

С 346  
И-62

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 3764

В.И. Никаноров

ИЗМЕРЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ВТОРОГО И ТРЕТЬЕГО РАНГА

В p-p-РАССЕЯНИИ ПРИ ЭНЕРГИИ 605 МЭВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1968

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук, ст. научный сотрудник  
А.Ф.Писарев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Ю.М.Казаринов,  
доктор физико-математических наук Р.М.Рындин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт теоретической и экспериментальной физики.

Автореферат разослан . . . . . 1968 г.

Защита диссертации состоится . . . . . 1968 г. на заседании Учёного совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Адрес: г.Дубна, Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

О.А.Займидорога

1 - 3764

В.И. Никаноров

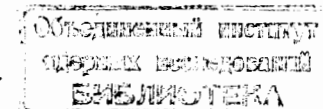
ИЗМЕРЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ВТОРОГО И ТРЕТЬЕГО РАНГА

В р-р-РАССЕЯНИИ ПРИ ЭНЕРГИИ 605 МЭВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

520369



## В в е д е н и е

Изучение свойств взаимодействия нуклонов с нуклонами требует осуществления большого количества различных экспериментов. Важным источником сведений об этом взаимодействии являются эксперименты по упругому рассеянию.

В 1957 г. Пузиков, Рындян и Смороднянский сформулировали понятие полного опыта<sup>/1/</sup>, оказавшее сильное влияние на последующие этапы исследования нуклон-нуклонной проблемы. Ими были проанализированы возможные опыты по рассеянию нуклонов нуклонами и выяснено, какие из этих опытов являются независимыми и необходимыми для восстановления матрицы рассеяния. В пределах программы полного опыта для упругого рассеяния протонов протонами особое место занимает определение коэффициентов матрицы рассеяния для угла  $90^\circ$  с.п.м., так как известные свойства симметрии этих коэффициентов позволяют снизить число искоемых параметров с девяти (для произвольного угла) до пяти и тем самым уменьшить число необходимых экспериментов. Однако нелинейность уравнений, связывающих коэффициенты матрицы рассеяния с экспериментально наблюдаемыми величинами, приводит к тому, что для получения однозначного набора этих коэффициентов для угла  $90^\circ$  с.п.м. пять экспериментов не дают достаточной информации. По этой причине в работе<sup>/2/</sup> было получено два решения для коэффициентов матрицы рассеяния, найденных на основе анализа данных шести независимых экспериментов.

Необходимость осуществления новых экспериментов для однозначного восстановления коэффициентов матрицы рассеяния побудила автора диссертация совместно с Головиным, Зилькарнеевым, Киселевым, Медведем, Писаревым и Семашко выполнить при энергии около 600 Мэв измерения коэффициентов спиновой корреляции при рассеянии поляризованных протонов протонами<sup>/3/</sup> и осуществить эксперимент по измерению параметра тройного рассеяния  $R$ <sup>/4/</sup>.

Для выполнения этих экспериментов был использован метод искровых камер, управляемых сцинтилляционными счетчиками. Такой метод измерения коэффициентов спиновой корреляции обладает большими преимуществами по сравнению с методом измерения посредством только сцинтилляционных телескопов. Искровые камеры имеют хорошее пространственное разрешение и позволяют использовать для регистрации частиц, рассеянных на анализирующих мишенях, почти всю область углов рассеяния, для которых анализирующая способность отлична от нуля. К достоинствам измерения спиновой корреляции методом искровых камер необходимо отнести также высокую эффективность регистрации полезных событий при наличии сильного фона излучения.

Диссертация состоит из 4 глав и заключения. В первой главе даются определения измеряемых компонент тензоров спиновой корреляции и параметра  $R$ , а также приводятся релятивистские выражения, связывающие эти величины с коэффициентами матрицы рассеяния.

Вторая глава посвящена методике измерений и содержит, в частности, результаты изучения характеристик использованных в эксперименте искровых камер.

В третьей главе описана обработка экспериментальных данных по измерению коэффициентов спиновой корреляции  $C_{qn}$ ,  $C_{nn}$ ,  $C_{kp}$  и параметра тройного рассеяния  $R$ .

В четвертой главе по полученным экспериментальным данным выполнено прямое восстановление матрицы рассеяния и найдены фазовые сдвиги.

В заключении изложены основные выводы, вытекающие из диссертации.

Материалы, положенные в основу диссертации, опубликованы в работах /3-9/ и докладывались на XII Международной конференции по физике высоких энергий /5/.

Матрица рассеяния, описывающая асимптотику взаимодействия двух нуклонов и удовлетворяющая требованиям инвариантности относительно вращений, пространственных отражений, обращения времени и зарядовой симметрии, может быть представлена в следующем виде:

$$M = \frac{1}{2} \{ (a+b) + (a-b)(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + e[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + (1.1)$$

$$+ (c+d)(\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) + (c-d)(\vec{\sigma}_1 \vec{p})(\vec{\sigma}_2 \vec{p}) \}.$$

$\vec{\sigma}_1$  и  $\vec{\sigma}_2$  - операторы спина двух сталкивающихся нуклонов;  $\vec{k}$ ,  $\vec{p}$  и  $\vec{n}$  - единичные векторы, направленные по  $\vec{p}' - \vec{p}$ ,  $\vec{p}' + \vec{p}$  и  $\vec{p}' \times \vec{p}'$  ( $\vec{p}$  и  $\vec{p}'$  - начальный и конечный импульсы рассеянного нуклона в с.ц.м.);  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$  - скалярные функции, зависящие от энергии сталкивающихся частиц и угла рассеяния.

Для рассеяния протонов протонами коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$  имеют следующие свойства симметрии:

$$a(\pi - \theta) = -a(\theta), \quad b(\pi - \theta) = -c(\theta), \quad c(\pi - \theta) = -b(\theta), \quad (1.2)$$

$$d(\pi - \theta) = d(\theta), \quad e(\pi - \theta) = e(\theta).$$

Коэффициенты спиновой корреляции и параметр  $R$ , измерению которых посвящена диссертация, следующим образом выражаются через коэффициенты матрицы рассеяния /1/:

$$IC_{nn} = \frac{1}{2} [ |a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 ];$$

$$IC_{kp} = -\text{Im } de^*;$$

$$IC_{qn} = -\cos \frac{\theta}{2} \text{Re } be^* + \sin \frac{\theta}{2} \text{Im } (ab^* + cd^*);$$

$$IC_{qp} = -\cos \frac{\theta}{2} \text{Im } (ac^* - bd^*) - \sin \frac{\theta}{2} \text{Re } ce^*; \quad (1.3)$$

$$IR = \cos \frac{\theta}{2} \text{Re } (ab^* + cd^*) + \sin \frac{\theta}{2} \text{Im } be^*.$$

$I$  - дифференциальное сечение  $p$ - $p$ -рассеяния; вектор  $\vec{q}$  определен как

$$\vec{q} = \frac{[\vec{p} \times \vec{n}]}{|\vec{p} \times \vec{n}|}. \quad (1.4)$$

Привлекая соотношения (1.2), можно установить связь между  $C_{qkn}$  и  $C_{qnp}$  справедливую для  $p-p$ -рассеяния на угол  $90^\circ$  с.ц.м.:

$$C_{qkn}(90^\circ) = -C_{qnp}(90^\circ). \quad (1.5)$$

Формулы (1.3) нерелятивистские. При энергии 600 Мэв необходимо учесть релятивистские эффекты, так как они дают ощутимый вклад. Источником релятивистских поправок служит релятивистский поворот спина частиц и релятивистское сокращение угла разлета частиц после столкновения. Учет релятивистских поправок для компонент поляризационных тензоров  $C_{qkn}$  и  $C_{qnp}$  приводит к следующему результату:

$$C_{qkn} = -Re b e^* \cos(\theta_{с.ц.м.} - \theta_{лаб.}) + Im a b^* \sin(\theta_{с.ц.м.} - \theta_{лаб.}) + Im e d^* \sin \theta_{лаб.}, \quad (1.6)$$

$$C_{qnp} = -Re e c^* \cos(\theta'_{с.ц.м.} - \theta'_{лаб.}) - Im a c^* \sin(\theta'_{с.ц.м.} - \theta'_{лаб.}) + Im b d^* \sin \theta'_{лаб.}.$$

$\theta_{с.ц.м.}$  и  $\theta_{лаб.}$  - углы вылета рассеянного протона в системе центра масс и в лабораторной системе;  $\theta'_{с.ц.м.}$  и  $\theta'_{лаб.}$  - то же для протона отдачи.

В этой же главе получено следующее выражение для угловой зависимости коррелированного рассеяния двух нуклонов на анализирующих мишенях:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} = I_1 I_2 \{ 1 + P_0 [\pi_1(\theta_1) \cos \phi_1 + \pi_2(\theta_2) \cos \phi_2] + C_{kn} \pi_1(\theta_1) \pi_2(\theta_2) \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{kp} \pi_1(\theta_1) \pi_2(\theta_2) \sin \phi_1 \sin \phi_2 - C_{qkn} P' \pi_1(\theta_1) \pi_2(\theta_2) \sin \phi_1 \cos \phi_2 - C_{qnp} P' \pi_1(\theta_1) \pi_2(\theta_2) \cos \phi_1 \sin \phi_2 + R_1 P' \pi_1(\theta_1) \sin \phi_1 + R_2 P' \pi_2(\theta_2) \sin \phi_2 \} \quad (1.7)$$

Индексы 1 и 2 соответствуют рассеянному нуклоу и нуклоу отдачи;  $I_1, I_2$  - дифференциальные сечения рассеяния неполяризованных нуклонов на анализирующих мишенях;  $\pi_1(\theta_1), \pi_2(\theta_2)$  - анализирующие способности мишеней-анализаторов;  $P_0$  - поляризация, возникающая при столкновении двух перво-

начально неполяризованных нуклонов;  $P'$  - поляризация падающего пучка;  $\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2$  - полярные и азимутальные углы рассеяния на мишенях - анализаторах.  $R_1$  и  $R_2$  - параметры тройного рассеяния для рассеянного нуклона и нуклона отдачи.

## II

Геометрия эксперимента по измерению коэффициентов спиновой корреляции и параметра  $R$  изображена на рис. 1. Пучок протонов, выведенный из камеры синхротрона ОИЯИ, с помощью магнитных насадок (2) отклонялся вверх на  $2^\circ$ . После фокусировки квадрупольными магнитными линзами (3) протоны проходили через магнит (4), отклоняющий их на  $8^\circ$  вниз, и попадали на графитовый рассеиватель (5) толщиной  $23 \text{ г/см}^2$ . Протоны, рассеянные на  $6^\circ$  вверх относительно направления их движения перед рассеивателем (5), проходя через фокусирующие магнитные линзы (7), очищающий магнит (8) и систему коллиматоров, формировались в пучок с энергией 605 Мэв и вектором поперечной поляризации, лежащим в плоскости исследуемого  $p-p$ -рассеяния. Величина поляризации пучка составляла  $P' = 0,34 \pm 0,02$ .

Поляризованный пучок протонов рассеивался на полиэтиленовой мишени (9) толщиной  $1,84 \text{ г/см}^2$ . Акты упругого рассеяния регистрировались сцинтилляционными счетчиками (13), (14), (16), (17), включенными в схему совпадений с разрешающим временем  $2 \cdot 10^{-8}$  сек. Каждый из определяющих счетчиков (14) и (17) выделял телесный угол величиной  $2,5 \cdot 10^{-3}$  стер.

При измерении коэффициентов спиновой корреляции под углом  $90^\circ$  с.ц.м. и параметра тройного рассеяния  $R$  под углами  $90^\circ$  и  $72^\circ$  с.ц.м. в качестве анализирующих мишеней использовались алюминиевые электроды искровых камер с суммарной толщиной  $31 \text{ г/см}^2$ .

Во время измерений параметра  $R$  под углом  $108^\circ$  с.ц.м. анализ спиновых состояний, возникающих после исследуемого рассеяния производился с помощью углеродной мишени, имевшей толщину  $9,5 \text{ г/см}^2$ .

Рассеяние протонов анализаторами на углы, большие  $7^\circ$ , регистрировалось сцинтилляционными счетчиками (15) и (18), включенными в схему антисовпадений относительно счетчиков (13), (14), (16), (17). Таким образом, схемы совпадений и антисовпадений выделяли случаи тройного рассеяния про-

тонов. Этими схемами осуществлялся запуск высоковольтного генератора, питающего искровые камеры (11), и фотоаппаратов (10), регистрировавших треки протонов в искровых камерах.

Ионизационной камерой (6) контролировалась интенсивность неполяризованного пучка, а с помощью камеры (12) осуществлялся контроль интенсивности поляризованного пучка, составлявшей  $2.10^6$  протонов/см<sup>2</sup>сек.

Измерения с углеродной мишенью, помещенной на место полиэтиленового рассеивателя (9), показали, что фоновый вклад квазиупругого рассеяния протонов на углероде полиэтиленовой мишени не превышал трех процентов от числа случаев исследуемого рассеяния протонов протонами.

Для измерения коэффициентов спиновой корреляции под углом  $90^\circ$  с.ц.м. и параметра  $R$  под углом  $90^\circ$  и  $72^\circ$  с.ц.м. использовались искровые камеры, электроды которых сделаны из алюминиевых пластин толщиной 8 мм и площадью  $23 \times 23$  см<sup>2</sup>. Зазор между электродами составлял 10 мм. Стенки камер были изготовлены из полосок стекла толщиной 6 мм.

При измерениях параметра  $R$  под углом  $108^\circ$  с.ц.м. применялась искровая камера с тонкими электродами. Каждый электрод состоял из фольги толщиной 7 микрон, приклеенной по краям к стеклянному каркасу. Расстояние между электродами составляло 10 мм.

Для наполнения камер использовалась смесь из 99,6% неона и 0,4% аргона при давлении 760 тор.

Прежде чем использовать камеры для измерений на пучке ускорителя, было произведено изучение их характеристик при регистрации космических частиц. При получении этих характеристик камеры управлялись электронной схемой запуска, состоявшей из системы счетчиков Гейгера МС-8, включенных в схему совпадений, усилителя, линий задержки и высоковольтного триатронного генератора с РС-цепью ( $RC = 1,1 \cdot 10^{-7}$  сек). Длительность фронта импульса генератора составляла  $\approx 4.10^{-8}$  сек. Амплитуда импульса — около 10 кв.

На рис. 2 приведена зависимость эффективности регистрации частиц камерой от времени задержки высоковольтного импульса при различных величинах очищающего поля, подаваемого на электроды камеры. Из кривых эффективности видно, что с ростом величины очищающего поля время памяти камеры уменьшается и для поля 30 в/см достигает 5 мксек. В дальнейшем при

использовании камер в экспериментах на ускорителе применялись очищающие поля величиной  $10 \div 20$  в, так как в этом режиме достаточно малое время памяти камеры сочетается с высокой эффективностью регистрации частиц.

### III

При просмотре фотопленки отбирались события, которым не сопутствуют посторонние треки на кадре. Обрабатывались только те треки, которые состояли не менее чем из трех искр как до рассеяния, так и после рассеяния на анализаторе. Измерялись вертикальные ( $\theta_B$ ) и горизонтальные ( $\theta_\Gamma$ ) проекции углов рассеяния в интервале  $4^\circ \div 30^\circ$ .

Полярный и азимутальный углы рассеяния вычислялись по формулам

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \operatorname{tg}^2 \theta_B + \operatorname{tg}^2 \theta_\Gamma ;$$

$$\sin \phi = \operatorname{tg} \theta_B / \operatorname{tg} \theta ; \quad (3.1)$$

$$\cos \phi = \operatorname{tg} \theta_\Gamma / \operatorname{tg} \theta .$$

При определении компонент корреляционных тензоров использовались лишь те треки, которые соответствовали одновременному рассеянию протонов на обоих анализаторах на углы  $9^\circ \leq \theta \leq 27^\circ$ . Полное число таких случаев составило  $N = 6970$ .

Для нахождения коэффициентов спиновой корреляции был использован метод максимума правдоподобия. Используя формулу (1.7) для коррелированного рассеяния двух нуклонов на анализирующих мишенях, функцию правдоподобия можно записать в следующем виде:

$$L = \prod_i^N \{ 1 + P_0 [ \pi_1(\theta_{11}) \cos \phi_{11} + \pi_2(\theta_{21}) \cos \phi_{21} ] + \quad (3.2)$$

$$+ C_{\pi\pi} \pi_1(\theta_{11}) \pi_2(\theta_{21}) \cos \phi_{11} \cos \phi_{21} + C_{\kappa\pi} \pi_1(\theta_{11}) \pi_2(\theta_{21}) \sin \phi_{11} \sin \phi_{21}$$

$$- C_{\alpha\kappa} P' \pi_1(\theta_{11}) \pi_2(\theta_{21}) \sin \phi_{11} \cos \phi_{21} - C_{\alpha\pi} P' \pi_1(\theta_{11}) \pi_2(\theta_{21}) \cos \phi_{11} \sin \phi_{21}$$

$$+ R_1 P' \pi_1(\theta_{11}) \sin \phi_{11} + R_2 P' \pi_2(\theta_{21}) \sin \phi_{21}$$

Индекс  $i$  в этой формуле означает номер корреляционного события.

Искровые камеры, использованные для анализа спиновых состояний рассеянного протона и протона отдачи были идентичны между собой. С учетом того, что энергии обоих протонов после  $p-p$ -рассеяния под углом  $90^\circ$  с.ц.м. одинаковы, при обработке результатов предполагалось, что

$$\pi_1(\theta) = \pi_2(\theta) = \pi(\theta),$$

Угловая зависимость анализирующей способности была найдена путем калибровки одной из камер на пучке поляризованных протонов с энергией 300 Мэв и поляризацией  $P = 0,34 \pm 0,02$ . Значения анализирующей способности  $\pi(\theta)$  были вычислены на электронной вычислительной машине с использованием функции правдоподобия:

$$L_i = \prod [1 + P \pi(\theta_i) \sin \phi_i] \quad (3.3)$$

Методом наименьших квадратов полученные значения анализирующей способности аппроксимировались полиномом четвертой степени по  $\theta$  и в таком виде использовались в формуле (3.2) при нахождении коэффициентов спиновой корреляции. На рис. 3 представлены экспериментальные значения  $\pi(\theta)$  вместе с аппроксимирующей кривой.

Вычисления с функцией правдоподобия (3.2) показали, что максимум функции  $L$  достигается при следующих значениях коэффициентов спиновой корреляции:

$$C_{nn}(90^\circ) = 0,55 \pm 0,18; \quad C_{kp}(90^\circ) = 0,19 \pm 0,17; \quad C_{qkn}(90^\circ) = 0,86 \pm 0,37.$$

При расчете было использовано полученное в первой главе условие  $C_{qkn}(90^\circ) = -C_{qnp}(90^\circ)$ , вытекающее из свойств коэффициентов амплитуды рассеяния (1.1). Значение параметра  $P_0$  в (3.2) также отыскивалось и было найдено равным  $0,01 \pm 0,01$ . Малость  $P_0$  указывает на незначительность систематических ошибок, связанных с юстировкой аппаратуры.

Инструментальные ошибки для коэффициентов спиновой корреляции определялись путем использования в функции  $L$  некоррелированных событий, получаемых путем комбинирования каждого  $i$ -го случая рассеяния протона в одной камере с  $i+1$ ,  $i+2$  и т.д. случаями рассеяния протонов в другой камере. Инструментальные ошибки оказались равными:

$$\Delta C_{nn} = 0,00 \pm 0,03; \quad \Delta C_{kp} = 0,00 \pm 0,03; \quad \Delta C_{qkn} = -0,03 \pm 0,06.$$

Малость инструментальных ошибок свидетельствует о надежности полученных значений коэффициентов спиновой корреляции.

Для вычисления значений параметра тройного рассеяния была использована следующая функция правдоподобия:

$$L = \prod [1 + F_0 \pi(\theta_i) \cos \phi_i + R P \pi(\theta_i) \sin \phi_i] \quad (3.4)$$

При обработке результатов выбирались случаи, имеющие  $\theta_i$ , заключенные в интервале  $9^\circ \leq \theta_i \leq 24^\circ$ .

Для вычисления  $R(90^\circ)$  в формуле (3.4) использовалась анализирующая способность  $\pi(\theta)$ , приведенная на рис. 3. Значение параметра  $P_0(90^\circ)$  также отыскивалось и было найдено равным  $0,01 \pm 0,02$ . Определение  $R(72^\circ)$  и

$R(108^\circ)$  производилось также по формуле (3.4), но на этот раз фиксировался параметр  $P_0$ , а значения анализирующей способности отыскивались наряду с  $R$ .

В результате вычислений по формуле (3.4) получены следующие значения параметра тройного рассеяния:

$$R(72^\circ) = 0,70 \pm 0,19; \quad R(90^\circ) = 0,46 \pm 0,09; \quad R(108^\circ) = 0,20 \pm 0,08.$$

#### IV

Между параметром  $C_{nn}$  и синглетным  $\sigma_n$  и триплетным  $\sigma_T$  вкладками в дифференциальное сечение  $p-p$ -рассеяния существует соотношение

$$C_{nn}(90^\circ) = \frac{\sigma_T(90^\circ) - \sigma_n(90^\circ)}{\sigma_T(90^\circ) + \sigma_n(90^\circ)} \quad (4.1)$$

Определим относительные вклады триплетного и синглетного рассеяния следующим образом:

$$\delta_T = \frac{\sigma_T}{\sigma_T + \sigma_s} ; \quad \delta_s = \frac{\sigma_s}{\sigma_T + \sigma_s} . \quad (4.2)$$

Исходя из формулы (4.1), величины  $\delta_T$  и  $\delta_s$  для угла  $90^\circ$  с.п.м. можно записать в виде

$$\delta_T(90^\circ) = \frac{1}{2} [1 + C_{nn}(90^\circ)] ; \quad \delta_s(90^\circ) = 1 - \delta_T(90^\circ) . \quad (4.3)$$

Подставляя в формулу численное значение величины  $C_{nn}$ , полученное в наших экспериментах, находим, что  $\delta_T(90^\circ, 605 \text{ Мэв}) = 0,78 \pm 0,09$  и

$\delta_s(90^\circ, 605 \text{ Мэв}) = 0,22 \pm 0,09$ . Таким образом, в  $p-p$ -рассеянии под углом  $90^\circ$  с.п.м. доминирует взаимодействие в триплетном состоянии.

Представляет интерес проследить изменение соотношения вкладов триплетного и синглетного рассеяния в зависимости от энергии. На рис. 4 представлена энергетическая зависимость величины  $\delta_T(90^\circ)$ . Значения этой величины получены с помощью первой формулы (4.3) на основании экспериментальных данных по  $C_{nn}(90^\circ)$ , полученных в настоящей работе и в работах других авторов. Из вида энергетической зависимости величины  $\delta_T$  можно заключить, что в  $p-p$ -рассеянии под углом  $90^\circ$  с.п.м. при энергиях, меньших 50 Мэв, преобладает синглетное взаимодействие, а в интервале 50 - 70 Мэв рассеяние происходит в основном в триплетном состоянии.

Переходя к вопросу о прямом восстановлении матрицы рассеяния, отметим, что эта проблема состоит в отыскании скалярных функций, определяющих матрицу рассеяния и описывающих экспериментальные данные по упругому  $p-p$ -рассеянию при фиксированных значениях энергии и угла рассеяния. Для произвольного угла рассеяния задача сводится к определению, с точностью до общей фазы, пяти комплексных амплитуд, являющихся функциями угла рассеяния и энергии. В общем случае для фиксированного угла и энергии необходимо определить 9 вещественных параметров. Для рассеяния протонов протонами под углом  $90^\circ$  с.п.м. учет соотношений (1,2) позволяет уменьшить число искомых параметров до пяти. Нелинейность выражений, связывающих наблюдаемые величины с коэффициентами матрицы рассеяния, приводит к тому, что для однозначного восстановления матрицы  $p-p$ -рассеяния под углом  $90^\circ$  с.п.м. необходимо выполнить 7 экспериментов.

Выполненные в настоящей работе измерения параметров  $C_{kn}(90^\circ)$ ,  $C_{kr}(90^\circ)$ ,  $C_{nn}(90^\circ)$  и  $n(90^\circ)$  позволили произвести однозначное восстановление матрицы  $p-p$ -рассеяния при энергии около 610 Мэв. При этом были использованы также данные работ других авторов<sup>/2,10/</sup> по измерению параметров  $A$ ,  $D$  и дифференциального сечения.

Численные значения коэффициентов матрицы рассеяния отыскивались на электронной вычислительной машине методом наименьших квадратов. Вычисления произведены с учетом равенств  $a(90^\circ) = 0$ ,  $b(90^\circ) = -c(90^\circ)$ , вытекающих из соотношений (1,2). Найденное единственное решение приведено в табл. 1. В этой же таблице для сравнения приводятся решения работы<sup>/2/</sup>, отнесенные авторами к энергии 660 Мэв.

Т а б л и ц а 1  
Значения модулей в  $10^{-13}$  см и фаз коэффициентов матрицы рассеяния (1.1)

Модули и фазы коэффициентов матрицы рассеяния	Решение настоящей работы (610 Мэв)	Работа <sup>/2/</sup> (660 Мэв)	
		Решение а	Решение б
$ b $	$0,24 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,06$
$\phi_b$	$133^\circ \pm 14^\circ$	$85^\circ \pm 30^\circ$	$95^\circ \pm 30^\circ$
$ d $	$0,11 \pm 0,08$	$0,07 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,05$
$\phi_d$	$-50^\circ \pm 71^\circ$	$-72^\circ \pm 40^\circ$	$-108^\circ \pm 40^\circ$
$ e $	$0,63 \pm 0,03$	$0,62 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,04$

Сравнение найденного в настоящей работе решения с решениями работы<sup>/2/</sup> обнаруживает, что в пределах рассматриваемого энергетического интервала параметр  $|b|$  имеет тенденцию к уменьшению при возрастании энергии.

Большая величина  $|e|$ , полученная в результате восстановления матрицы рассеяния, подтверждает вывод работ<sup>/2,11/</sup>, что в рассматриваемой области энергий спин-орбитальная амплитуда  $e(\theta)$  доминирует.



Наряду с прямым восстановлением матрицы рассеяния был выполнен также фазовый анализ экспериментальных данных по  $p-p$ -рассеянию при энергии 600 Мэв.

Фазовые сдвиги отыскивались методом наименьших квадратов. Были определены фазовые сдвиги волн до  $l_{\max} = 5$ . Упругое взаимодействие в состояниях с более высокими орбитальными моментами учитывалось в одномезонном приближении. В соответствии с резонансной моделью Мандельштама предполагалось, что рождение пионов происходит в ограниченном числе состояний, в связи с чем лишь фазы  $\delta(^3P_{0,1,2})$ ,  $\delta(^1D_2)$  и  $\delta(^3F_{2,3})$  полагались комплексными. Мезообразование в состояниях  $^3P_{0,1,2}$  и  $^3F_{2,3}$  учитывалось усредненными коэффициентами поглощения.

В результате 150 поисков со случайных начальных значений было найдено, что два наиболее достоверных решения имеют  $\chi^2_I = 41,38$  и  $\chi^2_{II} = 52,42$  при  $\bar{\chi}^2 = 42$ . Решения I и II приведены в табл. 2. В той же таблице записано решение, полученное в работе /12/ при проведении фазового анализа  $p-p$ -рассеяния при энергии 660 Мэв. Для удобства сравнения с нашими результатами коэффициенты поглощения, приведенные в работе /12/, усреднены по полному угловому моменту.

Из таблицы видно, что знаки основных фазовых сдвигов  $\delta(^1S_0)$ ,  $\delta(^3P_0)$ ,  $\delta(^3P_1)$ ,  $\delta(^3P_2)$  и  $\delta(^1D_2)$  совпадают со знаками аналогичных фазовых сдвигов, полученных при 660 Мэв.

Для решения вопроса о нахождении единственного решения, описывающего экспериментальные данные по  $p-p$ -рассеянию при энергии около 600 Мэв следует предпринять дополнительные эксперименты. Рисунки 4 и 5 характеризуют описание экспериментальных данных первым и вторым наборами фаз. Рассмотрение угловой зависимости экспериментальных величин, предсказываемых первым и вторым наборами фазовых сдвигов, показывает, что для получения истинного решения при энергии 600 Мэв желательно произвести измерения параметров  $R$  или  $C_{kp}$  для углов  $50^\circ - 70^\circ$  с.п.м. К виду решения чувствителен также коэффициент спиновой корреляции  $C_{qkn}$ .

Т а б л и ц а 2

Фазовые сдвиги в градусах и коэффициенты поглощения

Фазовые сдвиги и коэффициенты поглощения	Решение I 600 Мэв $\chi^2_I = 41,38$	Решение II 600 Мэв $\chi^2_{II} = 52,42$	Решение /12/ работы 660 Мэв
$^1S_0$	-31,3±3,9	-39,5±3,3	-28,5 ± 9,6
$^3P_0$	-53,3±10,6	-16,7 ± 3,6	-33,5 ± 14,0
$^3P_1$	-44,3±3,5	-29,0±2,9	-28,5 ± 4,6
$^3P_2$	15,0±2,0	33,9 ± 1,6	28,1 ± 4,3
$^1D_2$	10,2±2,6	5,0 ± 2,0	4,8 ± 4,2
$\epsilon_2$	-3,1 ± 1,8	7,4±1,3	-3,7 ± 2,8
$^3F_2$	-6,0 ± 1,7	-7,6±1,3	-2,1 ± 1,8
$^3F_3$	0,2±1,8	1,5±1,6	-1,2 ± 5,9
$^3F_4$	3,5 ± 0,6	-1,1±1,0	4,8 ± 1,0
$^1G_4$	3,1±1,2	1,7±1,1	4,9 ± 1,9
$\epsilon_4$	-3,5±1,1	0,7±1,2	-5,1 ± 1,2
$^3H_4$	-0,1±0,7	-1,2 ± 0,5	-0,2 ± 1,2
$^3H_5$	-2,0 ± 1,0	-4,1±1,0	-2,4 ± 1,3
$^3H_6$	0,9 ± 0,2	-1,0±0,5	0,8 ± 0,8
$r(^3P_{0,1,2})$	0,86 ± 0,02	0,86 ± 0,03	0,95 ± 0,20
$r(^1D_2)$	0,76±0,02	0,77 ± 0,02	0,65 ± 0,04
$r(^3F_{2,3})$	0,97 ± 0,01	0,97 ± 0,01	0,78 ± 0,06
$\chi^2 / \bar{\chi}^2$	0,98	1,24	1,17

В ы в о д ы

Сформулируем основные результаты диссертации.

1. Впервые измерена компонента корреляционного тензора третьего ранга  $C_{qkn}$  для упругого рассеяния протонов протонами.
2. Выполнены измерения коэффициентов спиновой корреляции  $C_{kp}(90^\circ)$  и  $C_{qn}(90^\circ)$  и параметра тройного рассеяния  $R(72^\circ)$ ,  $R(90^\circ)$  и  $R(108^\circ)$  для  $p-p$ -рассеяния при энергии 605 Мэв.

3. Осуществлено однозначное прямое восстановление матрицы упругого  $p-p$ -рассеяния под углом  $90^\circ$  с.д.м. при энергии 610 Мэв. Большая величина  $|e|$ , полученная в результате восстановления матрицы рассеяния, свидетельствует о том, что при данной энергии спин - орбитальная амплитуда  $e(\theta)$  доминирует.

4. Выполнен фазовый анализ экспериментальных данных по рассеянию протонов протонами при энергии около 600 Мэв. Получено два набора фазовых сдвигов, описывающих экспериментальные данные.

5. Прослежена энергетическая зависимость триплетного вклада в дифференциальное сечение  $p-p$ -рассеяния под углом  $90^\circ$  с.д.м. Отмечено, что при энергиях, меньших 50 Мэв, преобладает синглетное  $p-p$ -взаимодействие, а в интервале  $50 \div 700$  Мэв рассеяние происходит в основном в триплетном состоянии.

6. Получены релятивистские выражения для компонент корреляционного тензора третьего ранга  $C_{qkl}$  и  $C_{qpr}$  в терминах коэффициентов матрицы рассеяния. Выведена необходимая при построении функции правдоподобия формула для дифференциального сечения коррелированного рассеяния на анализирующих мишенях двух протонов, один из которых поляризован перед  $p-p$ -взаимодействием.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л. Пузиков, Р. Рындин, Я. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 592 (1957).
2. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 48, 50 (1964); 35, 1398 (1958).
3. Б.М. Головин, Р.Я. Зулкарнеев, В.С. Киселев, С.В. Медведь, В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Г.Л. Семашко, Ядерная физика, 5, 148 (1967).
4. Б.М. Головин, Р.Я. Зулкарнеев, В.С. Киселев, С.В. Медведь, В.И. Никаноров, Г.Л. Семашко. Препринт ОИЯИ, P1-3187, Дубна, 1967.
5. И. Быстрички, Б.М. Головин, Р.Я. Зулкарнеев, С.В. Медведь, В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев. XII Международная конференция по физике высоких энергий, стр. 14. Дубна, 1964 г.
6. В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев, Х. Позе, ЖЭТФ, 42, 1209 (1962).
7. И.И. Громова, Ф. Легар, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. ПТЭ, № 6, 39 (1964).

8. И.И. Громова, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. ПТЭ, № 1, 64 (1965).

9. Ф. Легар, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. ПТЭ, № 1, 59 (1965).

10. М.Г. Мещеряков, Б.С. Негапов, Л.М. Сороко, И.К. Взоров. ДАН, 99, 959 (1954).

11. Б.М. Головин, В.П. Джелепов, Р.Я. Зулкарнеев, Цуй Ва-чуан. ЖЭТФ, 44, 142 (1963).

12. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, В.Л. Соловьянов, Г.Д. Столетов. Ядерная физика, 2, 982 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 марта 1968 г.

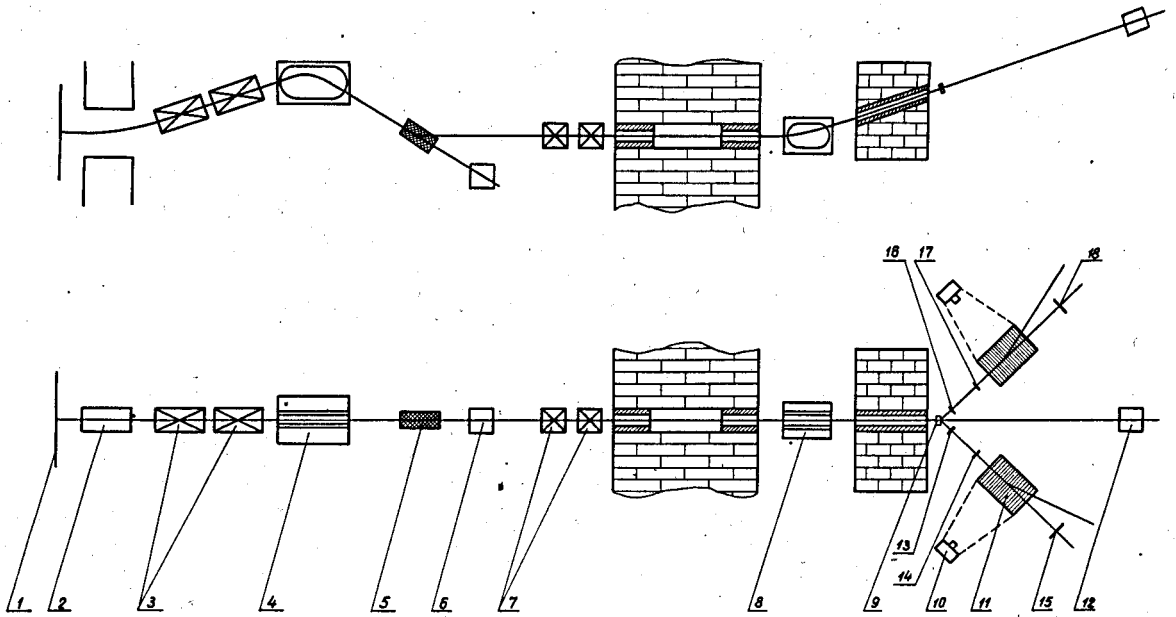


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению коэффициентов спиновой корреляции и параметра  $R_1$ -окно ускорителя; 2-магнитные насадки; 3,7-магнитные линзы; 4,8-отклоняющие магниты; 5-углеродная мишень; 6-монитор неполяризованного пучка; 9-полиэтиленовая мишень; 10-фотоаппарат; 11-искровая камера; 12-монитор поляризованного пучка; 13,14,16,17 - счетчики совпадений; 15,18 - счетчики антисовпадений.

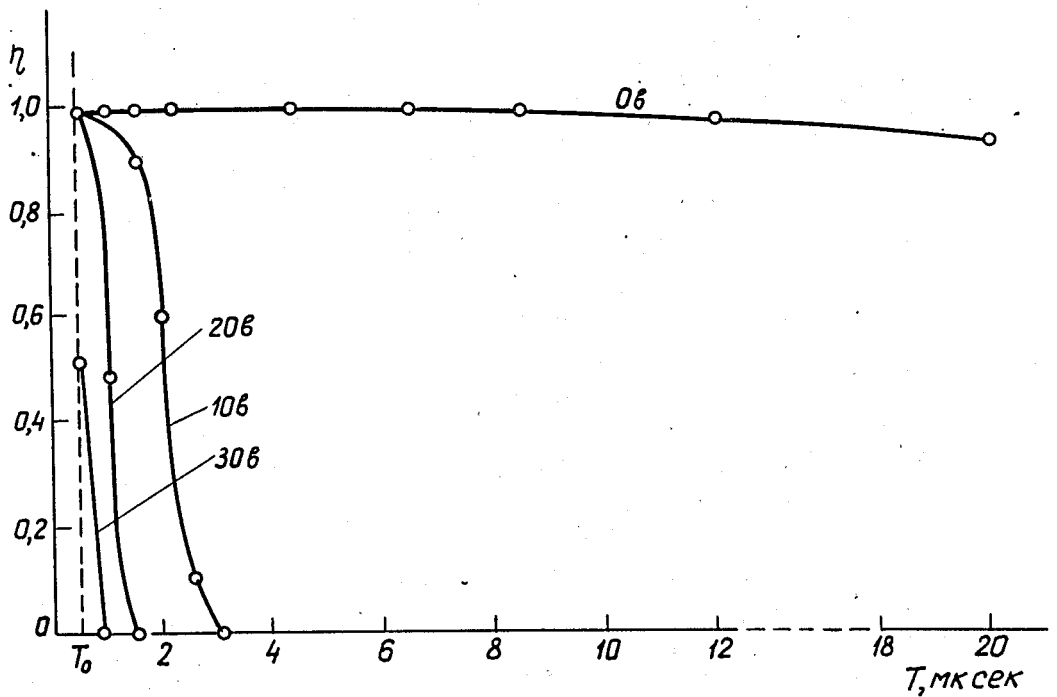


Рис. 2. Зависимость эффективности искровой камеры от времени задержки импульса и величины очищающего поля.

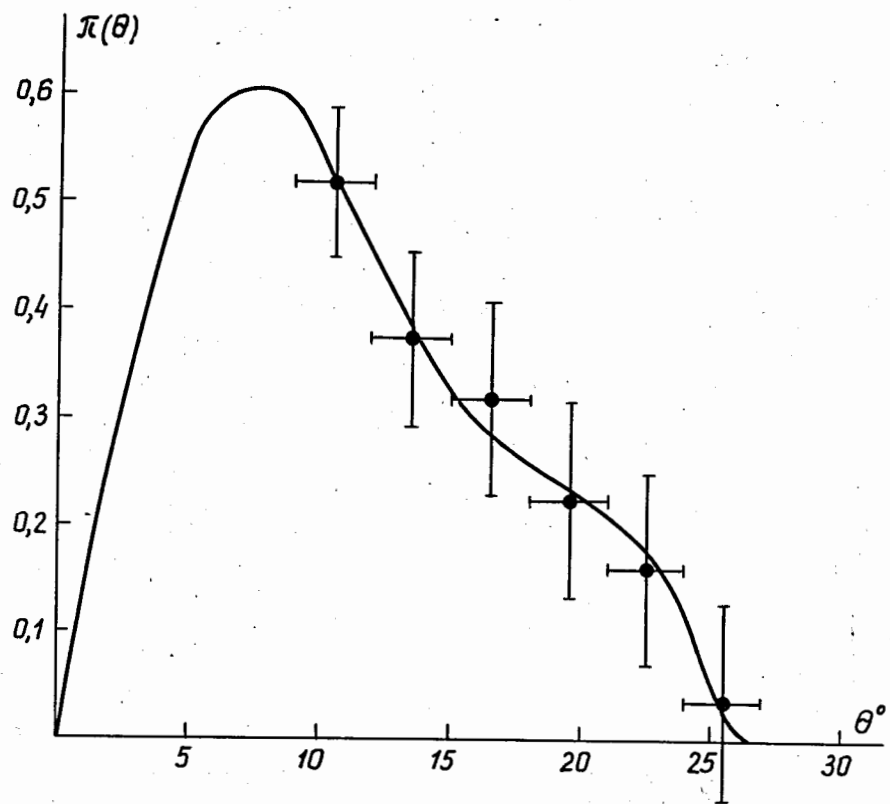


Рис. 3. Зависимость анализирующей способности от угла рассеяния.

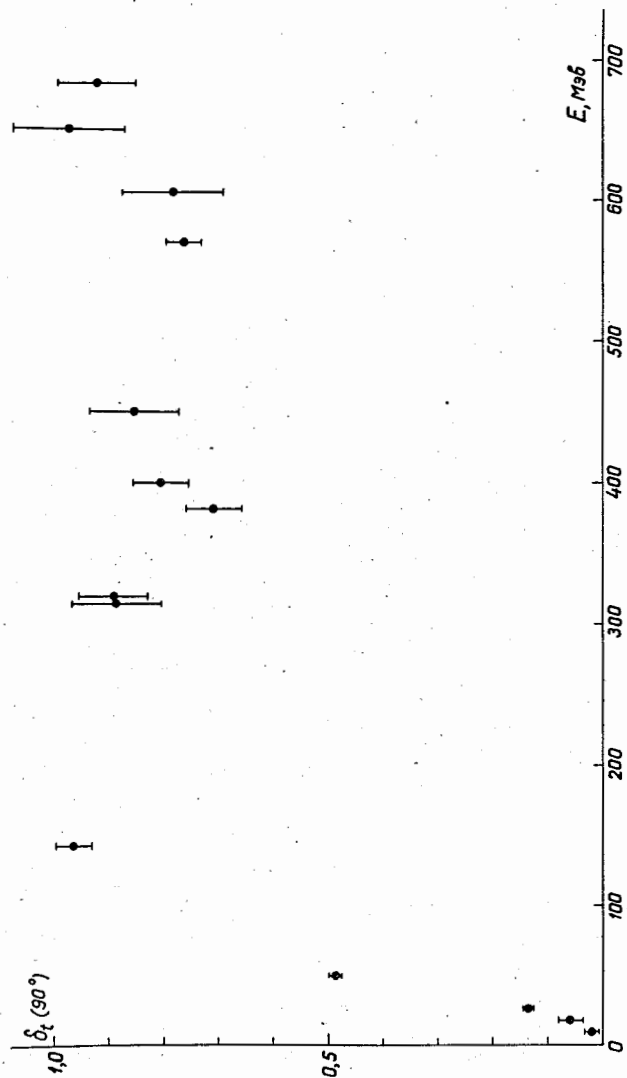


Рис. 4. Энергетическая зависимость относительного вклада  $p-p$ -рассеяния в триплетном состоянии в дифференциальное сечение под углом  $90^\circ$  с.п.м.

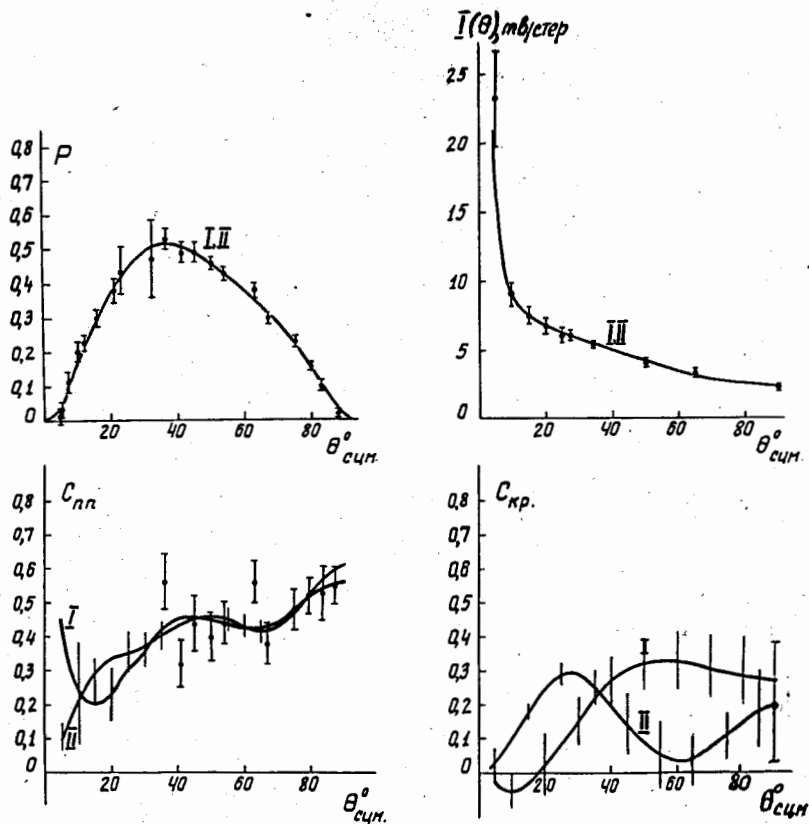


Рис. 5. Угловая зависимость экспериментально наблюдаемых величин. Кривые I и II соответствуют первому и второму наборам фазовых сдвигов. Вертикальные отрезки указывают коридор ошибок.

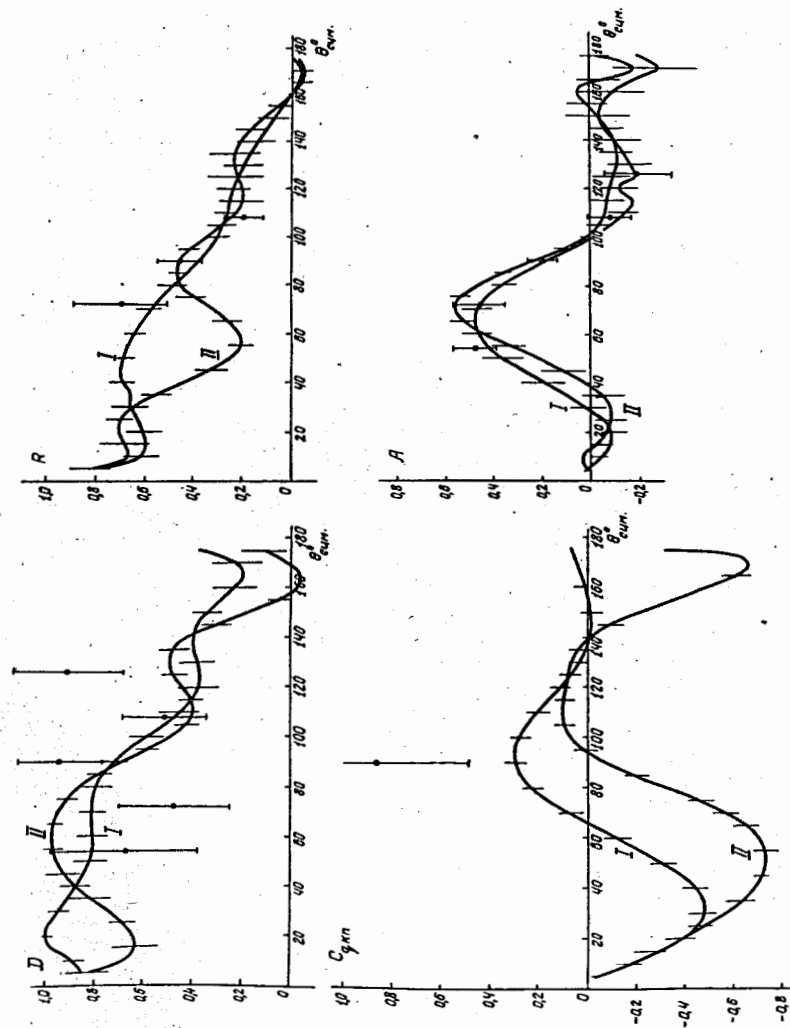


Рис. 6. Угловая зависимость экспериментально наблюдаемых величин. Кривые I и II соответствуют первому и второму наборам фазовых сдвигов. Вертикальные отрезки указывают коридор ошибок.