

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 187

P1-88-796

В.В.Авдейчиков*, А.И.Богданов*, В.А.Будилов,
В.Я.Волков, Н.Л.Горшкова, К.Г.Денисенко*,
В.Н.Емельяненко, Н.К.Жидков, А.Котус,
С.Мрувчински, Ю.А.Мурин*, В.А.Никитин,
П.В.Номоконов, Ю.К.Пилипенко, В.Р.Ской,
М.Д.Трайкова, В.В.Фимушкин, В.Б.Шутов

ИЗМЕРЕНИЕ АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ
УПРУГОГО $d\uparrow p$ -РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ 2 - 12 ГэВ/с
И РЕАКЦИИ $d\uparrow C \rightarrow pX$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 2,38 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина,
Ленинград

1988

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей работы - измерение анализирующей способности реакций упругого рассеяния дейтронов на протонах $d+p$ и дейтронах $d+d$ и неупругого взаимодействия с углеродом $d+C \rightarrow pX$.

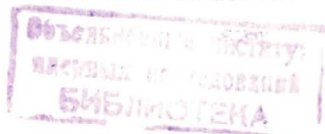
Данные об упругом рассеянии используются для проверки модели Глаубера - Ситенко с учетом спинозависящих амплитуд. Они важны также для измерения и мониторинга поляризации пучков. Данные о неупругом $d+C$ -взаимодействии позволяют критически проверить и развить модели столкновения релятивистских ядер. Например, весьма распространенный статистический /термодинамический/ подход к описанию поведения адронов предсказывает малые поляризационные эффекты, что не соответствует эксперименту.

Работа выполнена на пучке поляризованных дейтронов синхротрона ОИЯИ. Импульс пучка менялся в интервале $2,38 \div 12$ ГэВ/с. Регистрировались частицы отдачи упругого рассеяния под углом 77° и неупругого взаимодействия под углами 75° и 120° в лабораторной системе. Анализирующая способность реакций определялась измерением лево-правой асимметрии сечений, либо сравнением сечений при включении и выключении поляризации пучка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Экспериментальная установка собрана на основе спектрометра ядер отдачи ^{1/}, действующего на внутреннем пучке синхрофазотрона. Аппаратура размещалась на линейном промежутке ускорителя /рис. 1/. Мишенью служила пленка из полиэтилена CH_2 или CD_2 толщиной 2-3 мкм.

Пучок поляризованных дейтронов формировался ионным источником "Полярис"^{1/2/}. Поляризация инжектируемого пучка измерялась поляриметром на выходе линейного ускорителя /10 МэВ/. Поляризация ускоренного пучка определялась нами полупроводниковым поляриметром путем измерения лево-правой асимметрии сечения упругого $d+p$ -рассеяния при $t=0,025$ (ГэВ/с)² и импульсе пучка 2,38 ГэВ/с. Анализирующая способность реакции $d+p \rightarrow$



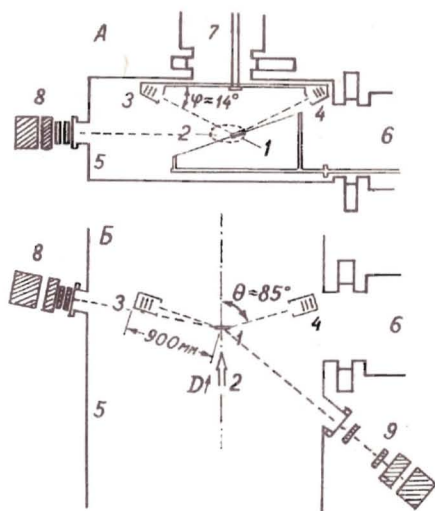


Рис. 1. Схема поляриметра внутреннего пучка синхрофазотрона. А — поперечное сечение камеры ускорителя; Б — вид камеры снизу; 1 — пленочная мишень; 2 — контур поперечного сечения пучка; 3, 4 — левый и правый полупроводниковые телескопы; 5 — камера синхрофазотрона; 6 — шлюз мишени; 7 — шлюз телескопов; 8, 9 — сцинтилляционные телескопы.

→ $d\sigma$ при этих условиях известна из работ [3, 4]. Получено среднее значение векторной поляризации $P = 0,39 \pm 0,015 \pm 0,04$. Систематическая ошибка 0,04 вытекает из неопределенности анализирующей способности. Поляризация выведенного пучка измерялась установкой "Альфа".

При этом пучок ускорялся до импульса 9 ГэВ/с, а затем замедлялся до импульса 3 ГэВ/с. Таким образом, показано отсутствие деполаризации в процессе ускорения до максимальной энергии СФ [5].

При исследовании упругих реакций частицы отдачи регистрировались двухплечевым спектрометром, состоящим из телескопов полупроводниковых детекторов, по два телескопа в каждом плече. Телескопы располагались внутри камеры ускорителя на расстоянии 900 мм от мишени. Каждый телескоп состоял из трех полупроводниковых детекторов. Первые два детектора служили для измерения энергии частиц и их идентификации ($\Delta E - E$)-методом, третий был включен на антисовпадения. Толщина ΔE -детекторов 150 мкм, а E -детекторов — 1900 мкм. Телесный угол 0,15 мср телескопов задавался коллиматорами.

На рис. 2 показаны энергетические спектры протонов и дейтронов, измеренные одним телескопом. Правые пики соответствуют частицам отдачи от упругого рассеяния. Их ширины определяются, в основном, угловым расширением спектрометра ± 5 мрад. Левые пики соответствуют реакциям, идущим с развалом налетающего дейтрона. Спектры содержат фон от фрагментации углерода. Он слабо зависит от угла и измерялся в отдельном фоновом эксперименте.

При изучении реакции $d + C \rightarrow pX$ регистрация протонов осуществлялась одноплечевым спектрометром из двух телескопов, распо-

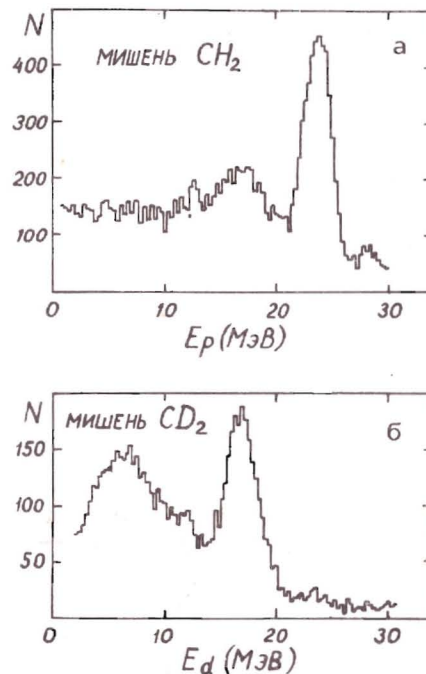


Рис. 2. Энергетические спектры частиц отдачи в упругом $d\uparrow p$ -рассеянии /а/ и упругом $d\uparrow d$ -рассеянии /б/.

тоны ($\Delta E - E$)-методом и измерять их энергию в диапазоне $40 \div 300$ МэВ. Нижняя граница диапазона определялась, в основном, толщиной окна в камере ускорителя. На рис. 3 приведено ($\Delta E - E$)-распределение для одного из телескопов. Видно, что пионы, протоны и дейтроны хорошо разделяются.

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ ВЫХОДА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

При упругом рассеянии $1 + 2 \rightarrow 1 + 2$ пучка поляризованных частиц 1 на частицах мишени 2 лево-правая асимметрия ϵ сечения взаимодействия определяется по рассеянной частице 1 или частице отдачи 2:

$$\epsilon = \frac{L_1 - C_1 R_1}{L_1 + C_1 R_1} = - \frac{L_2 - C_2 R_2}{L_2 + C_2 R_2}.$$

/1/

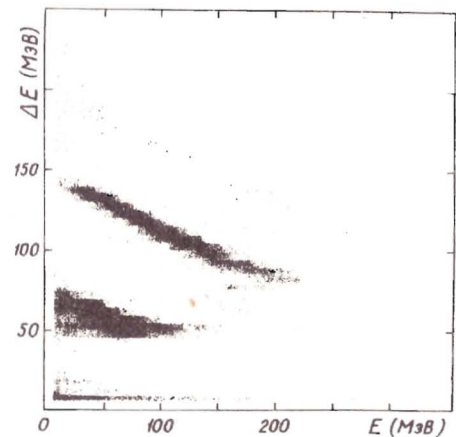


Рис. 3. Примерное ($\Delta E - E$)-распределение в сцинтилляционном телескопе. Снизу вверх четко вырисовываются линии π , p , d .

ложенных вне камеры ускорителя под углами 75° и 120° /рис. 1/. Каждый телескоп состоял из двух пластмассовых сцинтилляторов толщиной 5 мм и двух кристаллов $NaI(Tl)$ толщиной 80 и 150 мм. Телескопы позволяли идентифицировать про-

Здесь $L_{1/2}, R_{1/2}$ - числа частиц, зарегистрированных в определенных интервалах $t, t + \Delta t_{1/2}$ квадрата переданного 4-импульса. В ходе эксперимента чередовались циклы ускорения поляризованного и неполяризованного пучка, что позволило определить коэффициенты $C_{1/2}$, учитывающие несимметричность плеч спектрометров.

$C_{1/2} = L_{1/2}^0 / R_{1/2}^0$, где $L_{1/2}^0, R_{1/2}^0$ - счет левых и правых плеч для неполяризованного пучка. Для определения асимметрии ϵ одноплечевым спектрометром необходимо мониторировать число частиц M поляризованного пучка и M^0 неполяризованного пучка, прошедших через мишень. Пусть $C = M/M^0$, тогда

$$L_1 + C_1 R_1 = C(L_1^0 + C_1 R_1^0), \quad /2/$$

$$L_2 + C_2 R_2 = C(L_2^0 + C_2 R_2^0), \quad /3/$$

$$L_1^0 = C_1 R_1^0, \quad L_2^0 = C_2 R_2^0. \quad /4/$$

Из /1/-/4/ получаем для одноплечевых спектрометров

$$\epsilon = \frac{L_1 - C L_1^0}{C L_1^0} = - \frac{R_1 - C R_1^0}{C R_1^0} = - \frac{L_2 - C L_2^0}{C L_2^0} = \frac{R_2 - C R_2^0}{C R_2^0}. \quad /5/$$

В нашем эксперименте в качестве мониторингового числа использовалась сумма числа частиц в обоих плечах спектрометра из полупроводниковых детекторов /относительное мониторингование/.

В неупругом рассеянии в общем случае нет критерия различия рассеянной частицы 1 и частицы отдачи 2, поэтому в качестве определения асимметрии принимают первые два равенства формулы /5/.

"Правая" и "левая" стороны /или знак асимметрии/ определяются согласно рекомендации международной конференции в Медисоне /1971 г./: правая система координат задается тройкой ортогональных векторов $\vec{n}_x, \vec{n}_y, \vec{n}_z$, где $\vec{n}_z = (\vec{p}_1 \times \vec{p}'_1) / |\vec{p}_1 \times \vec{p}'_1|$, $\vec{n}_x = \vec{n}_y \times \vec{n}_z$, \vec{p}_1, \vec{p}'_1 - импульс частицы пучка до и после рассеяния. За ось квантования выбирается \vec{n}_y /поляризация пучка направлена по \vec{n}_y /, тогда вектор \vec{n}_x указывает налево и асимметрия вычисляется по формулам /1/-/5/.

Источник "Полярис" формировал пучок с поляризацией, параллельной или антипараллельной направлению магнитного поля ускорителя. В данном эксперименте тензорная компонента поляризации была близка к нулю. При этих условиях имеется следующая связь между наблюдаемой асимметрией ϵ , векторной поляризацией

пучка P и анализирующей способностью A_y реакции упругого $d\bar{p}$ -рассеяния /8/:

$$\epsilon = \frac{3}{2} P A_y. \quad /6/$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И КОММЕНТАРИИ

Векторная анализирующая способность A_y упругого $d\bar{p}$ -рассеяния определена в настоящей работе при квадрате переданного 4-импульса $-t = 0,025$ (ГэВ/с)² в диапазоне импульса первичного пучка $2,38 \div 12$ ГэВ/с. Результаты приведены в табл. 1 и на рис. 4. Данные о зависимости A_y от импульса налетающего дейтрона можно сравнить с моделью Глаубера - Ситенко, обобщенной

Таблица 1

Анализирующая способность A_y упругого $d\bar{p}$ -рассеяния при $-t=0,025$ (ГэВ/с)² для разных импульсов налетающих дейтронов

p , ГэВ/с	A_y	ΔA_y
2,38	0,285	0,025
3,22	0,197	0,032
4,18	0,179	0,024
5,01	0,144	0,024
6,68	0,086	0,022
7,94	0,070	0,018
8,94	0,072	0,016
10,60	0,085	0,037
12,00	0,044	0,038

на случай спиновзависящих амплитуд. На основании работы /7/ нами получена приближенная формула /см. приложение/:

$$A_{d\bar{p}} = \frac{1}{3} (A_{pp} + A_{np}), \quad /7/$$

связывающая значения анализирующей способности в $d\bar{p}$ - и $N\bar{N}$ -рассеянии. Результаты расчета по формуле /7/ с использованием

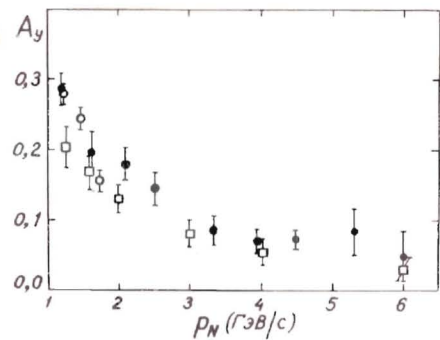


Рис. 4. Векторная анализирующая способность упругого $d \uparrow p$ -рассеяния в зависимости от импульса /на нуклон/ пучка: ● - настоящая работа; ○ - данные из работы^{/7/}; □ - подсчет по формуле /7/.

экспериментальных данных по $p \uparrow p$ - и $p \uparrow p$ -рассеянию^{/8-12/} показан на рис. 4. В пределах ошибок можно констатировать выполни-

мость соотношения /7/. Это также дает косвенное подтверждение сохранения поляризации пучка в процессе ускорения.

Анализирующая способность A_y упругого рассеяния при импульсе дейтронов 2,38 ГэВ/с измерена для трех величин квадрата переданного 4-импульса:

$-t$ (ГэВ/с) ²	0,005	0,025	0,054	
A_y	$0,098 \pm 0,02$	$0,29 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,03$	/8/

Для реакции упругого $d \uparrow d$ -рассеяния измерена анализирующая способность при $-t = 0,044$ (ГэВ/с)² для двух значений импульса налетающего дейтрона. Получены величины

$$A_y = 0,373 \pm 0,038 \text{ при } 2,38 \text{ ГэВ/с,} \\ A_y = 0,154 \pm 0,025 \text{ при } 4,18 \text{ ГэВ/с.} \quad /9/$$

Данные об анализирующей способности реакции $d \uparrow C \rightarrow pX$ получены при импульсе пучка 2,38 ГэВ/с /см. табл. 2 и рис. 5 и 6/. Ранее были измерены значения анализирующей способности реакции $p \uparrow C \rightarrow pX$ при импульсе пучка 1,46 ГэВ/с^{/13,14/}. Как видно из рис. 5, форма зависимости A_y от кинетической энергии регистрируемых протонов для обеих реакций одинакова. Ее качественно можно объяснить совокупным действием трех подпроцессов:

а/ возникновением и регистрацией спектаторного протона (анализирующая способность $A_y = 0$); б/ квазиупругим рассеянием дейтрона на протоне с регистрацией протона отдачи ($A_y < 0$); в/ многократным рассеянием дейтрона или взаимодействием его с кластером ядра с регистрацией протона от фрагментации первичного дейтрона ($A_y > 0$). С ростом энергии регистрируемого протона подпроцесс в/ становится кинематически предпочтительным, его относительный вклад растет, что и приводит к наблюдаемой смене знака функции $A_y(E_p)$. В работе^{/11/} этот механизм /для налетаю-

Таблица 2
Анализирующая способность реакции $d \uparrow C \rightarrow pX$
при импульсе дейтрона 2,38 ГэВ/с

$\theta = 75^\circ$ в лаб. системе			$\theta = 120^\circ$ в лаб. системе		
E_p , МэВ	A_y	ΔA_y	E_p , МэВ	A_y	ΔA_y
80-100	-0,047	0,021	40-60	-0,004	0,007
100-120	-0,056	0,020	60-80	-0,010	0,009
120-140	-0,039	0,024	80-100	-0,006	0,011
140-160	-0,041	0,026	100-120	-0,016	0,014
160-180	0,019	0,033	120-140	0,008	0,022
180-200	0,037	0,020	140-160	-0,010	0,031
200-220	0,021	0,024	160-180	-0,032	0,037
220-240	0,059	0,027	180-240	0,158	0,074
240-260	0,076	0,034			
260-280	0,087	0,040			
280-300	0,075	0,057			

щих протонов/ обсуждается, но количественной модели нет до сих пор. Можно, однако, сделать качественный вывод, что при небольшой энергии вторичных протонов велика роль перерассеяния.

Сохранение пространственно-временной четности в бинарных процессах требует, чтобы анализирующая способность реакции типа $A(b \uparrow c)D$ равнялась поляризации P в реакциях типа $A(bc \uparrow)D$. Предполагая, что неупругое взаимодействие адронов с ядра-

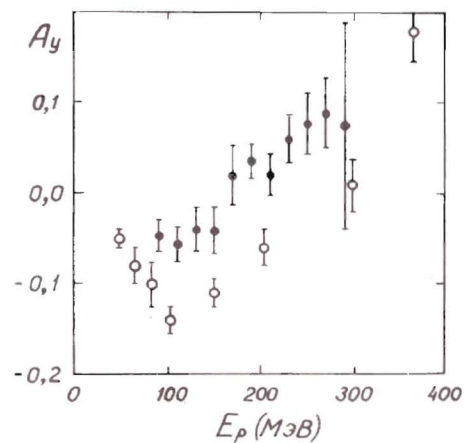


Рис. 5. Зависимость анализирующей способности от кинетической энергии регистрируемых протонов под углом 75° для $d \uparrow C \rightarrow pX$ /● - настоящая работа, импульс пучка 2,38 ГэВ/с/ и $p \uparrow C \rightarrow pX$ /○ - работа^{/13/}, импульс пучка 1,46 ГэВ/с/.

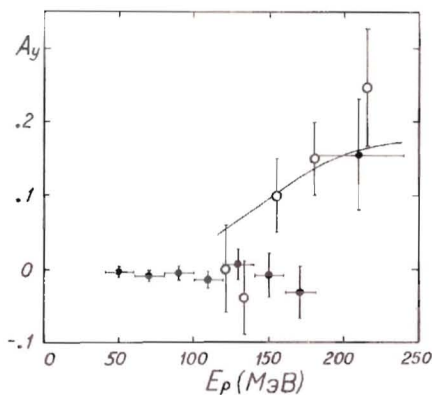


Рис. 6. Анализирующая способность в зависимости от энергии регистрируемых протонов под углом 120° для $d + C \rightarrow p + X$ /● - настоящая работа, импульс пучка $1,19$ ГэВ/с/ и $p + C \rightarrow p + X$ /○ - работа^{/15/}, импульс пучка $1,27$ ГэВ/с/. Сплошная кривая - результат расчета на основе гипотезы о прямом выбивании нуклонов из ядра^{/15/}.

ми протекает через бинарные подпроцессы на нуклонах или других конституентах ядра, мы сравниваем наши данные под углом 120° /рис. 6/ с данными из работы^{/15/}, в которой исследуется поляризация протонов в реакции $p + C \rightarrow p + X$ при импульсе пучка $1,27$ ГэВ/с. Анализирующая способность A_y , определенная в нашей работе, в интервале энергий E_p протонов $40 \div 180$ МэВ равна нулю в пределах ошибок. Данные обеих работ в перекрывающемся диапазоне энергии $120 \div 240$ МэВ согласуются, но для однозначного вывода о выполнении правила $P = A_y$ для неупругих взаимодействий необходимо продолжение исследований с большей точностью и в расширенном диапазоне кинематических переменных.

В полупроводниковых телескопах регистрировались также изотопы водорода и гелия от фрагментации ядер углерода. Для выхода этих ядер получены следующие значения анализирующей способности при импульсе налетающих дейтронов $2,38$ ГэВ/с:

- для d и t в диапазоне $7 \div 25$ МэВ $A_y = (-2,7 \pm 0,6)\%$
- для ^3_2He в диапазоне $10 \div 30$ МэВ $A_y = (-5,5 \pm 2,2)\%$
- для ^4_2He в диапазоне $10 \div 30$ МэВ $A_y = (-7,7 \pm 3,5)\%$.

В области энергии нуклидов $E \leq 30$ МэВ доминирующим механизмом их образования считается испарение из возбужденного ядра остатка. Для термализованной системы должно быть $A_y = 0$. Отличие от нуля A_y указывает на примесь другого механизма образования легких нуклидов, например процесса прямого выбивания /квазиупругое рассеяние первичной частицы на подготовленном в ядре кластере/. Из нашего значения асимметрии можно качественно оценить долю R реакций прямого выбивания легких нуклидов из ядра углерода. Основываясь на результатах /7/-/9/, получаем оценку анализирующей способности реакций упругого рассеяния поляризованных дейтронов на легких нуклидах: $A_{\text{теор}} \approx 0,5$ при $-t \approx 0,1$ (ГэВ/с)². Искомая оценка $R = A_{\text{эксп}} / A_{\text{теор}}$ составляет для группы $^2,3\text{H}$ ($5,4 \pm 1,2$)%, для группы $^3,4\text{He}$ ($13 \pm 3,5$)%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан поляриметр внутреннего пучка СФ, на котором определена анализирующая способность A_y упругого $d + p$ - и $d + d$ - и неупругого $d + C$ -рассеяния. При импульсе пучка $p_d = 2,38$ ГэВ/с найдена его векторная поляризация $P = 0,39 \pm 0,015$. Зависимость $A_y(p_d)$ в упругом $d + p$ -взаимодействии в пределах ошибок описывается в рамках обобщенной модели Глаубера - Ситенко, что косвенно свидетельствует о сохранении поляризации дейтронного пучка в процессе ускорения. Сравнение данных об анализирующей способности и поляризации в неупругой реакции наводит на мысль, что неупругое взаимодействие адронов с ядрами протекает через бинарные подпроцессы на нуклонах или других конституентах ядра.

Авторы выражают благодарность А.П.Ларичевой и Т.Ф.Грабовской за помощь в подготовке аппаратуры к эксперименту.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выведем формулу /7/, связывающую анализирующие способности в процессах упругого $d + p$ - и $N + N$ -рассеяния. В бинарных реакциях анализирующая способность A в рассеянии $a + b \rightarrow ab$ равна поляризации P в рассеянии $ab \rightarrow a + b$. Ниже обсуждается величина P . Общее выражение для амплитуды упругого $d + p$ -рассеяния получено в работе^{/7/}. Использование этого результата требует, однако, знания десяти комплексных амплитуд pp - и pn -взаимодействия. Поскольку такая детальная информация о нуклон-нуклонном рассеянии в исследуемом диапазоне энергии отсутствует, попытаемся упростить общую формулу.

Ограничиваясь пределами дифракционного конуса ($-t < 0,1$ (ГэВ/с)²) и не претендуя на точность результата выше 3-5%, можно пренебречь двухкратным рассеянием на нуклонах и опустить D -волну в структуре дейтрона. В этом приближении упрощается также переход из системы Брейта, используемой в работе^{/7/}, в систему центра масс нуклонов. В результате векторную поляризацию дейтрона выражаем через традиционные амплитуды a, b, c, d, e NN -рассеяния:

$$P_{dp} = \frac{4 \text{Im}(cb^* - ac^*)}{3(|a|^2 + |c|^2) + 2(|b|^2 + |d|^2 + |e|^2)}, \quad /10/$$

где амплитуды a, b, \dots равняются сумме амплитуд pp - и pn -рассеяния, т.е. $a = a_{pp} + a_{pn}, \dots$. Стоит подчеркнуть, что из-за пренебрежения двухкратным рассеянием в формуле /10/ отсутству-

ет формфактор дейтрона. Поляризация протона в Np -рассеянии определяется формулой

$$P_{Np} = \frac{2 \operatorname{Im}(c_{Np} b_{Np}^* - a_{Np} c_{Np}^*)}{|a_{Np}|^2 + |b_{Np}|^2 + |c_{Np}|^2 + |d_{Np}|^2 + |e_{Np}|^2} \quad /11/$$

Из /10/ и /11/ видно, что в общем случае поляризация P_{dp} не выражается через поляризации P_{pp} и P_{np} . Сделаем дальнейшие упрощения выражений /10/ и /11/, чтобы это стало возможным.

В эксперименте^{9/} показано, что в pp -рассеянии при начальном импульсе 1,46 ГэВ/с в области малых передач $b_{pp} = 0$. Известно также, что не зависящая от спина амплитуда дает доминирующий вклад в сечение, т.е.

$$|a|^2 \gg |c|^2, \quad |a|^2 \gg |d|^2, \quad |a|^2 \gg |e|^2.$$

Допускаем также, что указанные свойства амплитуд pp -рассеяния справедливы и для np -взаимодействия. В этом приближении формулы /10/ и /11/ принимают вид

$$P_{dp} = - \frac{4 \operatorname{Im} a c^*}{3 |a|^2},$$

$$P_{Np} = - \frac{2 \operatorname{Im} a_{Np} c_{Np}^*}{|a_{Np}|^2}.$$

Близость полных сечений σ_{pp} и σ_{np} и малость перезарядки pp - np говорит о близости не зависящих от спина амплитуд pp - и np -взаимодействия. Полагая $a_{pp} = a_{np}$, получаем искомую формулу:

$$P_{dp}(t, s) = \frac{1}{3} (P_{pp}(t, s) + P_{np}(t, s)),$$

где s - квадрат энергии в системе центра масс нуклонов.

В исследуемом диапазоне энергий можно ожидать 10% точности выполнения формулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абашидзе Л.И. и др. - ПТЭ, 1985, 4, с.33.
2. Anishchenko N.G. et al. - J.de Physique, 1985, 46, p.C2-703.

3. Bleszynski M. et al. - Phys. Lett., 1981, B106, p.42.
4. Haji-Saied M. et al. - Phys. Rev., 1987, C36, p.2010.
5. Ableev V.G. et al. Preprint JINR, E1-88-250, 1988.
6. Ohlsen G.G., Keaton P.W. - NIM, 1973, 109, p.41.
7. Alberi G. et al. - Ann. Phys., 1982, 142, p.299.
8. Aebischer D. et al. - Nucl. Phys., 1977, A276, p.445.
9. Besset D. et al. - Phys. Rev., 1980, D21, p.580.
10. Korolev G.A. et al. - Phys. Lett., 1985, B165, p.262.
11. Pauletta G. et al. - Phys. Rev., 1983, C27, p.282.
12. Diebold R. et al. - Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p.632.
13. Brody H. et al. - Phys. Rev., 1981, C24, p.2157.
14. Frankel S. et al. - Phys. Rev., 1981, C24, p.2739.
15. Зулькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х. - ЯФ, 1984, 39, с.785.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 ноября 1988 года.