

С 346  
Л-384  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

---

Ф. Легар

2734

УПРУГОЕ  $\pi$ -РАССЕЯНИЕ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 630 МЭВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -  
доктор физико-математических наук

Ю.М. Казаринов

Дубна 1966

Ф. Легар

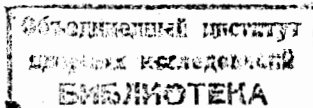
2734

УПРУГОЕ РА -РАССЕЯНИЕ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 630 МЭВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -  
доктор физико-математических наук

Ю.М. Казаринов



## В в е д е н и е

Восстановление матрицы рассеяния по экспериментальным данным является одной из наиболее важных задач, которые приходится решать физикам, занимающимся рассеянием нуклонов нуклонами. За последние годы однозначное определение матрицы нуклон-нуклонного рассеяния удалось провести в области энергий 50-310 Мэв<sup>/1-7/</sup>. Выше порога мезонообразования однозначного решения этой задачи пока не найдено.

Как известно, до последнего времени фазовый анализ являлся практически единственным методом восстановления матрицы рассеяния на основании экспериментальных данных. Поэтому, говоря об определении амплитуды рассеяния при энергии, близкой к 600 Мэв, мы будем касаться только результатов фазового анализа.

Фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния при энергии 630 Мэв, выполненный ранее, дал три приблизительно равновероятных набора фазовых сдвигов<sup>/4/</sup>. При этом оказалось, что неоднозначность решения присуща лишь состоянию с изотопическим спином  $T=0$ <sup>/4,7,35/</sup>. Для  $T=1$  фазовые сдвиги в пределах ошибок для разных наборов совпадают. Отсутствие однозначного решения для  $T=0$  связано с недостатком экспериментальных сведений о  $\pi\pi$ -взаимодействии. Так, к началу данной работы для  $\pi\pi$ -рассеяния при энергии 630 Мэв были измерены лишь дифференциальное сечение<sup>/8,33/</sup> и поляризация<sup>/34/</sup>.

Очевидно, что среди новых возможных экспериментов в первую очередь следовало ставить такие , которые наиболее эффективно и просто могли быть использованы для целей сокращения числа существовавших наборов фазовых сдвигов. Анализ предсказаний, полученных из совместного фазового анализа, показал, что такими экспериментами являются опыты по измерению параметров тройного рассеяния Вольфенштейна<sup>/36/</sup>.

После планирования экспериментов по тройному  $\pi\pi$ -рассеянию были приняты к выполнению эксперименты по измерению параметра Вольфенштейна  $R$  на углах  $70^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $125^\circ$  (с.с.и.), дающие оптимальную информацию в фазовый анализ<sup>/16/</sup> при минимальных затратах сил и средств.

Для постановки опыта требовалось выбрать метод измерения  $R_{\pi\pi}$ . Известно, что подобные эксперименты весьма трудоемки, даже в случае  $\pi\pi$ -рассеяния. В

нашем случае трудности резко возрастали, т.к. требовалось одновременно эффективно регистрировать протон и нейтрон. Аппаратура должна была обладать хорошим временным разрешением и большой светосилой для регистрации относительно редких процессов взаимодействия при достаточно интенсивном фоновом излучении. Обычный способ определения параметров тройного рассеяния с помощью измерения асимметрии в угловом распределении частиц после третьего рассеяния сцинтилляционными счетчиками, который ранее использовался при изучении  $pp$ -столкновений, в нашем случае из-за низкой эффективности нейтронных детекторов оказался непригодным.

Проведение эксперимента явилось возможным только после того, как при третьем рассеянии пучка протонов была использована искровая камера <sup>/9,10/</sup>, управляемая системой счетчиков. Искровая камера захватывает большой телесный угол и в силу этого чрезвычайно удобна для регистрации редких процессов.

Итак, искровые камеры обеспечивали высокую эффективность регистрации протонов и большую светосилу, а система счетчиков - хорошее разрешение по временным характеристикам.

Применение искровых камер вызвало необходимость создания прибора для быстрой обработки фотоснимков, содержащих треки изучаемых событий. Такой прибор был создан при участии автора и описан в работе <sup>/15/</sup>. Полуавтомат существенно сократил время просмотра фотопленки.

Параметр  $R_{pa}$ , измеренный на углах  $70^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $125^\circ$ , был использован для уточнения трех ранее известных наборов фазовых сдвигов в совместном фазовом анализе при энергии 630 Мэв. При этом удалось отбросить один из существовавших наборов фаз и улучшить точность определения фазовых сдвигов.

Был рассмотрен вопрос прямого восстановления матрицы рассеяния на основании экспериментальных данных. Как уже говорилось, при восстановлении матрицы рассеяния до сих пор отдавалось предпочтение проведению фазового анализа, т.к. на основании экспериментальных данных, полученных без использования поляризованной протонной мишени, прямое восстановление амплитуды рассеяния является довольно трудной задачей. Поляризованная протонная мишень дает возможность измерить ряд существенно новых величин: тензор поляризации и тензор спиновой корреляции при рассеянии поляризованных частиц на поляризованной мишени (тензоры третьего и четвертого рангов) <sup>/18,19/</sup>. Можно показать, что с помощью новых величин задача прямого восстановления матрицы рассеяния сильно упрощается <sup>/19/</sup>.

Диссертация содержит четыре главы и заключение.

В первой главе даны общие формулы, выражающие связь параметров рассеяния с экспериментальной информацией, получаемой с искровых камер. Здесь особое внимание

уделено параметру тройного рассеяния  $R$ . Далее в этой главе даны результаты ранее проведенного фазового анализа при энергии 630 Мэв и зависимости  $R_{pa}(\theta)$ ,  $D_{pa}(\theta)$ ,  $A_{pa}(\theta)$ , вычисленные по известным фазовым сдвигам. Показаны метод и результаты планирования экспериментов по измерению  $R_{pa}$ ,  $D_{pa}$ ,  $A_{pa}$ .

Вторая глава содержит описание экспериментов по измерению  $R_{pa}$  и  $P_{pa}$  на углах  $70^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $125^\circ$  с.п.и. Дается постановка и подробно описываются условия опыта. Здесь же представлены результаты эксперимента и уточненные на их основе фазы рассеяния.

Третья глава посвящена обработке фотоснимков с искровых камер. Описаны полуавтоматический прибор для просмотра и измерения снимков с искровых камер и метод обработки этих данных на электронных счетных машинах. Рассмотрены особенности использованных программ обработки с учетом поправок на геометрические искажения при фотографировании треков.

В четвертой главе приведены расчетные значения компонент тензора поляризации и тензора спиновой корреляции при рассеянии поляризованных нуклонов на поляризованной протонной мишени. Показана возможность прямого восстановления матрицы рассеяния на основании этих новых величин.

В диссертации использованы результаты, опубликованные в работах <sup>/8-25/</sup> и доложенные на XII-й международной конференции по физике высоких энергий в Дубне (1964 г.), на международной конференции по автоматизации измерений в Дубне (1964), на конференции по оптическим приборам в Ленинграде (1964 г.) и на сессии Отделения ядерной физики Академии наук СССР (ноябрь 1965 года).

## Глава I

### Эксперименты по тройному рассеянию нуклонов нуклонами

Пузиков, Рындия и Смородинский впервые в работе <sup>/28/</sup> ввели понятие "полного опыта" как набора экспериментов, по результатам которых можно однозначно восстановить матрицу рассеяния. Опыты, которые нужно провести для этого в системе двух нуклонов, подробно обсуждены в работах <sup>/28-30,20/</sup>. Эти опыты отличаются друг от друга спиновым состоянием пучка и мишени и характером измеряемых величин. Измерения параметров тройного рассеяния являются необходимым экспериментом при проведении наиболее простого варианта полного опыта. Без измерения этих величин нет однозначного фазового анализа.

Параметр  $R$ . Определение параметра  $R$  так же, как и любого другого параметра Вольфенштейна<sup>/38/</sup> требует рассеяния пучка последовательно на трех мишенях. При этом первое рассеяние используется для получения пучка с заданной поляризацией  $P_1$ . Второе рассеяние — это тот же процесс, в результате которого происходит интересное нас вращение вектора поляризации. Спиновое состояние частиц после второго рассеяния определяется в третьем — «анализирующем» рассеянии.

В общем случае поляризация при рассеянии поляризованного пучка с поляризацией  $\vec{P}_1$  на неполяризованной мишени со спином  $1/2$  определяется выражением<sup>/20/</sup>:

$$I_2 \langle \vec{\sigma} \rangle_2 = I_2^0 \{ [P_2 + D(\vec{P}_1, \vec{n}_2)] \vec{n}_2 + [A(\vec{P}_1, \vec{k}_2) + R(\vec{P}_1, \vec{n}_2 \times \vec{k}_2)] \vec{s}_2 + [A'(\vec{P}_1, \vec{k}_2) + R'(\vec{P}_1, \vec{n}_2 \times \vec{k}_2)] \vec{k}_2 \}, \quad (11)$$

где  $I_2 = I_2^0 (1 + P_1 P_2)$ ,

$\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  — орты нормалей плоскостей первого и второго рассеяний,  $P_2$  — поляризация, которая возникла бы во втором рассеянии при рассеянии неполяризованного пучка,  $D, R, A, R', A'$  — параметры Вольфенштейна,

$$\vec{s}_2 = \vec{n}_2 \times \vec{k}_2, \quad (\vec{n}_1, \vec{n}_2) = \cos \Phi_2, \quad (\vec{n}_1, \vec{n}_2 \times \vec{k}_2) = \sin \Phi_2,$$

$\vec{k}_2$  и  $\vec{k}_2'$  — орты импульсов частиц до и после второго рассеяния.

Выбирая соответствующим образом направления  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$ , можно из формулы (1.1) получить для  $\langle \vec{\sigma} \rangle_2$  выражение, которое будет функцией только одного или двух параметров Вольфенштейна. Так, например, если выбрать лучи  $\vec{n}_1 \perp \vec{n}_2$ , то

$$I_2 \langle \vec{\sigma} \rangle_2 = I_2^0 \{ P_2 \vec{n}_2 + R P_1 \vec{s}_2 + R' P_1 \vec{k}_2' \}. \quad (1.2)$$

В этом случае после третьего рассеяния угловое распределение рассеянных частиц (учитывая, что  $\vec{n}_3 \perp \vec{k}_2$ ):

$$I_3 = I_3^0 [1 + P_3 (P_2 \cos \Phi_3 - R P_1 \sin \Phi_3)], \quad (1.3)$$

$$(\vec{s}_2, \vec{n}_3) = (\vec{n}_2 \times \vec{k}_2, \vec{n}_3) = -\sin \Phi_3, \quad (\vec{n}_2, \vec{n}_3) = \cos \Phi_3.$$

Полученное выражение сразу же указывает возможные способы определения  $R$ . Это прежде всего измерение асимметрии «вверх-вниз» в третьем рассеянии  $\epsilon_3$ , которая связана с  $R$  соотношением

$$\epsilon_3 = -R P_1 P_3.$$

Такой способ обычно и использовался ранее в ряде работ для определения  $R$  в pp-рассеянии. Однако в случае pp-рассеяния этот метод практически трудно осуществим из-за малой интенсивности поляризованных пучков и малой эффективности нейтронных детекторов. Измерение параметров тройного pp-рассеяния становится возможным только при использовании в третьем рассеянии детектора с большим телесным углом. В качестве такого детектора, по-видимому, проще всего применить искровую камеру.

При работе с искровой камерой определение параметра целесообразнее производить методом максимума правдоподобия<sup>/28, 41/</sup>, т.к. при этом используется угловое распределение частиц во всем интервале изменения углов рассеяния  $\Theta_3$  и  $\Phi_3$  (лаб. сист.). Кроме того, при обработке в этом случае можно также определить и  $P_2$ .

Функция правдоподобия в случае рассеяния  $n$  частиц на углы  $\Theta_3$  и  $\Phi_3$  в соответствии с<sup>/28/</sup> имеет вид:

$$L(P_2, R) = \prod_{i=1}^n [1 + P_3 (\Theta_3^i) (P_2 \cos \Phi_3^i - R P_1 \sin \Phi_3^i)]. \quad (1.4)$$

Наиболее вероятные значения величин  $P_2$  и  $R$  определяются из условия максимума функции правдоподобия. Детально способ определения этого максимума так же, как и способ определения ошибок искомых величин  $P_2$  и  $R$  приведен в работе<sup>/12/</sup>.

Следует заметить, что на основании выражения (1.3) можно сразу же указать способы, с помощью которых исключаются ошибки в определении  $P_2$  и  $R$ , возникающие из-за несовершенства измерительной установки. Соответствующие значения «ложных» параметров можно было определить, используя в третьем рассеянии неполяризованный пучок ( $\langle \vec{\sigma} \rangle_2 = 0$ ). Эти ошибки в определении  $R$  также могут быть исключены, если измерения проводить с изменением направления поляризации  $P_1$ . Нетрудно видеть, что выражение (1.3) переходит в

$$I_3 = I_3^0 [1 + P_3 (P_2 \cos \Phi_3 \mp R P_1 \sin \Phi_3)] \quad (1.5)$$

в случае, если  $\vec{P}_1$  соответственно параллельно или антипараллельно вектору  $\vec{n}_2 \times \vec{k}_2$ . Так как «ложное» значение  $R^\wedge$  при этой операции знака не меняет, то среднее

величин  $R$ , найденных при значениях поляризации первичного пучка  $P_1$  и  $-P_1$ , будет равно истинному значению  $R$ . Аналогичные рассуждения могут иметь место и для других параметров тройного рассеяния.

Трудности в проведении экспериментов по тройному рассеянию для определения параметров  $D, R, A, R', A'$  последовательно возрастают. В силу этого обстоятельства в первую очередь было проведено планирование экспериментов по определению параметров  $D_{pp}, R_{pp}$  и  $A_{pp}$  /16/. При этом для каждого параметра были найдены оптимальные углы, на которых надо вести измерения с минимальной затратой времени на ускорителе, чтобы разделить три имеющихся набора фазовых сдвигов.

После планирования эксперимента /16,27/ было решено провести измерения параметра  $R_{pp}$  на углах  $70^\circ, 90^\circ$  и  $125^\circ$ .

## Глава II

### Измерение параметра $R$ в упругом $pp$ -рассеянии при энергии 605 Мэв

Экспериментальная установка. Схема эксперимента для измерения  $R_{pp}$  при рассеянии на угол  $\theta_2 = 90^\circ, 70^\circ$  и  $125^\circ$  приведена на рис. 1 /21,22/. Пучок поляризованных частиц получался при рассеянии выведенного из ускорителя (1) пучка протонов на углеродной мишени (5). Для этого выведенный пучок протонов отклонялся на  $2^\circ$  вверх с помощью магнитных насадок (2), помещенных в рассеянное магнитное поле ускорителя, фокусировался квадрупольными магнитными линзами (3) и после отклонения вспомогательным магнитом (4) на  $8^\circ$  вниз попадал на мишень из углерода. Толщина мишени составляла  $23 \text{ г/см}^2$ . Протоны, рассеянные на углероде на  $6^\circ$  вверх, образовывали пучок с поляризацией  $P_1 = 0,37 \pm 0,03$  /45/.

Для устранения "ложных" эффектов в измерениях при  $\theta_2 = 125^\circ$  и  $70^\circ$  (с.д.н.) направление вектора поляризации на некоторое время изменялось на обратное. Изменения в расположении оборудования, формирующего поляризованный пучок в этом случае, показаны на рис. 1 пунктиром. Для тех же целей в эксперименте при  $\theta_2 = 90^\circ$  использовался неполяризованный пучок протонов с энергией 605 Мэв.

Поляризованный пучок протонов фокусировался квадрупольными линзами (7), проходил через коллиматор в защитной стене ускорителя (8) и отклонялся дополнительным магнитом (9) на угол  $6^\circ$  вверх. При этом отклонении происходила очистка пучка от примеси нейтральных частиц, главным образом нейтронов, образующихся в процессе обменного рассеяния протонов на углероде. Ввиду того, что вектор напряженности магнитного поля при этом отклонении параллелен (или антипараллелен) вектору поляриза-

ции, изменения поляризации  $P_1$  не происходит. После прохождения через дополнительные коллиматоры поляризованный пучок попадал на "нейтронную" мишень, где испытывал второе рассеяние. Интенсивность пучка в точке второго рассеяния составляла  $\approx 2 \cdot 10^6$  протонов/см<sup>2</sup>.сек при энергии 605  $\pm$  8 Мэв /44,45/.

В качестве "нейтронной" мишени использовался нейтрон дейтрона. В эксперименте при этом измерялась разность эффектов от рассеивателей из  $CD_2$  и  $C$ , квазиупругие  $pp$ -столкновения исключались счетчиком антисовпадений. Рассеивателями при измерениях на углах  $90^\circ$  и  $70^\circ$  служили цилиндры из тяжелого полиэтилена ( $5,28 \text{ г/см}^2$ ) и графита ( $4,07 \text{ г/см}^2$ ). На угле  $125^\circ$  толщины рассеивателей составляли  $4,38 \text{ г/см}^2$  и  $3,28 \text{ г/см}^2$  для  $CD_2$  и  $C$  соответственно.

Акты упругого рассеяния протонов нейтронами, содержащимися в ядрах дейтерия, регистрировались телескопом из сцинтилляционных счетчиков  $C_1$  и  $C_2$ , включенных на совпадение с нейтронным счетчиком  $C_3$  или  $C_4$  /42/. Счетчик  $C_3$  был включен на антисовпадение с остальными счетчиками и служил для устранения фона заряженных частиц, главным образом от квазиупругих  $pp$ -столкновений. Импульс с выхода схемы совпадений запускал импульсные генераторы, питающие искровые камеры, схемы нумерации кадра и схемы управления фотоаппаратами.

Поляризация  $\langle \sigma_1^+ \rangle_2$ , возникающая во втором рассеянии, анализировалась с помощью рассеяния на мишени (анализаторе), помещенной внутри искровой камеры /19/. Анализатором при работе на угле  $90^\circ$  служил алюминий ( $24 \text{ г/см}^2$ ), на углах  $125^\circ$  и  $70^\circ$  - углерод ( $6,75$  и  $16,8 \text{ г/см}^2$  соответственно). Во всех случаях мишень делилась на две части для уменьшения многократного кулоновского рассеяния /9,10/.

Искровая камера (15) (рис. 1) позволяла надежно определить прохождение заряженных частиц через нейтронный счетчик. Проекция треков в камерах на две взаимно перпендикулярные плоскости фотографировались на 35-миллиметровую пленку.

Измерения. В камерах наблюдалось угловое распределение протонов, рассеянных на анализаторе при условии, что в пучок при втором рассеянии помещался рассеиватель из  $CD_2$ .  $pp$ -рассеяние происходило при этом или на нейтроне дейтерия, или на нейтронах, связанных в ядрах углерода. Второй эффект является фоном. Его определяли, наблюдая в камере угловое распределение протонов  $I_s^C$  в случае, если рассеиватель из  $CD_2$  заменялся рассеивателем из графита  $C$ . Отношение эффектов от  $CD_2$  и  $C$  составляло 1:3, 1:4 и 1:3,9 для углов  $90^\circ, 125^\circ$  и  $70^\circ$  соответственно.

Следует заметить, что фон в камерах несколько увеличивался за счет относительно большого времени "памяти" искровой камеры (около 1 мсек). Большое время памяти приводило иногда к появлению фотографий с треками двух или даже нескольких

частия. Ввиду того, что снимки с числом треков более одного не обрабатывались, этот фон был исключен при просмотре.

Весьма важным этапом в проведении эксперимента являлось определение "ложных" параметров и измерение анализирующей способности в третьем рассеянии  $P_3$ . В опытах на угле  $90^\circ$  анализирующая способность была взята из ранее выполненного эксперимента /11/, на угле  $70^\circ$  и  $125^\circ$  были использованы данные из литературы /37-40,47,52/. Определение "ложных" параметров проводилось на пучке неполяризованных протонов. Возникающая при этом анизотропия углового распределения протонов  $I_3^A$  по азимутальному углу  $\Phi_3$  целиком обязана своим происхождением несовершенству экспериментальной установки и может быть использована для введения поправок в результаты основных измерений. При измерениях на углах  $125^\circ$  и  $70^\circ$  определение "ложных" параметров не производилось. "Ложные" эффекты при измерении  $R$  были исключены благодаря тому, что измерения проводились при двух направлениях поляризации первичного пучка  $P_1$  отличающихся на  $180^\circ$ . Данные, полученные при этом, соответствующим образом усреднялись.

Число полезных случаев приведено в следующей таблице.

Т а б л и ц а 1

Рассеиватель во втором рассеянии	Угол второго рассеяния	Число случаев	П р и м е ч а н и е
$CD_2$	$90^\circ$	5671	Основной эксперимент
C	$90^\circ$	2962	
$H_2$	$90^\circ$	15836	
$CD_2$	$125^\circ$	797	Основной эксперимент
C	$125^\circ$	5630	
$CD_2$	$70^\circ$	4197	Основной эксперимент
C	$70^\circ$	1375	
		9355	Определение $P_3$ при энергии 135 Мэв
ВСЕГО: 45823			

Результаты предварительных опытов на угле  $90^\circ$  обрабатывались на диаскопе. Основной материал был обработан на полуавтоматическом приборе, специально разработанным для этих целей /15/.

Данные, полученные на полуавтомате, заносились на бумажную ленту, которая использовалась для ввода этих данных в электронно-счетную машину "Минск"-2 для дальнейшей обработки. В результате обработки угловых распределений протонов, испы-

тавших третье рассеяние, получены значения параметров:

$$P_2(90^\circ) = -0,07 \pm 0,06 \quad , \quad R(90^\circ) = 0,50 \pm 0,11 \quad ,$$

$$P_2(125^\circ) = -0,44 \pm 0,16 \quad , \quad R(125^\circ) = -0,06 \pm 0,26 \quad ,$$

$$P_2(70^\circ) = -0,05 \pm 0,018 \quad , \quad R(70^\circ) = 0,09 \pm 0,19 \quad .$$

Эти параметры наилучшим образом согласовывались со значениями, рассчитанными в работе /4/ по второму набору фазовых сдвигов, и по величине параметра  $R$  отбрасывали наборы первый и третий (отклонение на пять, шесть ошибок). Было известно, однако, что уточнение фазового анализа в аналогичных условиях иногда дает несколько измененные решения, которые уже вполне удовлетворительно описывают новые данные. В связи с этим было проведено уточнение ранее полученных наборов фазовых сдвигов с новыми данными по  $P_2$  и  $R$ . При этом оказалось, что отбрасывается только третье решение ( $\chi^2$  возрастает до  $2\chi^2$ ). Первый и второй набор одинаковы по  $\chi^2$  критерию. При этом оба решения удовлетворительно описывают  $R_{pp}$  на всех углах. Полученные при этом решения, однако, имели весьма большие ошибки у фазовых сдвигов  $^3S_1$  и  $^3P_0$  /24/. Попытки найти эксперимент, который существенно снизил бы эти ошибки, не увенчались успехом. Планирование показывало, что для уменьшения ошибок необходимо общее повышение точности всех экспериментов. Тогда было принято решение использовать все существующие в литературе данные (таблица 2) при энергии 830-860 Мэв для уточнения фазового анализа. При этом число экспериментальных точек в фазовом анализе возросло с 88 до 208, в основном за счет добавленных данных по эффективно-му сечению и поляризации в  $pp$ -рассеянии. В результате уточнения получены фазовые наборы, приведенные в таблице 3. Из таблицы видно, что отношение  $\chi^2/\chi^2$  вполне удовлетворительно и ошибки фазовых сдвигов заметно уменьшились.

На рис. 2 показаны угловые зависимости параметра  $R$ , рассчитанные по двум оставшимся наборам фазовых сдвигов.

Одновременно с определением  $R$  и  $P_2$  в работе измерены те же величины для квазиупругого рассеяния поляризованных протонов на нейтронах, связанных в ядрах углерода. Получены результаты:

$$P_2^C(90^\circ) = 0,02 \pm 0,06 \quad , \quad R^C(90^\circ) = 0,23 \pm 0,11 \quad ,$$

$$P_2^C(125^\circ) = -0,27 \pm 0,26 \quad , \quad R^C(125^\circ) = -0,49 \pm 0,41 \quad ,$$

$$P_2^C(70^\circ) = 0,09 \pm 0,16 \quad , \quad R^C(70^\circ) = 0,12 \pm 0,23 \quad .$$

Следует отметить, что величины  $R$  и  $P_2$ , полученные при рассеянии протонов на нейтронах в ядрах дейтерия в принципе могут отличаться от тех же величин для свободного  $pp$ -рассеяния. Соответствующие поправки к экспериментальным величинам, учитывающие взаимодействие вылетающих частиц в конечном состоянии для энер-

гии 147 Мэв, были вычислены в работах /48-53/. Эти вычисления не вполне применимы для нашего случая, т.к. при расчетах учитывалось только взаимодействие в S-состоянии. Однако эти поправки должны стираться с увеличением угла и ростом энергии и для нашего случая, по-видимому, будут меньше, чем экспериментальные ошибки. Кроме того, прямыми экспериментами было показано, что  $F_{pp}$  и  $D_{pp}$  в случае упругого и квазиупругого рассеяния (на протоне дейтрона) при энергии 830 Мэв в пределах точности эксперимента совпадают /34/. Тем не менее, вопрос о поправках на квазиупругое рассеяние, конечно, заслуживает отдельного рассмотрения.

### Глава III

#### Обработка экспериментальных данных

При фотографировании искровых камер получается большое количество фотопленки. На каждом кадре сфотографирована искровая камера в двух проекциях с треком, номером кадра и номером пленки. На кадре надо измерять в обеих проекциях угол входа и угол рассеяния на одном из рассеивателей внутри искровой камеры, если выполнены следующие критерии:

1. На кадре есть только один трек.
2. Угол излома трека больше чем  $2^\circ$  хотя бы в одной проекции.
3. Трек на снимке камеры в "нейтронной ветви" отсутствует (это имеет место в случае измерения  $pp$ -рассеяния; для  $pp$ -рассеяния во второй ветви трек, наоборот, должен присутствовать).

При обработке измеренных случаев на счетной машине накладываются еще дополнительные критерии:

- 1) Угол входа трека в искровую камеру не отличается от среднего угла входа трека больше чем на  $3^\circ$ . (Выбрасывание таких случаев при просмотре на диаскопе должен делать лаборант). Средний угол входа определен по большому количеству случаев.
- 2) Угол рассеяния лежит в пределах  $\theta_1 = \langle 4^\circ - 30^\circ \rangle$  лаб. (при измерении на угле  $\theta_2 = 70^\circ$  в пределах  $\langle 4^\circ - 20^\circ \rangle$  лаб.).

Для обработки был создан специальный полуавтоматический прибор для просмотра и измерения снимков с искровых камер, который существенно ускорил обработку ( $\approx 8x$ ), увеличил точность измерения ( $\approx 3x$ ) и снял большую часть физической нагрузки при обработке /15/. Общий вид прибора показан на рис. 3. Результаты измерения пробиваются на пятидорожечную бумажную перфоленту на перфораторе ПЛ и затем

вводятся в электронную счетную машину "Минск-2". Для пробивки коротких программ или необходимых кодов на бумажную перфоленту (БПЛ) был создан пульт управления для ручной пробивки, который также связан с перфоратором ПЛ.

Предварительная обработка результатов на электронной счетной машине. На основании данных, полученных на полуавтоматическом приборе, нужно определить угловые и пространственные координаты трека и подготовить весь материал для дальнейшей обработки.

а) Запись данных на машине "Минск-2". Оказалось целесообразным использовать существующую в ОИЯИ связь счетных машин "Минск-2" и М-20, вводить все данные с БПЛ на машину "Минск-2", а там после предварительной обработки накапливать их на магнитной ленте (МЛ). После накопления достаточного количества данных весь материал в течение короткого времени передается на машину М-20, где завершается предварительная обработка, и результаты записываются на МЛ машины М-20.

Для введения данных в машину "Минск-2" был использован текстовый ввод, работающий в нестандартном режиме. В отличие от обыкновенного текстового ввода, при котором не вводятся некоторые коды, в этом случае вводятся все коды, за исключением признака границы зоны. В принципе, можно использовать также цифровой ввод машины "Минск-2". В таком случае необходимо пробивать после каждого измерения признак записи на "Минск".

Работа на машине "Минск-2" ведется по трем программам. Программа 1 - ввод данных с БПЛ, обработка и запись на МЛ машины "Минск-2".

Программа 2 передает числовой материал с магнитной ленты электронной счетной машины "Минск-2" на машину М-20.

Программа 3 подготавливает магнитную ленту для записи чисел и записывает туда программы 1 и 2.

б) После передачи материала на машину М-20 происходит его предварительная обработка и отработанный материал записывается на магнитную ленту машины М-20. При этом учитываются поправки на геометрические искажения, возникающие за счет нецентральной проекции при фотографировании и за счет непараллельности плоскостей стенок искровой камеры, линз и плоскости фотопленки.

После предварительной обработки всех данных мы получим для каждого случая рассеяния совокупность угловых и пространственных координат  $(x_1, \dots, x_n) = x$ , полностью характеризующих этот случай.

Теперь наша задача - из большого числа случаев, каждый из которых описывается координатами  $x^i = (x_1^i, \dots, x_n^i)$ , найти  $a^* = (a_1^*, \dots, a_m^*)$  - оценки пара-



метров  $a = (a_1, \dots, a_m)$ , которые характеризуют изучаемое явление и их ошибки  $\sigma_a$ . Оказывается, что наилучшую оценку с точки зрения минимума  $\sigma_a$  можно получить, если экспериментальные данные обрабатывать методом максимума правдоподобия, который подробно рассмотрен в работе /28/. Комплекс работ, изложенных в главе III, дает возможность быстро провести обработку большого количества фотопленки и получить искомые параметры.

#### Глава IV

### Эксперименты с поляризованной протонной мишенью и прямое восстановление матрицы рассеяния

Прямое восстановление матрицы рассеяния на основании экспериментальных данных по  $I_0$ ,  $P$ , параметрам Вольфенштейна, параметрам передачи поляризации и параметрам спиновых корреляций  $C_{nn}$  и  $C_{m\ell}$  является довольно трудной задачей. Поэтому обычно отдавалось предпочтение проведению фазового анализа для определения коэффициентов матрицы рассеяния.

Как известно, применение поляризованной протонной мишени (ППМ) значительно упрощает ряд опытов по нуклон-нуклонному рассеянию и, более того, дает возможность измерить ряд существенно новых величин: поляризацию рассеянной частицы  $M_{ptk}$ , поляризацию частицы отдачи  $N_{2tk}$  при рассеянии поляризованных нуклонов на поляризованной протонной мишени, тензор спиновой корреляции  $C_{pqt}$  при рассеянии неполяризованных частиц на ППМ и тензор спиновой корреляции  $C_{pqtk}$  при рассеянии поляризованных нуклонов на поляризованных нуклонах. Перечисленные величины являются компонентами тензоров третьего и четвертого рангов.

Эти сложные опыты не являются необходимыми с точки зрения проведения фазового анализа, но они могут играть важную роль при восстановлении матрицы рассеяния, особенно при энергии выше порога мезообразования. Эти данные устраняют неоднозначности в фазовом анализе могут служить проверкой точности других опытов, проверкой различных законов сохранения и т.п.

Как было показано, эксперименты с применением поляризованных пучков и мишени значительно упрощают прямое восстановление матрицы рассеяния. Далее запишем амплитуду рассеяния в виде: /28-32/

$$M = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + \frac{c}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n}) + \frac{c+d}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + \frac{c-d}{2} (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}) \quad (4,1)$$

где  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_f$  — единичные векторы в направлении начального и конечного импульсов в с.п.м.

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_i}{|\vec{k}_f - \vec{k}_i|}, \quad \vec{\ell} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{|\vec{k}_i + \vec{k}_f|}$$

$a, b, c, d, e$  — коэффициенты матрицы рассеяния;

$\vec{\sigma}_i$  — матрицы Паули.

Воспользуемся произвольностью общей фазы в матрице рассеяния и будем считать, что коэффициент  $e$  — вещественный и положительный. Тогда имеем:

$$e^2 = I_0 (1 - C_{mmmm}), \quad (4,2)$$

а остальные коэффициенты по существу равны определенным экспериментальным величинам

$$\begin{aligned} I_0 P &= e \operatorname{Re} a, & I_0 C_{mmmm} &= -e \operatorname{Im} a, \\ I_0 C_{nnmm} &= e \operatorname{Re} b, & I_0 D_{\ell m} &= -e \operatorname{Im} b, \\ I_0 C_{nmm} &= e \operatorname{Re} c, & I_0 K_{\ell m} &= -e \operatorname{Im} c, \\ I_0 C_{mmn} &= e \operatorname{Re} d, & I_0 C_{\ell m} &= -e \operatorname{Im} d. \end{aligned} \quad (4,3)$$

Такое "линейное" восстановление матрицы рассеяния полностью устраняет все неоднозначности (при достаточной точности опыта), кроме общей фазы, которую можно определить с помощью оптической теоремы.

### Заключение

Диссертация посвящена изучению вопросов, связанных с однозначным восстановлением матрицы рассеяния нуклонов нуклонами. Основные результаты, полученные при решении этих вопросов, можно сформулировать следующим образом:

1. Проведено планирование экспериментов /18/ по тройному  $pp$ -рассеянию при энергии 630 Мэв и найдены оптимальные углы, на которых наиболее рационально следует вести измерения параметров  $R_{pp}$ ,  $D_{pp}$  и  $A_{pp}$ .

Планирование позволяет выполнить эксперименты наиболее экономичным с точки зрения затраты времени на ускорителе способом. Полученные результаты при этом оказываются наиболее эффективными для определения вероятнейшего набора фазовых сдвигов из трех ранее существовавших.

2. Разработан метод измерения параметров тройного  $p_n$ -рассеяния с помощью искровых камер и создана экспериментальная установка, позволяющая провести измерения параметра Вольфенштейна  $R_{pn}$  /21/. Установку можно использовать также в других аналогичных опытах, где требуется надежно и эффективно выделять редкие акты  $p_n$ -взаимодействия при наличии достаточно интенсивного фона.

3. Выполнен комплекс работ по автоматизации обработки снимков с искровых камер /8,10,12-15/. Создан полуавтоматический прибор /15/, значительно ускоряющий просмотр и измерение углов рассеяния частиц при одновременном увеличении точности измерения и существенном снижении физической нагрузки лаборанта. Составлены программы обработки данных /12,14/ на электронных счетных машинах. Запись числового материала проводилась на машине "Минск-2", оттуда материал передавался на ЭВМ М-20 и после предварительной обработки записывался на магнитную ленту. Искомые параметры с их ошибками определялись методом максимума правдоподобия на машине М-20.

4. Разработан метод быстрого определения и введения поправок на геометрические искажения, возникающие при фотографировании треков. Результаты измерения обрабатывались с учетом этих поправок /17/.

5. Впервые выполнены эксперименты по измерению параметра тройного рассеяния  $R_{pn}$  в упругом  $p_n$ -рассеянии выше порога мезообразования при энергии 605 Мэв. Получены следующие результаты /21,22/:

$$R_{pn}(70^\circ) = 0,09 \pm 0,19 \quad , \quad P_{pn}(70^\circ) = -0,05 \pm 0,018 \quad ,$$

$$R_{pn}(90^\circ) = 0,50 \pm 0,11 \quad , \quad P_{pn}(90^\circ) = -0,07 \pm 0,06 \quad ,$$

$$R_{pn}(125^\circ) = -0,06 \pm 0,26 \quad , \quad P_{pn}(125^\circ) = -0,44 \pm 0,16 \quad .$$

Одновременно определены те же величины при квазиупругом рассеянии протонов на нейтронах в ядре углерода.

$$R_{pn}^C(70^\circ) = 0,12 \pm 0,23 \quad , \quad P_{pn}^C(70^\circ) = 0,09 \pm 0,16 \quad ,$$

$$R_{pn}^C(90^\circ) = 0,23 \pm 0,11 \quad , \quad P_{pn}^C(90^\circ) = 0,02 \pm 0,06 \quad ,$$

$$R_{pn}^C(125^\circ) = -0,49 \pm 0,41 \quad , \quad P_{pn}^C(125^\circ) = -0,27 \pm 0,26 \quad .$$

6. Информация о  $p_n$ -взаимодействии, полученная в эксперименте использовалась в совместном фазовом анализе  $pp$ - и  $p_n$ -данных при энергии 630 Мэв. При этом оказалось, что один из ранее существовавших наборов фазовых сдвигов можно отбросить по критерию  $\chi^2$  /21,22/.

7. Наряду с исследованием проблемы однозначного фазового анализа рассмотрен вопрос прямого восстановления матрицы нуклон-нуклонного рассеяния. Показано, что в отличие от предыдущих предложений /29,30/ использование поляризованной протонной мишени в опытах по нуклон-нуклонному рассеянию дает возможность свести указанную задачу к решению системы восьми линейных и одного квадратичного уравнений /18,19/.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность научному руководителю Ю.М. Казаринову за помощь в проведении данной работы; В.П. Желепову, Л.И. Лапидусу, А.А. Тяпкину и И. Улегле за неизменную поддержку и интерес ко всем работам по исследованию нуклон-нуклонного взаимодействия; С.И. Биленькой, И. Быстрицкому, П. Винтернитцу, Я. Каутскому, П. Лиеблу, М. Малы, А.Ф. Писареву, О. Сгону, И.Н. Силину, Ю.Н. Симонову, В.В. Федорову, И. Фришу и З. Яноуту, в сотрудничестве с которыми были выполнены работы, входящие в основу диссертации; С.М. Биленькому, Н.П. Клепикову, Г.А. Ососкову, Р.М. Рындину, Я.А. Сморodinскому и Я. Урбанцу за многочисленные полезные обсуждения; группе М.Г. Мещерякова за получение необходимых данных и части аппаратуры для вывода протонного поляризованного пучка; Б.Павличковой за изготовление сцинтилляционных капилляров для нейтронного счетчика; А.К. Байчеру и коллективу механических мастерских Лаборатории ядерных проблем за качественное проведение необходимых механических работ; Н.П. Зольникову, Н.Б. Едовинной и коллективу фотолаборатории за проявление большого количества фотопленки и другие работы; Н.Т. Грехову и М.М. Лебеденко за помощь в решении организационных вопросов; Л.Ф. Грачевой, В.А. Максимовой, В.М. Саковскому, С.И. Смирновой, Т.Д. Тимофеевой, В.Ф. Устинову и Я. Фингеровой за помощь в изготовлении аппаратуры, проведении измерений и просмотре пленки и инженерам на электронной вычислительной машине ВЦ А.И. Ефимовой, С.В. Кадьковой и З.В. Лысенко за помощь при обработке материала.

Автор глубоко признателен своей жене Лилиан Легаровой за постоянную поддержку в работе и за выполнение измерений и расчетов, связанных с определением эффективности полуавтоматического прибора для просмотра и измерения треков с искровых камер.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. ЖЭТФ, **43**, 692, 1385 (1962).
2. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силин. ЖЭТФ, **45**, 637 (1963).

3. Ю.М. Казарянов, В.С. Киселев, В.И. Сатаров. ЖЭТФ, 46, 920 (1964).
4. Ю.М. Казарянов, В.С. Киселев, ЖЭТФ, 46, 797 (1964).
5. Ю.М. Казарянов, В.С. Киселев, В.И. Сатаров. Препринт ОИЯИ, Р-1553, Дубна, 1964.
6. Ю.М. Казарянов, В.С. Киселев, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ, Р- 2170, Дубна, 1965.
7. Ю.М. Казарянов. Препринт ОИЯИ, Р-1785, Дубна, 1964;  
Ю.М. Казарянов, В.С. Киселев, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ, Р-2241, Дубна, 1965.
8. Ю.М. Казарянов, Ф. Легар, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ, Р-1207, Дубна, 1963.
9. Н.И. Громова, Ф. Легар, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. ПТЭ, 6, 39, (1964).
10. Ф. Легар, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. ПТЭ, 1, 59 (1965).
11. Ю.М. Казарянов, Ф. Легар, Г. Петер, А.Ф. Писарев, К.М. Фальбрух. ЖЭТФ, 47,  
848 (1964).
12. И. Быстрички, Ф. Легар. Препринт ОИЯИ, 2028, Дубна, 1965.
13. Я. Каутски, Ф. Легар, М. Малы, И. Фриш. Препринт ОИЯИ, 2027, Дубна, 1965; ПТЭ,  
2, 214 (1966).
14. И. Быстрички, Ф. Легар, П. Лябл, М. Малы, О. Сгон, И. Фриш. Препринт ОИЯИ,  
Р-2223, Дубна, 1965.
15. Ф. Легар, М. Малы, О. Сгон. Препринт ОИЯИ, Р-2340, Дубна, 1965.
16. Ф. Легар, В.В. Федоров, Препринт ОИЯИ, Р-2332, Дубна, 1965; ЯФ, 3, 403 (1966).
17. И. Быстрички, Ф. Легар, М. Малы, О. Сгон, З. Яноут. Препринт ОИЯИ, Р-2420,  
Дубна, 1965.
18. С.И. Биленькая, П. Винтернитц, Ф. Легар, З. Яноут. Препринт ОИЯИ, Р-2340,  
Дубна, 1965.
19. П. Винтернитц, Ф. Легар, З. Яноут. Препринт ОИЯИ, Р- 2407, Дубна, 1965.
20. П. Винтернитц, Ф. Легар. Препринт ОИЯИ, Р-2428, Дубна, 1965.
21. Z.Janout, Yu.M.Kazarinov, F.Lehar, A.F.Pisarev, Yu.N.Simonov. Preprint E-2560, Dubna, 1966.
22. Z.Janout, Yu.M.Kazarinov, F.Lehar, A.F.Pisarev. Preprint E-2726, Dubna, 1966.
23. Ю.М. Казарянов, Ф. Легар, А.Ф. Писарев, А.М. Розанова, Ю.Н. Симонов. Доклад  
на XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.  
"Атомиздат", стр. 12.
24. F.Lehar, J.Paleckova, M.Uhlir. Cs.cas. fyz. 12, 62 (1962).
25. S.I.Bilenkaya, Z.Janout, Yu.M.Kazarinov, F.Lehar. Preprint E-2609, Dubna, 1966.
26. Н.П. Клепиков, С.Н. Соколов. Анализ и планирование эксперимента методом мак-  
симума правдоподобия. Москва, "Наука", 1964.
27. Н.П. Клепиков, В.В. Федоров. ЯФ, 1, 1032 (1965).
28. Л.Д. Пузиков, Р.М. Рындин, Я.А. Смородиновский. ЖЭТФ, 22, 594 (1957).
29. С.М. Биленький, Л.И. Липидус, Р.М. Рындин. ЖЭТФ, 49, 1853 (1965).
30. С.М. Биленький, Л.И. Липидус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243 (1964).
31. M.Goldberger, Y.Nambu, R.Oehme. Ann. of Phys. 2, 226 (1957).
32. H.P.Stapp. Preprint UCRL 3098 (1955).

33. Н.С. Амаглобели, Ю.Н. Казаринов. ЖЭТФ, 37, 1587, 1962; ЖЭТФ, 34, 53 (1958).
34. Б.М. Головин, В.П. Джелелов, В.И. Сатаров, В.С. Надеждин. ЖЭТФ, 36 433 (1960).  
См. также Доклад на XII международной конференции по физике высоких  
энергий, Дубна, 1964.
35. Г. Брайт. Доклад на XII международной конференции по физике высоких энергий,  
Дубна, 1964.
36. L. Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1964 (1954).
37. J.M.Dickson, D.C.Salter. Nuovo Cim. 6, 235 (1957).
38. R.Alfonse, A.Johansson, G.Tibell. Nucl. Phys., 4, 643 (1957).
39. E.Heiberg. Phys. Rev. 106, 1271 (1957).
40. O.Chamberlain, E.Segre, R.Tripp, C.Wiegand, T.Ypsilantis. Phys. Rev., 102, 1659 (1956).
41. D.O'gear. Preprint, R-292, Dubna, 1959.
42. Ю.А. Акимов, А.С. Кузнецов, Г.А. Лексин. ПТЭ, 2, 70 (1965).
43. Ю. Быстрицкий, Б.М. Головин, Р.Я. Зулькарнеев, С.В. Медведь, В.И. Никаноров,  
А.Ф. Писарев. Труды XII международной конференции по физике высоких  
энергий, Дубна, 1964.
44. С.Б. Нурушев, Ю.П. Кумекин, К.С. Мариш, Г.Д. Столетов. Препринт ОИЯИ, Р-278,  
Дубна, 1968.
45. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 46, 50, 1964.
46. H.P.Stapp, T.Y.Ypsilantis, N.Netropolis. Phys. Rev. 105, 302 (1957).
47. O.N.Jarvis, B.Rose. Phys. Letts., 15, 271 (1965).
48. J.Lefrancois, R.A.Hoffman, E.H.Thorndike, R.Wilson. Phys. Rev., 131, 1660 (1963).
49. E.H.Thorndike, J.Lefrancois, R.Wilson. Phys. Rev. 120, 1819 (1960).
50. A.H.Cromer, E.Thorndike. Phys. Rev., 131, 1680 (1963).
51. A.H.Cromer. Phys. Rev., 129, 1672 (1963).
52. A.Everett. Phys. Rev., 126, 831 (1962).
53. P.F.M.Koehler, E.H.Thorndike, A.H.Cromer. Phys. Rev., 134B, 1030 (1964).
54. М.Д. Коншин, Аэрофототопография. "Геоледиздат", Москва, 1962.
55. Р.М. Рындин. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1957.
56. H.Cramer. Mathematical Methods of Statistics. Princeton Univers., Press 1946.  
(Русский перевод Н. Крамер. Математические методы статистики. ИЛ,  
Москва, 1948).
57. С.Н. Соколов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
58. Ю.М. Казарянов, Ю.Н. Симонов. Препринт ОИЯИ, Р-1848, Дубна, 1964.
59. D.J.Steinberg, J.N.Palmieri, A.M.Cormac. Nucl. Phys., 56, 46 (1964).
60. O.N.Jarvis, G.F.Cox. Preprint AERE-R 5006, Harwell, 1965.
61. O.N.Jarvis, B.Rose, J.P.Scanlon. Preprint AERE-R 4896, Harwell, 1965.
62. J.M.Dickson, D.C.Salter, Private Communication, Unpublished.
63. Н.П. Богачев, И.К. Взоров. ДАН СССР, 99, 931 (1954).

84. Н.П. Богачев. ДАН СССР, 108, 808 (1958).
85. С.Я. Никитин, Я.М. Селектор, Е.Г. Богомолов, С.М.Зомбковский, Изв. АН СССР, серия физич., 19, 581 (1955).
86. М.Г. Мешеряков, Б.С. Неганов, Л.М. Сороко, И.К. Взоров. ДАН СССР, 99, 959, 1954.
87. Е.С. Богомолов, С.М.Зомбковский, С.Я. Никитин, Я.М. Селектор. Материалы сим-позиума ЦЕРНа. 2, 130, Женева, 1956.
88. В.М. Гуржавин, Г.К. Кляггер, В.З. Колганов, А.В. Лебедев, К.С. Марш, М.А. Мусин, Ю.Д. Прокошкин, В.Т. Смолякин, А.П. Соколов, Л.М. Сороко, Цуй Ва-хуан. ЖЭТФ, 47, 1228 (1964).
70. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, В.П. Соловьянов, Г.А. Столетов. 18, 203 (1965).
71. F.W.Betz, J.F.Arens, H.E.Dost, M.J.Honsroul, L.E.Holloway, G.Shapiro, W.K.Troka, H.M.Steiner, G.H.Schultz, O.Chamberlain, B.D.Dieterlo, P.D.Grannis, L.Van Rossum, D.M.Weldon, Proc. XII-International Conference on High Energy Physics, Dubna, 1964.
72. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 43, 1885 (1962).
73. В.И. Никаноров, Г.Петер, А.Ф. Писарев, Х.Позе. ЖЭТФ, 42, 1209 (1962).
74. Б.М. Головин, В.П. Джелелов, Р.Я. Зилькарнеев, Цуй Ва-руан. ЖЭТФ, 44, 142 (1963). Исправл. Р.Я. Зилькореев, Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1965.
75. H.E.Dost. Preprint UCRL-11 877, Berkeley, 1965.
76. В.П. Джелелов, В.И. Москалев, С.В. Медведь. ДАН СССР, 104, 380 (1955).
77. В.П. Джелелов, В.И. Сатаров, Б.М. Головин, ДАН СССР, 104, 717 (1955).
78. Б.М. Головин, В.П. Джелелов, Ю.В. Катышев, А.Д. Конин, С.В. Медведь. ЖЭТФ, 38, 433 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 мая 1968 г.

Таблица 2

Экспериментальные данные по N-N-рассеянию, использованные для проведения фазового анализа

Величина	E, Мэв	Число точек	Литературный источник
$I_{o}^{pp}$	590,650,657,660	65	/63 - 69/
$P_{pp}$	635,657,680	41	/34,70,71/
$D_{pp}$	635	6	/34,70/
$A_{pp}$	608	5	/45/
$R_{pp}$	635	5	/72/
$C_{ml}^{pp}$	605,660	2	/43,73/
$C_{nn}^{pp}$	605,640,660	16	/43,74,75/
$I_{tot}^{pp}$	640	1	/76/
$I_{o}^{np}$	580,590,630	50	/33,8,78/
$P_{np}$	605,635	12	/21,22,34/
$R_{np}$	605	3	/21,22/
$D_{np}$	635	1	/34/
$I_{tot}^{np}$	630	1	/77/
$I_{nd/o/}^{np}$	630	1	/4/
$I_{np/o/}^{np}$			

Таблица 3

Фазовые сдвиги в градусах (параметризация Стаппа и др.<sup>1/487</sup>) нуклон-нуклонного рассеяния при энергии 830 Мэв

	Набор 1		Набор 1'		Набор 2		Набор 2'	
	$\delta^0 \pm \Delta\delta^0$		$\delta^0 \pm \Delta\delta^0$		$\delta^0 \pm \Delta\delta^0$		$\delta^0 \pm \Delta\delta^0$	
Действительные части фазовых сдвигов								
$^3P_0$	0,081	0,008	0,083	0,007	0,062	0,009	0,055	0,009
$^3P_1$	-21,66	2,84	-27,53	4,85	-27,85	2,63	-28,80	2,42
$^3P_2$	-14,78	9,74	-6,26	7,60	1,97	6,34	0,82	5,55
$^3F_0$	-34,05	4,47	-40,45	7,80	-58,93	7,12	-48,52	10,90
$^3F_1$	-11,06	4,65	-11,29	5,32	-60,70	9,91	-67,31	6,87
$^3F_2$	-24,31	4,03	-28,06	3,43	-38,12	3,25	-36,17	3,85
$^3G_0$	34,25	1,50	25,42	1,84	18,93	1,37	21,43	1,42
$^3G_1$	27,26	2,76	25,32	2,18	-6,58	8,60	1,34	9,00
$^3G_2$	-17,24	2,49	-17,59	3,06	10,39	5,87	18,42	5,99
$^3D_1$	7,17	1,65	6,84	2,27	6,12	1,77	3,45	1,97
$^3D_2$	14,40	4,97	15,83	3,06	25,18	3,63	19,57	5,13
$^3D_3$	-4,48	2,07	-4,34	3,23	6,90	1,79	8,15	2,54
$^3F_3$	-2,58	0,92	-3,93	2,10	-0,31	1,47	-7,03	2,26
$^3F_4$	-4,03	1,17	-7,01	1,34	-7,99	1,40	0,37	2,61
$^3F_5$	4,76	2,21	3,72	2,72	2,15	1,80	0,099	4,16
$^3F_6$	2,01	1,20	-3,95	1,50	-2,96	1,14	-10,45	1,70
$^3G_3$	3,17	0,93	1,22	0,83	1,36	0,61	3,11	0,85
$^3G_4$	16,77	0,68	18,19	0,60	-1,92	4,64	-0,98	6,52
$^3G_5$	3,62	1,67	-0,81	2,24	2,71	2,79	0,54	3,70
$^3G_6$	5,41	0,74	5,16	0,86	4,76	0,67	5,71	0,67
$^3G_7$	5,63	1,93	3,17	2,29	-2,29	2,98	-1,74	2,54
$^3G_8$	-3,15	1,04	-5,33	1,92	-0,92	0,88	-1,68	1,62
$^3H_4$	-4,10	0,67	-6,57	0,59	-3,43	0,88	-3,48	1,13
$^3H_5$	-2,62	0,65	2,26	0,63	0,61	0,49	3,03	0,81
$^3H_6$	5,65	1,64	6,96	1,41	-5,64	1,83	-5,15	1,53
$^3H_7$	-3,36	0,82	-1,88	0,82	-1,80	0,95	-5,29	0,94
$^3H_8$	-2,40	0,50	2,87	0,47	0,94	0,31	2,35	0,31
Мнимые части фазовых сдвигов								
$^3P_0$			-1,57	3,64			4,45	6,38
$^3P_1$			-1,24	2,38			-0,22	3,40
$^3P_2$			6,57	2,57			2,59	2,82
$^3F_0$	3,64	0,43			2,67	0,71		
$^3F_1$					6,67	2,42		
$^3F_2$	14,27	2,11	16,34	3,75			1,56	2,23
$^3F_3$			3,49	2,09			7,02	2,60
$^3F_4$	1,99	0,22	2,86	2,85	3,10	0,38	6,97	3,20
$\chi^2$	201,72		213,74		209,55		194,64	
$\chi^2/\chi$	1,13		1,20		1,17		1,10	

В наборах 1 и 2 мнимые части  $^3P_1$  и  $^3F_1$  предполагались одинаковыми.

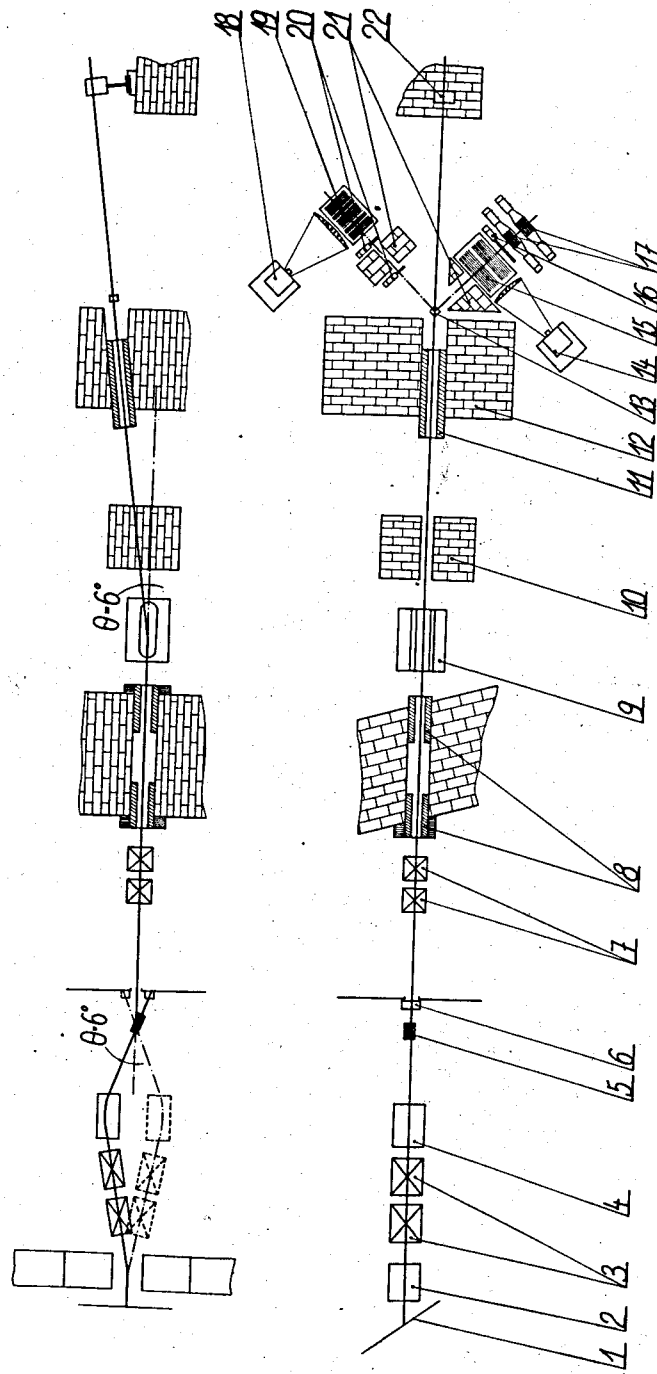


Рис. 1. Схема эксперимента для измерения параметра R в упругом ра-рассеянии. 1 - окно ускорителя; 2 - магнитные насадки; 3,7 - магнитные квадрупольные линзы; 4,9 - вспомогательные магниты; 5 - первая (углеродная) мишень; 6 - монитор неполяризованного пучка; 8,11 - коллиматоры; 10,12,21 - защита; 13 - вторая мишень; 14,18 - фотоаппараты; 15,19 - искровые камеры; 16 - счетчик антинейтрона; 17 - нейтральные детекторы; 20 - синцитиальные счетчики протонов; 22 - монитор поляризованного пучка.

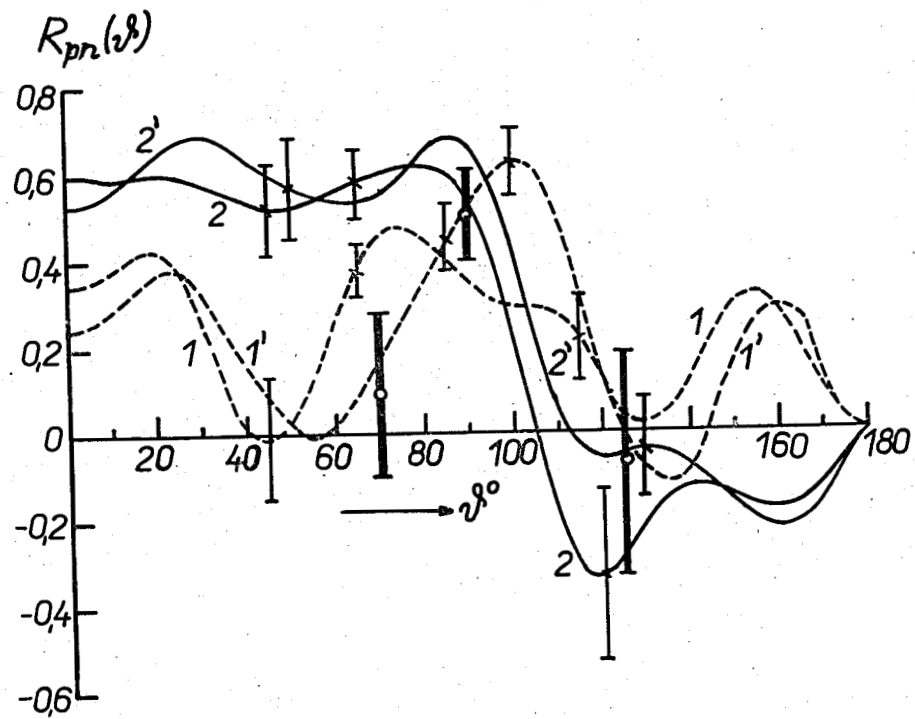


Рис. 2. Зависимость параметра  $R_{pn}$  от угла рассеяния (с.п.и.). Кривые 1,1' и 2,2' соответствуют наборам фазовых сдвигов, показанным в табл. 3,  $\updownarrow$  - значения параметра  $R_{pn}$ , измеренные автором.

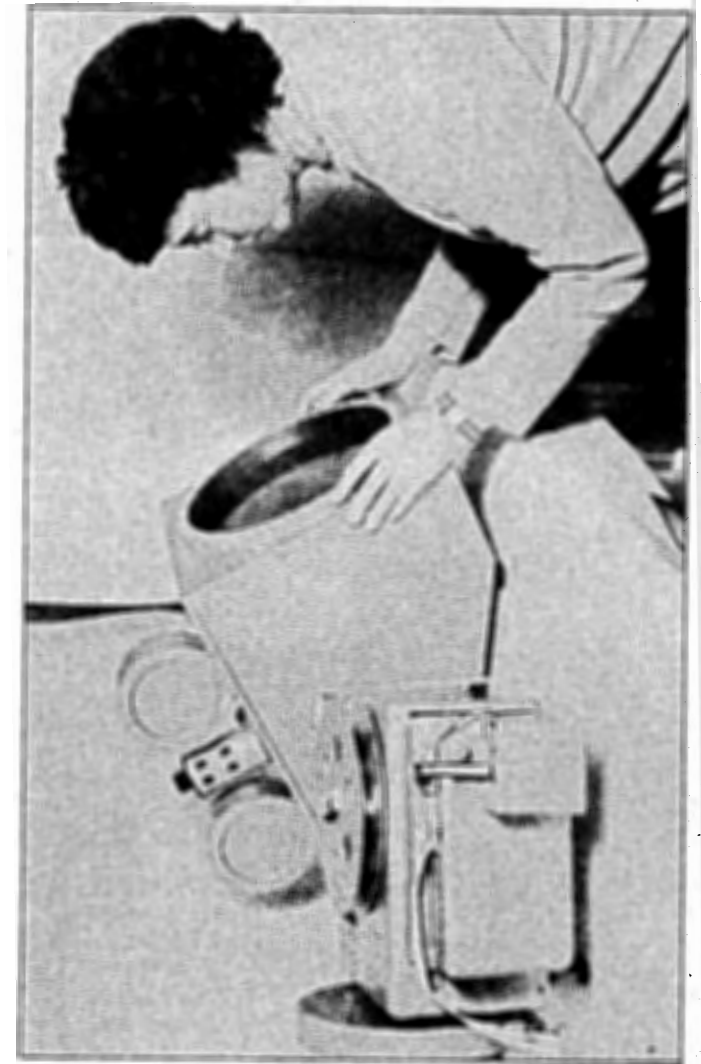


Рис. 3. Общий вид полуавтомата ПИП 35.