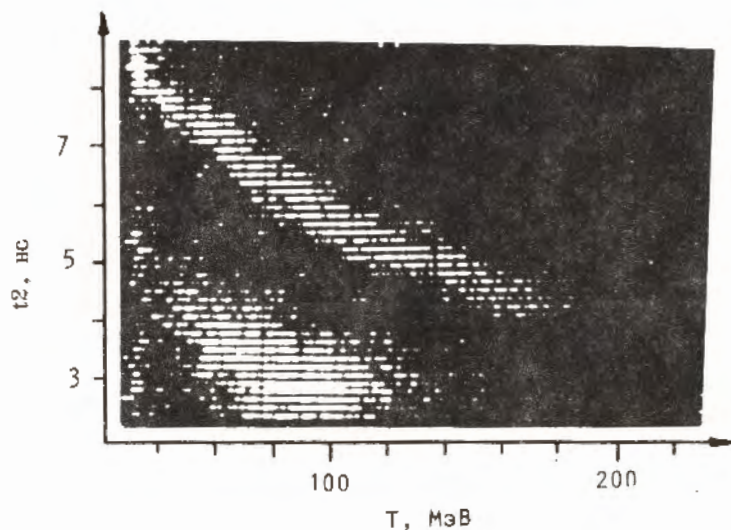


Рис.3. Распределение событий в плоскости (t_2, T) .

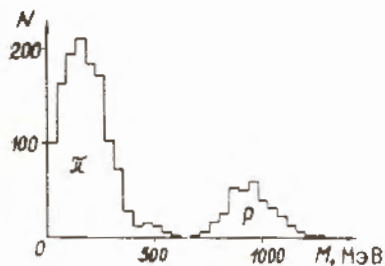


Рис.4. Спектр масс, соответствующий распределению событий, показанному на рис.3.

По окончании экспозиции происходила последующая обработка данных, требующая вмешательства оператора. Все события разбивались на группы в соответствии с заданными оператором интервалами энергий. В каждой группе создавались гистограммы распределений масс частиц. Идентификацию протонов по результатам гистограммирования можно было производить двумя способами.

Первый - путем подгонки экспериментального спектра масс (M) кривой, являющейся суммой двух распределений Гаусса:

$$N = \frac{\Delta M}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{N_{\pi}}{\sigma_{\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{M-M_{\pi}}{\sigma_{\pi}}\right)^2\right] + \frac{N_p}{\sigma_p} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{M-M_p}{\sigma_p}\right)^2\right] \right\},$$

где ΔM - шаг гистограммирования; σ_{π} , σ_p - дисперсии в распределении событий по массам; N_{π} , N_p - количество π -мезонов и протонов; M_{π} , M_p - соответственно центры распределения масс π -мезонов и протонов. Величины N_{π} , σ_{π} , M_{π} , N_p , σ_p , M_p находились в результате фитирования. Величина N_p использовалась для вычисления асимметрии.

Второй способ - простой подсчет числа событий, попавших в интервал масс, заданный оператором.

ФОН ИЗМЕРЕНИЙ

В условиях, когда устанавливались обе мишени одновременно, полное число регистрируемых событий N находилось из выражения

$$N = N^+ + N^- + N_{сл} + N_{лож} \quad /2/$$

Здесь N^+ - события, связанные с рассеянием исследуемых протонов на анализирующей мишени; N^- - число актов рассеяния исследуемых протонов на веществе сцинтиллятора счетчиков 2 и 3; $N_{сл}$ - вклад событий случайного характера; $N_{лож}$ - примесь протонов, образованных в мишени №2 вследствие поглощения в ней пионов, испущенных поляризатором. Суммарный вклад величин N^- и $N_{сл}$ контролировался в процессе измерений и не превышал обычно /1-5/%. Вклад $N_{лож}$ непосредственно в ходе измерения асимметрии $\Phi \cdot A_c = \ell_{инкл.}$ не мог быть проконтролирован, поскольку он возник вследствие не 100%-й эффективности процедуры идентификации частиц в нашей системе до анализирующей мишени. Поскольку в этом случае основным источником $N_{лож}$ могла являться лишь реакция $\pi^+ + d \rightarrow p + \dots$ на квазиэлектронных парах в ядре углерода, то нами был поставлен специальный контрольный эксперимент по определению возможной примеси $N_{лож}$ в полное регистрируемое число событий, N .

Измерения производились в опыте, в котором для большей надежности идентификации частиц расстояние между счетчиками 1 и 2 было увеличено почти вдвое по сравнению с условиями, при которых измерялась поляризация. Идентификация частиц до анализатора при этом осуществлялась по времени пролета t_1 между счетчиками 1 и 2 и энергии T_1 / T_1 - это энергия, зарегистрированная счетчиком E с поправкой на наличие вещества между счетчиками I и E /. При расчете поправки были учтены два возможных случая:

1/ прохождение частицы через анализатор со сменой рода частиц ($\pi \rightarrow p$, $p \rightarrow \pi$);

2/ без такой смены ($\pi \rightarrow \pi$, $p \rightarrow p$).

Для каждого такого варианта рассчитывалась масса частицы до анализатора, $\mu_1 = f(T_1, t_1)$. Масса частицы после анализатора, μ_2 , определялась так же, как и при измерениях поляризации. Для наиболее надежной идентификации был задан "жесткий" критерий отбора частиц по массе:

$$|\mu_1 - M_p| \leq 0,5 \cdot \sigma_p; \quad |\mu_2 - M_\pi| \leq 0,5 \cdot \sigma_\pi,$$

где $i = 1, 2$; M_p и M_π - заданные нами центры распределения масс протонов и π -мезонов; σ_p и σ_π - соответствующие дисперсии в распределении событий по массам /150-200 МэВ/. Надежность идентификации при этом была не хуже 0,995.

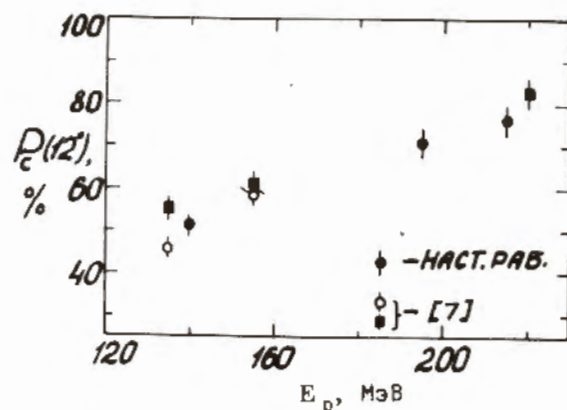
В результате измерений установлен верхний предел для возможной доли $N_{лож}$ в полном числе событий N , который оказался равным $/2 \pm 0,7\%$ от полного числа регистрируемых нами протонов в интервале энергий 100-230 МэВ.

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ. ЛОЖНЫЕ АСИММЕТРИИ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение поляризации производилось традиционным образом - путем определения азимутальных /лево-правых/ асимметрий рассеяния протонов известной энергии на ядре углерода. При нахождении этих асимметрий за "левое рассеяние" принималось рассеяние влево относительно направления оси пучка, поляризация которого исследовалась. В наших измерениях использовалась в качестве анализатора углеродная мишень толщиной $7,1 \text{ г/см}^2$. Это хорошо изученное ядро и угол анализирующего рассеяния $\theta_2 = 8^\circ$ выбирались исходя из соображений получения достаточно высоких скоростей счета и больших значений анализирующей способности $A_0 \geq 0,35$ в широком интервале энергий 100-250 МэВ. Однако тщательные контрольные исследования, проведенные нами, выявили, что при установке анализирующего телескопа под углами менее

$9^\circ - 10^\circ$ л.с. измеряемые лево-правые асимметрии содержат заметный вклад протонов, многократно рассеявшихся на анализаторе. Этот эффект приводит к необходимости внесения некоторых поправок в результаты измерений ^{/3/}. Чтобы надежным образом избежать их в последующих исследованиях ^{/4/}, угол θ_2 был увеличен до $/12 \pm 1^\circ$. Анализирующая способность в этом случае, полученная нами, имеет вид, изображенный на рис.5, и совпадает с результатами работ ^{/7/}.

Рис.5. Энергетическая зависимость анализирующей способности углерода для угла 12° в интервале 110-230 МэВ.



Наблюдение за наличием других возможных ложных асимметрий /например, имеющих юстировочный характер/ велось в течение всех циклов работы установки непрерывно с помощью измерения асимметрии рассеяния пионов на анализаторе. Нетрудно видеть, что при $N_{лож}/N \approx 2\%$ и поляризации $P \leq 30\%$ асимметрия в рассеянии пионов не должна превышать $\approx 0,6\%$ и, следовательно, должна отсутствовать в пределах погрешности наших измерений. Экспериментально найденные значения ее обычно не превышали $/1 \pm 2\%$ по всему интервалу энергий пионов от 50 до 100 МэВ.

Кроме этого, проверка отсутствия ложных асимметрий эпизодически производилась в двух специально поставленных опытах. В первом из них измерялась поляризация протонов, упруго рассеянных водородом на угол 90° с.ц.н. Эти измерения также показали, что возможная ложная асимметрия не превышает величины $+0,010 \pm 0,020$.

Во втором опыте счетчики 3, 4 и 5 регистрировали частицы, испытывавшие в основном многократное рассеяние на угол $8 \pm 1,5^\circ$ в свинце. Асимметрия протонов в таком эксперименте, согласно нашим оценкам, не должна превышать величины 0,01. Эксперимен-

тально измеренная величина в этом случае оказалась равной $0,000 \pm 0,012$.

Результаты этих трех независимых опытов позволяют нам сделать заключение о том, что в процессе наших измерений поляризации протонов величина возможной систематической ошибки изменения азимутальной асимметрии составляла не более $\pm 0,02 \pm 0,02$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диапазон энергий исследуемых нами протонов простирался от 110 до 230 МэВ. Нижняя его граница определялась естественным порогом установки, а верхняя - размерами счетчика NaJ. Некоторые из результатов измерений энергетической зависимости поляризации вторичных протонов реакции /1/ в этом интервале для ядер ^{12}C и ^{207}Pb приведены на рис.6 и ранее были использованы нами при исследовании А-зависимости средней величины поляризации в /4/.

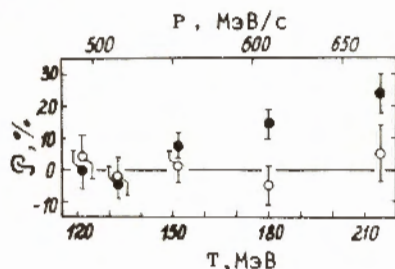


Рис.6. Энергетическая зависимость параметра поляризации протонов, испущенных под углом 130° в реакции /1/, для ядер ^{12}C /темные точки/ и ^{207}Pb /светлые точки/ при начальной энергии 640 МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лексин Г.А. Третья школа физики ИТЭФ, 1975, вып.2, с.16; Gudima K.K., Mashnik S.G., Toneev V.D. JINR, E2-11307, Dubna, 1978.
2. Frankel S., Woloshyn R.M. Phys.Rev.C., 1978, Vol.16, No.4, p.1680.
3. Kutuev R.Kh., Murtazaev Kh., Zulkarneev R.Ya. JINR, E1-11555, Dubna, 1978.
4. Кутуев Р.Х., Зулкарнеев Р.Я., Муртазаев Х. ОИЯИ, P1-12906, Дубна, 1979.
5. Борейко В.Ф. и др. ОИЯИ, 13-6396, Дубна, 1972.
6. Синаев А.Н. и др. ОИЯИ, 13-7656, Дубна, 1974.
7. Файснер Г. Поляризация нуклонов при рассеянии. М., ИЛ, 1960, с. 161; Jarvis O.N. et al. Nucl.Phys., 1966, 77, p.161.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1980 года.