

5293

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 5293

Экз. чит. зала

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.Н. Жмыров,
А.С. Кузнецов, М.Г. Мещеряков, Г.Д. Столетов,
А.Ф. Филозов, В.И. Чижиков

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИЯХ $pp \rightarrow \pi^+ pn$ И $pp \rightarrow \pi^0 pp$
ПРИ 669 МэВ

1970

P1 - 5293

Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.Н. Жмыров,
А.С. Кузнецов, М.Г. Мещеряков, Г.Д. Столетов,
А.Ф. Филозов, В.И. Чижиков

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИЯХ $pp \rightarrow \pi^+ pn$ И $pp \rightarrow \pi^0 pp$
ПРИ 669 МэВ

Направлено в ЯФ

В в е д е н и е

При энергии ~ 660 Мэв суммарный вклад неупругих процессов $pp \rightarrow \pi^+ p n$, $pp \rightarrow \pi^+ d$ и $pp \rightarrow \pi^0 pp$ в полное сечение pp -взаимодействия только немногим меньше вклада упругого pp -рассеяния. Уже в первых работах по фазовому анализу pp -рассеяния при этой энергии ^{/1-4/} выявилось, что характер получаемых решений и их однозначность существенно зависят от предположений относительно механизма неупругих процессов. Оказалось, что для удовлетворительного описания экспериментальных данных необходимо учитывать мезонообразование как в $^3P_{0,1,2}$ и 1D_2 , так и в $^3F_{2,3}$ -состояниях pp -системы. Значительное поглощение, найденное для $^3F_{2,3}$ -состояний, было расценено в ^{/4/} как качественное указание на то, что неупругое pp -взаимодействие в области 660 Мэв в какой-то мере носит периферический характер. Это обстоятельство указывает на возможность описания механизма мезонообразования в pp -соударениях с помощью диаграмм, учитывающих обмен только одним виртуальным пионом.

Модель однопионного обмена, модифицированная введением формфакторов нуклонов, хорошо описывает экспериментальные данные об энергетических спектрах вторичных нуклонов в процессах одиночного образования пионов при энергиях 0,97; 2 и 2,85 Гэв ^{/5/}. Недавно периферическая модель применялась также для интерпретации данных об образовании π^0 -мезонов в pp -соударениях при

610 Мэв^{/6/}; оказалось, что эта модель хорошо воспроизводит угловые распределения вторичных протонов в случае малой передачи импульса.

Следует отметить, что дифференциальные сечения образования вторичных частиц в реакциях $NN \rightarrow NN \pi$, вычисленные в рамках однопионной обменной модели, в основном, пропорциональны сумме квадратов модулей амплитуд виртуального πN -рассеяния^{/5/}. Поэтому при энергиях ≈ 1 Гэв основной вклад в вычисленные угловые распределения и энергетические спектры вторичных частиц дает резонансная P_{33} -амплитуда, тогда как роль остальных состояний сравнительно невелика. С другой стороны, выражения для поляризации вторичных нуклонов или асимметрии испускания пионов, образованных поляризованными нуклонами^{/7/}, содержат члены, представляющие собой в основном интерференцию резонансной амплитуды с нерезонансными. В связи с этим экспериментальное исследование поляризационных эффектов в неупругих нуклон-нуклонных взаимодействиях (интересное само по себе, поскольку данные такого рода в настоящее время почти полностью отсутствуют) и интерпретация их в рамках однопионной обменной модели дают возможность проверить некоторые предсказания этой модели, а также выяснить роль нерезонансных амплитуд πN -рассеяния и их поведение вне массовой поверхности.

Данные о поляризации в неупругом рассеянии могут оказаться полезными также и для проверки резонансной модели NN -взаимодействия Мандельштама^{/8/}. До последнего времени эта модель довольно успешно применялась для описания процессов одиночного образования π -мезонов в pp -взаимодействиях. Однако недавно^{/9/} отмечалось наличие при 660 Мэв расхождения между наблюдавшейся угловой зависимостью формы спектра π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow \pi^+ p n$ и предсказаниями резонансной модели.

В настоящей статье описываются эксперименты, в которых была измерена поляризация вторичных протонов от реакций



которые могут быть представлены четырьмя периферическими диаграммами однопионного обмена, приведенными на рис. 1. Недавно в работе^{/10/} в рамках развитого Феррари и Селлери^{/5/} варианта однопионной обменной модели одиночного образования π -мезонов в NN-соударениях были получены выражения для поляризации вторичных протонов в реакциях I и II с учетом указанных четырех периферических диаграмм и интерференции между ними, но без учета взаимодействия нуклонов в конечном состоянии. Эти выражения были использованы для интерпретации результатов измерений поляризации вторичных протонов.

Метод измерения поляризации протонов

Схема эксперимента показана на рис. 2. Выведенный из синхротрона и сфокусированный квадрупольными линзами L неполяризованный пучок протонов сечением $1,5 \times 1,5 \text{ см}^2$ падал на жидководородную мишень T_1 , в центре которой энергия протонов составляла 669 ± 5 Мэв. Пучок вторичных частиц, испущенных из мишени под углом θ_1 , величина которого в трех сериях измерений равнялась $8,3^\circ$, $14,5^\circ$ и $18,0^\circ$, формировался коллиматорами K_1 и K_2 . Ширины щелей этих коллиматоров выбирались так, чтобы исключить возможность прохождения через них вторичных частиц, испущенных из тех участков стенок мишени T_1 , на которые падал первичный пучок протонов.

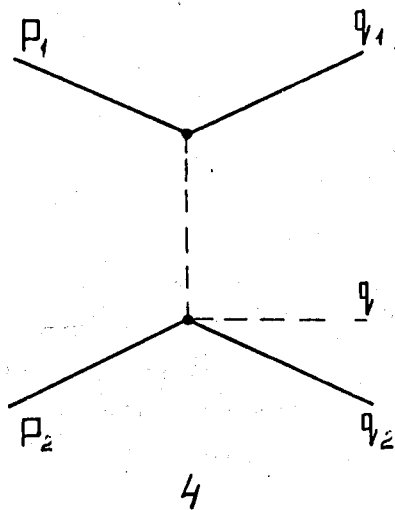
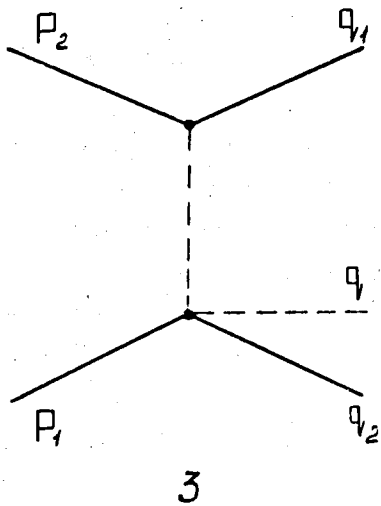
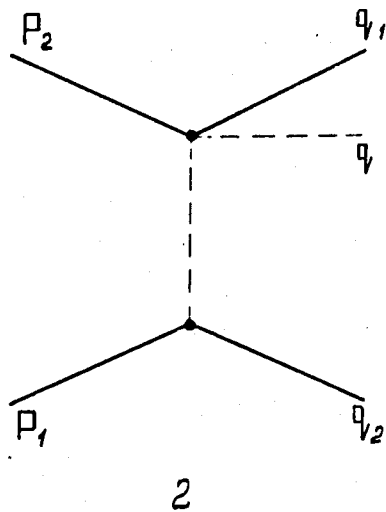
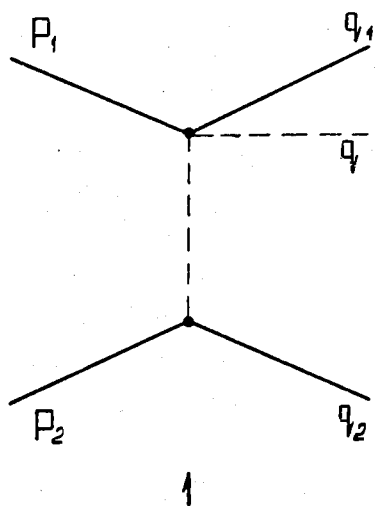


Рис. 1. Периферические диаграммы одиночного образования π -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях. Сплошные линии представляют нуклоны, штриховые π -мезоны.

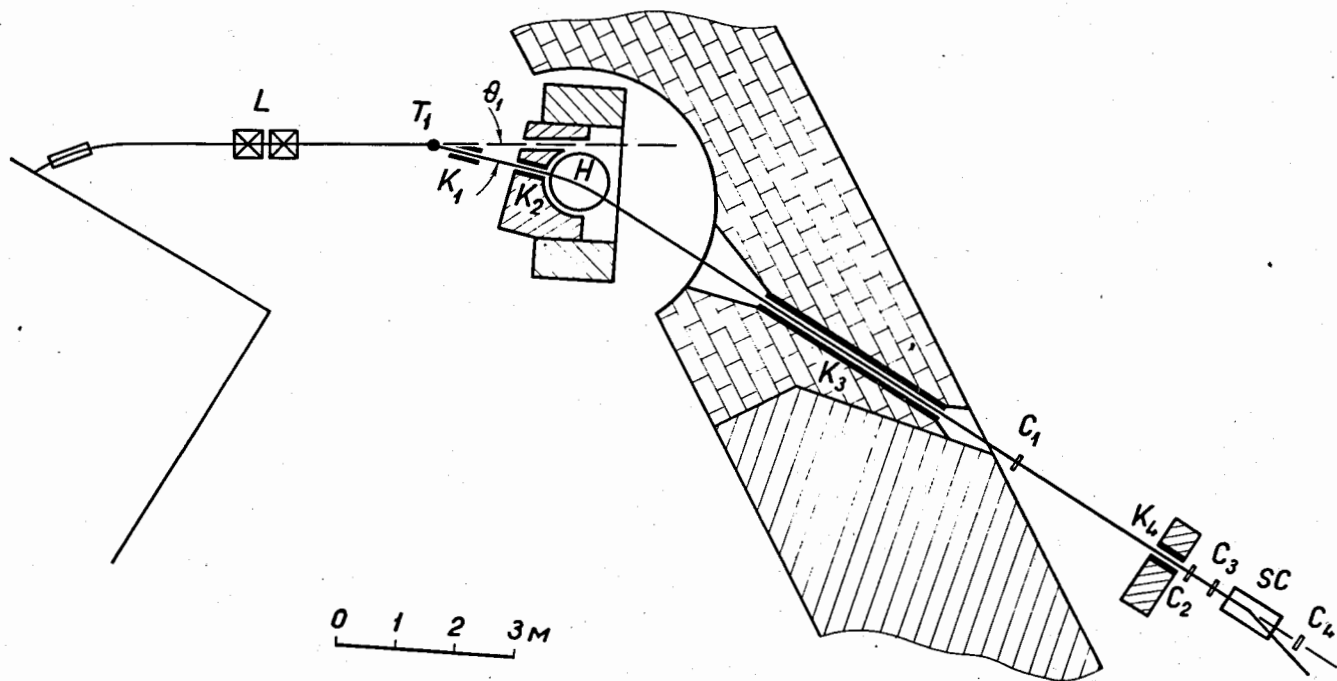


Рис. 2. Схема эксперимента. L - квадрупольные линзы; T₁ - мишень; K₁, K₂, K₃, K₄ - коллиматоры; H - магнит; C₁, C₂, C₃, C₄ - сцинтилляционные счетчики; SC - искровая камера.

Импульсные спектры прошедших через коллиматоры K_1 и K_2 вторичных заряженных частиц были измерены при помощи магнитного анализатора, импульсное разрешение $\frac{\Delta p}{p}$ которого для указанных углов соответственно равнялось 1,5, 2 и 3,5%. Полученные импульсные спектры приведены на рис. 3. Для систематических измерений поляризации вторичных протонов от реакций I и II под всеми углами испускания в непрерывных спектрах выбирались узкие полосы с энергией протонов около 370 Мэв; этому участку энергетического спектра вторичных протонов соответствовали в энергетических спектрах π^+ и π^0 -мезонов участки шириной от 30 до 150 Мэв ($\theta_1 = 8,3^\circ$), от 14 до 125 Мэв ($\theta_1 = 14,5^\circ$) и от 8 до 120 Мэв ($\theta_1 = 18,0^\circ$). В случае, когда угол испускания был равен $8,3^\circ$, в выделяемой полосе спектра вторичных протонов содержалась незначительная примесь дейтронов с импульсом 885 Мэв/с от реакции $pp \rightarrow \pi^+ d$, которые полностью отделялись от протонов по времени пролета между счетчиками C_1 и C_2 .

Заметное на всех спектрах размытие левой стороны пиков, соответствующих упругому pp -рассеянию, было обусловлено в первую очередь торможением и многократным рассеянием протонов в стенках коллиматоров и приводило к появлению некоторой примеси упруго рассеянных протонов среди вторичных протонов от реакций I и II. Процедура определения величины этой примеси состояла в следующем: 1) слабо расходящийся первичный пучок протонов направлялся через ту же систему коллиматоров K_1 и K_2 на центр анализирующего магнита; 2) измерялась форма пика, соответствующего первичному пучку протонов, и прослеживался его хвост до низких значений импульсов; 3) полученный таким образом пик нормировался к одинаковой высоте с пиками, соответствующими упругому pp -рассеянию. Затем производилось сравнение формы этих пиков путем их совмещения.

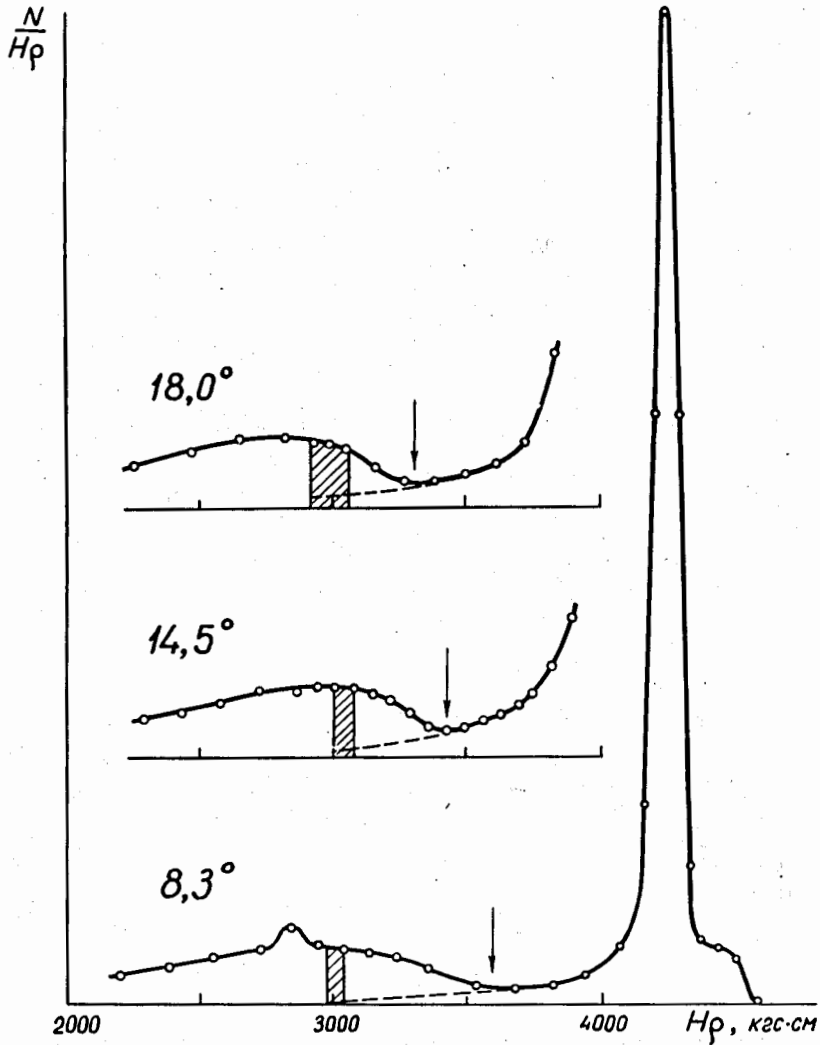


Рис. 3. Импульсные спектры вторичных частиц от pp -соударений при энергии 669 Мэв. Для каждого угла наблюдения заштрихованной полосой показан участок спектра, выделяемый магнитным спектрометром; стрелкой отмечен максимальный импульс вторичных протонов в реакциях $pp \rightarrow \pi^+ p$ и $pp \rightarrow \pi^0 p$.

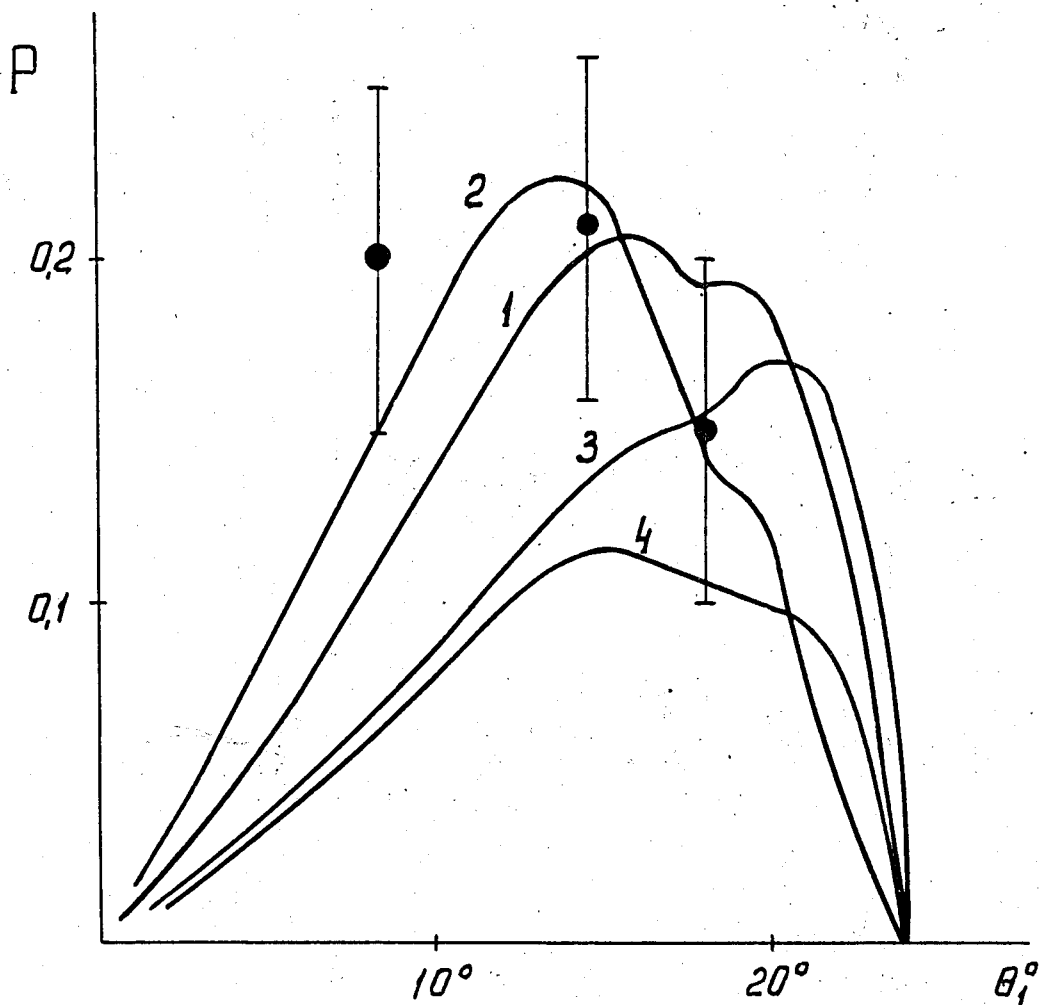


Рис. 4. Угловые зависимости поляризации протонов с энергией 376 Мэв от реакций I и II при начальной энергии протонов 669 Мэв, вычисленные по однопионной обменной модели. \bullet - экспериментальные значения поляризации. Кривые 1-4 - результаты расчетов, отвечающих вариантам таблицы 2. (Вариант 1 соответствует зависимости амплитуды f_{s11} от Δ^2 , представленной на рис. 3 в /13/).

Было найдено, что во всех случаях, с учетом поправок на разное импульсное разрешение магнитного анализатора, полученные пики имеют приблизительно одинаковое размытие вплоть до верхней границы непрерывного спектра вторичных протонов от реакций I и II. Это дало возможность экстраполировать хвосты пиков, соответствующих упругому pp -рассеянию, в области, занятые непрерывными спектрами вторичных протонов, и оценить величину примеси упруго рассеянных протонов в этих областях, которая оказалась равной $3 \pm 3\%$ ($\theta_1 = 8,3^\circ$), $10 \pm 3\%$ ($\theta_1 = 14,5^\circ$) и $20 \pm 5\%$ ($\theta_1 = 18,0^\circ$). Предполагалось, что торможение и многократное рассеяние в стенках коллиматоров протонов не сопровождается их деполяризацией.

Степень поляризации протонов, прошедших через спектрометр, определялась по асимметрии их рассеяния в искровой камере длиной 83 см и сечением 36×36 см², содержащей 21 графитовую пластину, каждая толщиной 0,6 см. Камера имела 32 разрядных промежутка, каждый шириной 1 см, и была наполнена до давления 1,1 атмосферы неона с 0,5% примесью аргона. Фотографирование на один кадр киноленты двух ортогональных проекций актов рассеяния протонов в графитовых пластинах производилось с помощью линз и зеркал автоматической фотокамерой РФК-5. Импульс, выработанный электронной схемой, выделявшей совпадение счетчиков C_1, C_2, C_3 - анτισовпадение счетчика C_4 , запускал генератор высоковольтных импульсов, коммутирующими элементами в схеме которого являлись вакуумные искровые разрядники типа ВИР-14, а также фильмопротяжное устройство фотокамеры. Полное время задержки высоковольтного импульса амплитудой 8 кВ с длительностью переднего фронта около 25 нсек относительно момента прохождения частицы через камеру не превышало 200 нсек. Расстояние между искровой камерой и счетчиком C_4 и размеры последнего выбирались так, чтобы была исключена возмож-

ность регистрации протонов, прошедших камеру без рассеяния или испытавших в ней рассеяние на углы, меньше 2° . Схема управления работой искровой камеры позволяла осуществлять набор фотоснимков со скоростью до 10 сек^{-1} при интенсивности вторичного пучка на выходе магнитного анализатора до 10^4 протонов/сек.

Для определения характеристик искровой камеры как анализатора поляризации были выполнены два калибровочных эксперимента.

В первом калибровочном эксперименте наблюдалось рассеяние в искровой камере протонов с энергией ≈ 370 Мэв из неполяризованного пучка. При этом измерялась величина ложной асимметрии, которая могла быть обусловлена возможными неточностями юстировки счетчика антисовпадений S_4 , искажениями оптической системы, при помощи которой производилось фотографирование актов рассеяния в двух ортогональных плоскостях, погрешностями, вносимыми при обмере снимков на измерительных приборах, и другими плохо учитываемыми факторами.

Во втором калибровочном эксперименте была измерена анализирующая способность камеры посредством наблюдения в ней асимметрии в рассеянии протонов из пучка с известной степенью поляризации. Использовался пучок вторичных протонов от упругого РР-рассеяния на угол 15° при энергии 669 Мэв. Степень поляризации этого пучка, согласно нашим прежним результатам^{/11/}, составляла $0,545 \pm 0,022$. Перед вхождением этого пучка в камеру энергия протонов в нем уменьшалась до ≈ 370 Мэв посредством торможения их в полиэтиленовых фильтрах.

Результаты измерений ложной асимметрии и анализирующей способности искровой камеры приведены в нашей предыдущей публикации^{/12/}.

Обработка снимков с искровой камеры

Всего было получено $\approx 270\,000$ снимков в трех исследуемых пучках вторичных протонов от $p-p$ -соударений, $\approx 200\,000$ - в неполяризованном пучке и $\approx 250\,000$ - в пучке протонов с известной степенью поляризации. Было отобрано соответственно 26 200, 19500 и 24600 снимков со случаями рассеяния, удовлетворяющими следующим основным критериям: а) рассеяние должно быть однократным на угол $5^\circ \leq \theta_2 \leq 23^\circ$; б) только один след должен выходить из графитовой пластины, в которой произошло рассеяние; в) рассеянная частица не должна останавливаться в камере.

Промер актов рассеяния производился на полуавтоматических приборах типа ПУОС, обработка результатов измерений - на вычислительной машине "Минск-22". Область углов $5^\circ \leq \theta_2 \leq 23^\circ$ разбивалась на шесть равных интервалов, для каждого из которых методом максимума правдоподобия определялись значения ложной асимметрии $\epsilon'(\theta_2)$ и анализирующей способности камеры $\Lambda(\theta_2)$ и затем находились соответствующие значения поляризации P_s пучка вторичных протонов от $p-p$ -соударений. Функция правдоподобия записывалась в виде

$$\ell = \prod_i [1 + \epsilon(\theta_2) \cos \phi_i] , \quad (3)$$

где ϕ_i - азимутальный угол i -го случая рассеяния, отсчитываемый от фиксируемой в данных экспериментах плоскости, содержащей вектор импульса первичного протона \vec{p} и вектор импульса регистрируемого вторичного протона \vec{q} . Асимметрия рассеяния $\epsilon(\theta_2)$ во всех случаях представлялась в виде

$$\epsilon(\theta_2) = P_s \Lambda(\theta_2) + \epsilon'(\theta_2) . \quad (4)$$

Посредством вычисления средневзвешенных по интервалу $5^\circ \leq \theta_2 \leq 23^\circ$ величин были найдены значения поляризации \bar{P}_S в направлении ортогональных векторов $\vec{p} \times \vec{q}$ и $(\vec{p} \times \vec{q}) \times \vec{q}$.

Поляризация вторичных протонов от реакций I и II равна

$$P(\theta_1) = \frac{\bar{P}_S(\theta_1) - \delta P_0(\theta_1)}{1 - \delta}, \quad (5)$$

где δ - величина примеси вторичных протонов от углового pp -рассеяния в анализируемом пучке, $P_0(\theta_1)$ - их поляризация.

Полученные таким образом значения $\bar{P}_S(\theta_1)$ и $P(\theta_1)$ вместе с взятыми из работы ^{/11/} значениями $P_0(\theta_1)$ приведены в таблице 1. За положительное направление поляризации принималось направление вектора $\vec{p} \times \vec{q}$. Видно, что поляризация вторичных протонов в реакциях I и II совпадает по знаку с поляризацией протонов в упругом pp -рассеянии.

Т а б л и ц а 1

Экспериментальные значения поляризации пучков вторичных протонов от pp -соударений при 669 Мэв

Угол θ_1 испускания, в градусах	Поляризация \bar{P}_S вдоль вектора $\vec{p} \times \vec{q}$	Поляризация \bar{P}_S вдоль вектора $(\vec{p} \times \vec{q}) \times \vec{q}$	Поляризация P_0 в упругом pp -рассеянии на угол θ_1 при 669 Мэв ^{/11/}	Поляризация P вдоль вектора $\vec{p} \times \vec{q}$ вторичных протонов в реакциях I и II
8,3±0,2	0,21±0,04	-0,04±0,05	0,42±0,01	0,20±0,05
14,5±0,3	0,24±0,04	0,00±0,04	0,54±0,02	0,21±0,05
18,0±0,3	0,23±0,03	-0,02±0,04	0,55±0,02	0,15±0,05

Обсуждение результатов

В однопионной обменной модели одиночного образования π -мезонов поляризация вторичных нуклонов, так же как и дифференциальные сечения соответствующих процессов, выражаются через амплитуды виртуального πN -рассеяния $f_{L 21 2J}(U, \Delta^2)$, где U - квадрат полной энергии πN -системы, Δ^2 - квадрат 4-импульса виртуального π -мезона. Селлери^{/13/} показал, что амплитуда резонансного $I = J = 3/2$ состояния $f_{P 33}(U, \Delta^2)$ вне массовой поверхности связана с известной экспериментально амплитудой того же резонансного состояния на массовой поверхности соотношением

$$f_{P 33}(U, \Delta^2) = \frac{f_{33}^{(B)}(U, \Delta^2)}{f_{33}^{(B)}(U, -\mu^2)} f_{P 33}(U, -\mu^2),$$

где $f_{33}^{(B)}(U, \Delta^2)$ и $f_{33}^{(B)}(U, -\mu^2)$ - соответствующие борновские амплитуды виртуального и реального πN -рассеяния. Согласно приведенным в^{/13/} численным расчетам и нерезонансные амплитуды виртуального πN -рассеяния, кроме амплитуды $f_{S 11}(U, \Delta^2)$, зависят от Δ^2 приблизительно таким же образом. Что же касается амплитуды $f_{S 11}(U, \Delta^2)$, то приведенная в^{/13/} на рисунке 3 зависимость этой амплитуды от Δ^2 может быть аппроксимирована выражением

$$f_{S 11}(U, \Delta^2) = \frac{f_{33}^{(B)}(U, \Delta^2)}{f_{33}^{(B)}(U, -\mu^2)} \frac{1 - \frac{\Delta^2 + \mu^2}{\Delta_0^2 + \mu^2}}{1 + \frac{\Delta^2 + \mu^2}{\gamma \mu^2}} f_{S 11}(U, -\mu^2),$$

в котором параметры Δ_0^2 и γ равны: $\Delta_0^2 = 2,5 \mu^2$ и $\gamma = 10$.

В^{/13/} указывается также, что все амплитуды вне массовой поверхности в первом приближении имеют зависимость от U такую же, как и на массовой поверхности.

Так как в условиях рассматриваемых экспериментов кинетическая энергия π -мезона в системе центра масс π -мезона и одного из вторичных нуклонов не превышала ≈ 145 Мэв, можно было в разложении по парциальным волнам ограничиться учетом только S- и P-состояний.

Вклад пионного обмена при больших передачах импульса корректировался функцией $F(\Delta^2)$, которой придается смысл пионного формфактора нуклона. Согласно работе^{/14/}, для этой функции использовалось выражение:

$$F(\Delta^2) = \frac{9\mu^2}{\Delta^2 + 10\mu^2}.$$

Величины поляризации вторичных протонов в реакциях I и II в приближении модели однопионного обмена были найдены путем численного интегрирования выражения (21) работы^{/10/} для значений параметров Δ_0^2/μ^2 , γ и формфактора $F(\Delta^2)$, приведенных в таблице 2. Поляризация вторичных протонов, отвечающая вкладу обеих реакций, находилась по формуле:

$$P(\theta_1) = \frac{\left(\frac{d\sigma(\theta_1)}{d\omega}\right)_I P_I(\theta_1) + \left(\frac{d\sigma(\theta_1)}{d\omega}\right)_{II} P_{II}(\theta_1)}{\left(\frac{d\sigma(\theta_1)}{d\omega}\right)_I + \left(\frac{d\sigma(\theta_1)}{d\omega}\right)_{II}}.$$

На рис. 4 приведены кривые, представляющие угловые зависимости поляризации $P(\theta_1)$ для указанных в таблице 2 четырех вариантов набора параметров $F(\Delta^2)$, Δ_0^2/μ^2 и γ .

Т а б л и ц а 2

Значения параметров, отвечающие разным вариантам расчета

Вариант расчета	$F(\Delta^2)$	Δ_0^2 / μ^2	γ
1	$\frac{9}{\Delta^2 / \mu^2 + 10}$	2,5	10
2	--	1,0	20
3	--	∞	∞
4	1	2,5	10

Из рисунка видно, что наилучшее согласие экспериментальных и расчетных значений поляризации вторичных протонов может быть получено только при учете формфактора нуклона и корректировки зависимости $f_{S_{11}}$ -амплитуды виртуального πN -рассеяния от Δ^2 (варианты 1 и 2 расчета). Хотя некоторое предпочтение может быть и отдано кривой 2, однако достигнутая экспериментальная точность не позволяет сделать определенный выбор между этими двумя вариантами. Расчеты без учета формфактора (вариант 4) и без корректировки $f_{S_{11}}$ -амплитуды (вариант 3) не согласуются с наблюдаемой угловой зависимостью поляризации.

Следует также отметить, что предсказываемая моделью однопионного обмена угловая зависимость поляризации вторичных протонов в реакции II особенно чувствительна к выбору зависимости $f_{S_{11}}$ -амплитуды от Δ^2 . Поэтому более детальное экспериментальное исследование поляризации протонов в этой реакции поможет уточнить поведение амплитуды S_{11} -состояния πN -системы вне массовой поверхности.

Л и т е р а т у р а

1. N. Hoshizaki and S. Machida. *Progr. Theoret. Phys.*, 29, 49 (1963).
2. Р.Я. Зилькарнеев, И.Н. Силин. *ЖЭТФ*, 45, 664 (1963);
Phys. Letters, 3, 265 (1963).
3. И. Быстрицкий, Р.Я. Зилькарнеев. *ЖЭТФ*, 45, 1169 (1963).
4. Л.С. Ажгирей, Н.П. Клепиков, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. *ЖЭТФ*, 45, 1174 (1963);
Phys. Letters, 6, 196 (1963).
5. E. Ferrari, F. Selleri. *Nuovo Cimento*, 27, 1450 (1963).
6. W. Busza, D.G. Davis, B.G. Duff, R.E. Jennings, F.F. Heymann, D.T. Walton, E.H. Bellamy, T.F. Buckley, P.V. March, A. Stefanini, J.A. Strong. *Nuovo Cimento*, 42A, 871 (1966).
7. С.Б. Нурушев, В.Л. Соловьянов. Препринт ОИЯИ Р-2382, Дубна, 1965.
8. S. Mandelstam. *Proc. Roy. Soc.*, A244, 491 (1958).
9. В.Г. Вовченко, Н.И. Констанашвили, В.А. Ярба. *ЯФ*, 11, 810 (1970).
10. Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков. Сообщение ОИЯИ Р2-4937, Дубна, 1970.
11. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, В.Л. Соловьянов, Г.Д. Столетов. *ЯФ*, 2, 892 (1965).
12. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.Н. Жмыров, А.С. Кузнецов, М.Г. Мешеряков, Г.Д. Столетов, А.Ф. Филозов. Препринт ОИЯИ 1-3920, Дубна, 1968.
13. F. Selleri. *Nuovo Cimento*, 40A, 236 (1965).
14. U. Amaldi, jr., R. Biancastelli, S. Francaviglia. *Nuovo Cimento*, 47A, 85 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июля 1970 г.