

K-143



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.М. Казаринов

1267

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна *1963 год

Ю.М. Казаринов

1267

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1963 год

В в е д е н и е

Изучение упругого рассеяния нуклонов нуклонами в области высоких энергий занимает одно из центральных мест в общей программе исследования природы ядерных сил. В связи с этим исследование упругих pp - и pp -столкновений началось сразу же, как только развитие техники ускорения позволило получать достаточно интенсивные пучки частиц высоких энергий.

На первом этапе исследований (1947-1956 г.г.) был проведен ряд работ (см. обзоры ^{/1,2/}), которые дали весьма интересные сведения о свойствах нуклон-нуклонного взаимодействия. На этом этапе было доказано существование обменных сил в pp -системе. Найдено, что в широком интервале энергий нейтронов от 40 до 580 Мэв вклад в сечение взаимодействия от обычных и обменных сил примерно одинаков. Заметная вероятность рассеяния на углы, близкие к 90° в системе ц.и., при энергии в несколько сот миллионов электрон-вольт указывала на весьма интенсивное взаимодействие в системе нейтрон-протон и, следовательно, на неприменимость теории возмущений в этом случае. Была установлена изотопическая инвариантность нуклон-нуклонного взаимодействия в области высоких энергий. Большая поляризация, возникающая при рассеянии, указывала на сильное спин-орбитальное взаимодействие. Было замечено, что с ростом вероятности неупругих столкновений pp -рассеяние начинает приобретать дифракционный характер и т.д.

Отсутствие каких-либо сведений о количестве экспериментальной информации, необходимой для проведения хотя бы феноменологического анализа нуклон-нуклонного взаимодействия, в сильной степени затрудняло проведение исследований в первый период. Вследствие этого работа Пузикова, Рындина и Смородинского, где впервые было сформулировано понятие полного опыта ^{/3/}, и появившийся вслед за ней первый фазовый анализ pp -данных при энергии 310 Мэв, выполненный Стаппом, Ипсилантисом и Метрополисом ^{/4/}, оказали большое влияние на дальнейшее развитие изучения нуклон-нуклонных столкновений.

Заметное влияние на эксперимент в дальнейшем оказали также идеи Чу ^{/5/}, Померанчука и Окуны ^{/6/}, основанные на том, что нуклон-нуклонное рассеяние при больших прицельных параметрах должно хорошо описываться первым исчезающим приближением мезонной теории ("одномезонная" диаграмма Фейнмана).

Перечисленные работы позволили начать новый этап в экспериментальном исследовании нуклон-нуклонных столкновений. Экспериментаторы могли решать вполне конкретную задачу - проводить полный опыт, необходимый для выполнения фазового анализа и проверки мезонной теории.

В настоящее время наибольший успех в проведении полного опыта достигнут при изучении pp -рассеяния на трех энергиях — 147, 210 и 310 Мэв. Это позволило провести в указанных случаях фазовый анализ pp -данных, правда, не всегда однозначный. Проведение полного опыта в случае pn -рассеяния наталкивается на большие экспериментальные трудности, которые пока преодолеть не удается. Как будет показано ниже, однако, привлечение некоторых теоретических соображений дает возможность уже при имеющихся в настоящее время неполных экспериментальных данных восстановить амплитуду pn -рассеяния в области энергий ниже порога мезообразования и таким образом завершить, в некотором смысле, фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния в этой области энергий.

Данная работа содержит результаты расчетов и экспериментов по изучению pn -рассеяния при высоких энергиях, выполненных автором совместно с его коллегами в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований в течение 1959–1962 г.г. Работа состоит из четырех глав и приложения. В первой дается описание двух методов определения константы связи: метода Чу и метода, учитывающего оба одномезонных полюса в амплитуде нуклон-нуклонного рассеяния. Приводятся результаты обработки дифференциальных сечений pn -рассеяния при энергиях 90, 380–400, 630 Мэв и дифференциальных сечений pp -рассеяния при энергиях 150, 300, 380 Мэв. Показано, что обработанные данные не противоречат значению константы связи $f^2 = 0,08$, найденному из опытов по pn -рассеянию, хотя средние значения лежат систематически несколько ниже указанной величины. Эти работы были первыми наиболее полными исследованиями предсказаний мезонной теории в области нуклон-нуклонного рассеяния при высоких энергиях.

Во второй главе описаны опыты по измерению дифференциальных сечений и полного сечения pn -рассеяния при эффективной энергии нейтронов 200 Мэв. Опыты выполнены с целью получения данных для проведения фазового анализа и определения константы связи f^2 . Полученные результаты дали возможность провести фазовый анализ pn -данных и получить при этом достаточно надежные решения.

В третьей главе приведены результаты обработки данных по рассеянию нуклонов нуклонами в области энергий ниже порога мезообразования (40–310 Мэв). Детально дается аппарат совместного фазового анализа pn - и pp -данных, выполненный в предположении изотопической инвариантности ядерных сил с использованием предсказаний мезонной теории относительно взаимодействия нуклонов в состояниях с высокими орбитальными моментами (модифицированный фазовый анализ). При этом, в отличие от ранее существовавшей схемы модифицированного фазового анализа^{/7/}, с помощью мезонной теории устанавливается также максимальный момент, начиная с которого амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния можно брать в "одномезонном" приближении. Показано, что в рамках использованной программы решение задачи практически однозначно.

Четвертая глава посвящена описанию измерений дифференциальных сечений pn -рассеяния при энергии 630 Мэв, заметно превышающей порог образования π -мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях. Первые измерения при этой энергии были проведены в 1958–1959 г.г. и продолжены в 1962 г. Полученные сведения позволили определить константу связи и найти несколько наборов фазовых сдвигов.

В приложении даны некоторые формулы, полезные при проведении фазового анализа, таблицы и графики элементов матрицы перехода нуклон-нуклонного рассеяния. Приводятся экспериментальные данные, использованные для проведения фазового анализа.

Результаты работы докладывались на Международных конференциях по физике частиц высоких энергий (Киев, 1959; Рочестер, 1960 и Женева, 1962 г.г.) и опубликованы в печати^{/8-18/}.

Г л а в а 1

Определение константы связи π -мезон-нуклонного взаимодействия из опытов по рассеянию нуклонов нуклонами

Несколько лет тому назад Чу обратил внимание на то, что связанное состояние в системе π -мезон-нуклон соответствует полюсу первого порядка в действительной части амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, представленной в функции передаваемого при столкновении импульса Δ . Полюс расположен в нефизической области при $\Delta^2 = -\mu^2$ (μ — масса π -мезона). Перенормированная константа связи f^2 равна вычету, найденному относительно этого полюса. На основании этого был предложен метод определения f^2 по зависимости дифференциальных сечений pn -рассеяния от угла рассеяния θ ^{/5/} в предположении, что наличие полюса при $\Delta^2 = -\mu^2$ будет заметно влиять на характер зависимости вблизи границ физической области ($\theta = 0$ и 180°). Рекомендуемая процедура определения f^2 сводится, по существу, к аналитическому продолжению функции $\sigma(\theta)(\Delta^2 + \mu^2)^2$ в нефизическую область до точки $\Delta^2 = -\mu^2$.

С целью определения f^2 описанным выше путем обрабатывались данные, полученные при энергиях 90, 400^{/1/} и 630^{/18/} Мэв. Данные для энергий 90, 400^{/19/} и 630 Мэв дают для f^2 значения $0,065 \pm 0,027$; $0,066 \pm 0,011$; $0,06 \pm 0,02$, соответственно.

Метод определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия, предложенный Чу, основан на предположении о том, что вблизи границ физической области зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния $\sigma(\theta)$

в значительной степени определяется теми членами $\sigma(\theta)$, которые имеют полюсы второго порядка при $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4k^2 + \mu^2$. В этом случае вблизи $\theta = 180^\circ$ функция $\sigma(4k^2 + \mu^2 - \Delta^2)^2$, которую для определения f^2 необходимо аналитически продолжить в нефизическую область, должна меняться слабо, и аналитическое продолжение может быть выполнено достаточно точно даже при сравнительно высоких ошибках эксперимента.

В действительности, однако, оказывается, что произведение $\sigma(\theta)(4k^2 + \mu^2 - \Delta^2)$ в этой области углов изменяется довольно сильно. Это вынуждает при определении константы f либо использовать $\sigma(\theta)$ в очень узком интервале углов вблизи $\theta = 180^\circ$, либо брать для аналитического продолжения весьма сложные выражения.

Следует указать также, что величины f^2 , полученные методом Чу из данных о рассеянии вперед ($0 \leq \theta \leq 90^\circ$) и назад ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$), будут заметно отличаться друг от друга. Это легко увидеть, например, если взять $\sigma(\theta)$ при энергии 90 Мэв^{/1/}. При этой энергии, как известно, $\sigma(\theta)$ симметрична относительно $\theta = 90^\circ$, а вычеты амплитуды рассеяния в точках $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4k^2 + \mu^2$ отличаются в два раза. Эту разницу в величинах f , по-видимому, трудно объяснить только ошибками эксперимента. Примерно такая же ситуация наблюдается и при энергии 630 Мэв.

Указанные обстоятельства заставили провести обработку всех известных данных по np -рассеянию при энергиях 90, 380-400 и 630 Мэв с целью определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия с учетом обоих полюсов в действительной части амплитуды np -рассеяния (справа и слева от границ физической области^{/9/}). Дифференциальное сечение $\sigma(\theta)$ было представлено в виде

$$\sigma(\theta) = a_1 \left[\frac{1}{(x_0 - x)^2} + \frac{4}{(x_0 + x)^2} \right] + \frac{a_2}{x_0 - x} + \frac{a_3}{x_0 + x} + \sum_{n=0}^{n_{max}} b_n x^n \quad (1.2)$$

$$x_0 = 1 + \mu^2/2k^2, \quad x = \cos \theta, \quad a_1 = f^4$$

a_2, a_3, b_n - неопределенные коэффициенты.

Выражение (1.2) использовалось для аппроксимации экспериментальных данных при энергиях 90, 380-400^{/1/}, 630^{/8/} Мэв. Коэффициенты a и b определялись методом наименьших квадратов.

Найденные значения f^2 по данным опытов при энергиях 90, 380-400 и 630 Мэв составляют соответственно $0,08 \pm 0,008$, $0,065 \pm 0,07$ и $0,044 \pm 0,012$. Для проверки того, насколько рассмотренные экспериментальные данные удовлетворяют значению $f^2 = 0,08$, было проведено определение коэффициентов a, b при фиксированном значении $a_1 = f^4 = 6,4 \cdot 10^{-3}$.

Полученные результаты показали, что современные экспериментальные данные

по рассеянию нейтронов протонами при энергиях 90, 380-400 и 630 Мэв в пределах ошибок опытов не противоречат значению константы π -мезон-нуклонного взаимодействия $f^2 = 0,08$ (коэффициенты $\frac{X^2}{X^2} \approx 1$).

Далее тем же способом была проведена обработка ядерной части σ_{pp} при энергиях 147, 330 и 380 Мэв^{/10/}. При этом для оценки максимальной степени X в выражении для сечения pp -рассеяния было использовано то, что вклад в поляризацию $\sigma \cdot P$ от членов амплитуды, имеющих особенность при $X = X_0$, равен нулю. В результате обработки были получены значения $0,07 \pm 0,015$; $0,066 \pm 0,044$ и $0,19 \pm 0,01$ при энергиях 147, 380 и 330 Мэв соответственно.

Г л а в а II

Упругое рассеяние протонов нейтронами при энергии 200 Мэв^{/11/}

К началу описываемых опытов было ясно, что иметь полные и достаточно точные данные по упругим pn -столкновениям при энергии, близкой к 200 Мэв, весьма интересно, во-первых, с точки зрения определения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия, во-вторых, для получения данных для проведения фазового анализа.

Использованный в опытах нейтронный пучок получался в результате стриппинга дейтронов, ускоренных до энергии $T = 400$ Мэв. С учетом медленного изменения сечения pn -рассеяния в области энергий 90-400 Мэв среднее значение энергии в использованном участке спектра равно 200 Мэв.

Для измерения дифференциальных сечений (pn -рассеяния в интервале углов отдачи $0 \leq \Phi \leq 55^\circ$ л.с. ($67^\circ 30' \leq \theta \leq 180^\circ$ с.с.и.) регистрировались протоны отдачи. Выход протонов отдачи определяется по разности эффектов от рассеивателей из полиэтилена CH_2 и графита (С), поочередно помещаемых в пучок нейтронов. Детектором служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков.

Резкое уменьшение энергии протонов отдачи на углах $\Phi < 55^\circ$ вынуждало для измерения дифференциальных сечений ($n-p$ -рассеяния в области $\theta < 67^\circ 30'$ непосредственно регистрировать рассеянные нейтроны (углы рассеяния $\theta < 32^\circ 30'$ л.с.). Нейтронный детектор состоял из четырех сцинтилляционных счетчиков и "конвертора" из полиэтилена толщиной $5,6 \text{ г/см}^2$, расположенного между первыми двумя счетчиками (рис. 1). Нейтроны от упругих ($n-p$)-столкновений попадали в "конвертор" и испытывали в нем обменное рассеяние. Протоны отдачи, вылетающие из "конвертора", регистрировались тремя последними счетчиками детектора, включенными на совпадение. Первый счетчик включался на антисовпадение с остальными и служил для исключения заряженных частиц, летящих от мишени.

Поправка на вероятность регистрации "перезарядки" $K(E)$ в нейтронном детекторе рассчитывалась в предположении, что угловое распределение протонов, вылетающих из "конвертора" при бомбардировке его нейтронами данной энергии, совпадает с угловым распределением рассеянных частиц при упругих pp -столкновениях, а средняя энергия протонов при этом меняется пропорционально $\cos^2 \phi$, где ϕ - угол выхода протона из "конвертора".

Результаты измерений представлены на рис. 2. Измеренная зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния заметно несимметрична относительно угла $\theta = 90^\circ$. Отношение выходов рассеянных частиц в переднюю и заднюю полусферу равно 0,77.

Полученные данные были обработаны с целью получения константы π -мезон-нуклонного взаимодействия f^2 методом, учитывающим оба "одномезонных" полюса. При этом найдено, что $f^2 = 0,08 \pm 0,02$.

Г л а в а III

Фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния в области энергий 40-310 Мэв /12,13,14,15,16/

Проведение полного опыта при рассеянии нейтронов протонами, т.е. измерение пяти независимых характеристик процесса, необходимых для выполнения однозначного фазового анализа, наталкивается на большие экспериментальные трудности, которые до настоящего времени преодолеть не удается. В связи с этим, естественно, возникает мысль использовать существующие теоретические представления таким образом, чтобы при имеющихся неполных данных провести фазовый анализ pp -рассеяния. Прежде всего, для этой цели следует воспользоваться изотопической инвариантностью ядерных сил и обработать pp и pn -данные совместно /20,21/. Далее, часть амплитуды, которая соответствует периферическим столкновениям, можно, по-видимому, взять в одномезонном приближении /7/ ("модифицированный" фазовый анализ). При такой постановке задачи появляется надежда на то, что совместный фазовый анализ даст удовлетворительный результат.

Данные, полученные при измерениях дифференциальных сечений упругого pp -рассеяния при энергии 200 Мэв, дали возможность приступить к фазовому анализу при этой энергии.

Матрица перехода записывалась в триплет-синглетном представлении /4/ через элементы $M_{m_1 m_2 m_3 m_4}$ (m_1, m_2, m_3, m_4 - проекции полного спина системы двух нукло-

нов в конечном и начальном состоянии, соответственно). $M_{11}, M_{00}, M_{10}, M_{01}$ (триплетные переходы) и $M_{\pm\pm}$ (синглетные переходы) в соответствии с программой модифицированного фазового анализа представлялись в виде /7/:

$$M_{ik} = M_{ik}(\delta) + M_{ik}^p(l^2, j > j_{max}), \quad (3.3)$$

где $M_{ik}(\delta)$ - часть амплитуды, зависящая от фазовых сдвигов, определяемых из эксперимента, $M_{ik}^p(l^2, j > j_{max})$ - вклад от периферических столкновений, взятый в одномезонном приближении. $M_{ik}(\delta)$ выражались через фазовые сдвиги с учетом кулоновских эффектов в соответствии с работой /4/. Шестой элемент M_{1-1} определялся из соотношения:

$$M_{1-1} = M_{11} - M_{00} - \sqrt{2} \operatorname{ctg} \theta (M_{10} + M_{01}), \quad (3.4)$$

полученного из инвариантности матрицы M относительно инверсии движения.

Максимальный орбитальный момент l_{max} , после которого нуклон-нуклонное рассеяние удовлетворительно описывается одномезонной диаграммой Фейнмана, определялся по характеру зависимости поляризации $\sigma(\theta) \cdot P(\theta)$ от угла рассеяния. Известно, что "одномезонная" часть амплитуды рассеяния не дает вклада в $\sigma(\theta) \cdot P(\theta)$ и это обстоятельство позволяет оценить l_{max} /10/.

Фазовые сдвиги и константа π -мезон-нуклонного взаимодействия определялись методом наименьших квадратов. Для этого находились минимум функционала $M = \sum W_n [F_n - \phi(x_n, a_1, \dots, a_m)]^2$, где F_n - измеренное значение F в точке x_n ; $\phi(x_n, a_1, \dots, a_m)$ - вычисленное значение; a_1, \dots, a_m - искомые параметры; W_n - вес данного измерения.

Поиск минимума осуществлялся методом линеаризации - весьма эффективным методом минимизации функционалов, разработанным в Объединенном институте ядерных исследований Соколовым и Силяным /22/.

Удовлетворительные результаты совместного фазового анализа, полученные при энергии 210 Мэв, дали возможность продолжить исследования и провести фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния при энергиях 40, 95, 147, 310 Мэв. Обработанные экспериментальные данные приведены в таблице 1. Результаты фазового анализа даны в таблицах 2 и 3 и на рис. 3 и 4.

Г л а в а IV

Упругое pp -рассеяние при энергии 830 Мэв /18/

Первые опыты по измерению дифференциальных сечений при энергии

Таблица 1

Энергия	Измеренная величина	Число точек	Энергия, при которой велась измеренная величина
40	σ_{pp}	27	39,4
	ρ_{pp}	1	39,4
	σ_{np}	33	42
	ρ_{np}	6	40
95	σ_{pp}	14	95
	ρ_{pp}	14	95
	σ_{pp}	5	98
	σ_{np}	36	90-93
	ρ_{np}	15	95
147	σ_{pp}	21	147
	ρ_{pp}	14	147
	σ_{pp}	9	147, 143
	ρ_{pp}	14	140, 142
	σ_{np}	24	156
	ρ_{np}	8	143
210	σ_{pp}	15	240
	ρ_{pp}	28	210, 217
	σ_{pp}	2	210
	ρ_{pp}	14	213
	σ_{pp}	14	213
	ρ_{np}	21	200
310	σ_{pp}	14	340
	ρ_{pp}	7	310
	σ_{pp}	6	310
	ρ_{pp}	6	310
	σ_{pp}	3	316
	σ_{pp}	1	320, 310
	σ_{np}	17	300
	ρ_{np}	16	310
	σ_{np}	3	310

Таблица 2

Фазовые сдвиги волн в градусах

	T=40 Мэв	T=95 Мэв		T=147 Мэв
	Набор 1	Набор 1	Набор 2	Набор 1
χ^2	53,0	82,8	86,4	73,45
1s_0	44,50±1,85	29,20±1,61	-4,32±2,28	17,13±0,64
3s_1	60,73±3,32	44,83±3,64	35,42±1,14	27,58±1,65
1p_1	0,08 - фикс.	0,070±0,011	0,069±0,012	0,058±0,007
3p_0	-0,13±7,85	5,79±3,25	-21,12±1,13	6,91±0,63
1p_1	-3,42±1,14	-24,77±5,93	15,57±2,31	-18,05±3,26
3p_1	-6,02±2,81	-12,60±1,48	8,40±1,55	-18,28±0,25
3p_2	5,87±0,40	10,54±0,46	13,06±0,52	14,29±0,17
ϵ_1	-21,16±5,94	-9,97±5,49	24,15±1,13	-2,45±2,18
3d_1	3,95±3,32	-7,13±6,42	-7,36±1,53	-13,28±1,58
1d_2	1,48±0,18	1,12±1,88	1,43±0,75	6,05±0,22
3d_2	-1,90±2,60	1,00±3,43	-9,10±1,37	23,65±2,05
3d_3	0,33±1,51	3,18±3,73	-5,20±0,53	-0,66 ± 1,66
ϵ_2		0,57±1,79	-1,14±0,72	-2,40 ± 0,22
2F_2		1,30±0,35	7,03±0,24	-1,02 ± 0,5
1F_3		-3,01±0,90	-6,53±0,55	-1,14±1,28
3F_3		1,92±0,75	-3,79±0,17	-0,71±0,48
3F_4		1,54±0,21	1,45±0,17	0,073±0,26

Таблица 3

Фазовые сдвиги в градусах для $l_{max} = 3$

	T = 310 Мэв		T = 210 Мэв	
	Набор 1	Набор 2	Набор 1	Набор 2
χ^2	59,0	69,9	98	132
1S_0	$-6,05 \pm 1,56$	$-26,60 \pm 1,90$	$4,52 \pm 0,50$	$-16,15 \pm 0,67$
3S_1	$-6,24 \pm 2,56$	$-2,65 \pm 4,03$	$12,86 \pm 1,66$	$1,72 \pm 3,49$
1P_1	$0,073 \pm 0,007$	$0,081 \pm 0,009$	$0,0687 \pm 0,0045$	$0,0677 \pm 0,0058$
3P_0	$-11,29 \pm 1,48$	$-27,95 \pm 3,98$	$-2,20 \pm 0,91$	$-27,07 \pm 0,89$
1P_1	$-23,67 \pm 3,54$	$-23,88 \pm 3,37$	$-30,12 \pm 1,61$	$-20,75 \pm 2,24$
3P_1	$-28,62 \pm 0,76$	$-9,55 \pm 1,06$	$-21,82 \pm 0,17$	$-2,24 \pm 0,44$
3P_2	$16,38 \pm 0,55$	$21,22 \pm 1,30$	$15,98 \pm 0,13$	$18,08 \pm 0,33$
ϵ_1	$21,71 \pm 2,57$	$22,89 \pm 3,84$	$8,11 \pm 1,63$	$33,02 \pm 1,38$
3D_1	$-22,96 \pm 1,60$	$-18,25 \pm 1,60$	$-18,54 \pm 1,39$	$-8,28 \pm 2,19$
1D_2	$11,48 \pm 0,48$	$4,46 \pm 0,54$	$7,14 \pm 0,19$	$3,94 \pm 0,24$
3D_2	$18,77 \pm 1,93$	$18,43 \pm 2,59$	$23,80 \pm 1,90$	$12,19 \pm 1,38$
3D_3	$1,01 \pm 1,24$	$1,88 \pm 1,50$	$1,77 \pm 1,41$	$-0,80 \pm 1,12$
ϵ_2	$-2,08 \pm 0,38$	$-8,13 \pm 0,45$	$-2,56 \pm 0,14$	$-6,24 \pm 0,14$
3F_2	$1,12 \pm 0,60$	$-0,33 \pm 1,27$	$1,82 \pm 0,34$	$1,60 \pm 0,52$
1F_3	$-5,00 \pm 1,32$	$-0,59 \pm 1,62$	$-5,10 \pm 0,49$	$-3,29 \pm 0,73$
3F_3	$-2,95 \pm 0,6$	$-0,22 \pm 0,43$	$-2,51 \pm 0,19$	$-2,29 \pm 0,14$
3F_4	$3,15 \pm 0,32$	$3,15 \pm 0,72$	$2,09 \pm 0,18$	$1,60 \pm 0,33$

630 Мэв были выполнены в 1953-1959 г.г. К этому времени уже возникла необходимость повышения точности экспериментальных данных, полученных в опытах по изучению упругих π -столкновений при энергиях, заметно превышающих порог мезообразования.

Результаты первых опытов были использованы для определения константы связи и дали несколько заниженное, против 0,08, значение $f^2 = 0,044 \pm 0,012 / 18$. Планирование эксперимента, выполненное при этом, показало, что для уточнения f^2 требуется, прежде всего, повышение точности измерений на углах, близких к 180° . Будущий фазовый анализ также требовал повышения точности эксперимента вблизи нуля и 180° . Вследствие этого в конце 1962 года была проведена вторая серия измерений. При этом опыты велись, в основном, в области углов, близких к нулю и 180° .

Пучок нейтронов высокой энергии, использованный в опытах, получался в результате обменного рассеяния протонов, ускоренных до энергии 680 Мэв. В условиях опыта при пороге детектора, равном 600 Мэв, средняя эффективная энергия оказывается равной (630 ± 15) Мэв.

В области углов, где рассеянный нейтрон передает значительную долю своей начальной кинетической энергии протону, дифференциальные сечения определялись методом регистрации протонов отдачи. Для этого на углах отдачи $\Phi = 0^\circ - 70^\circ$ (лаб. сист.) измерялась разность числа заряженных частиц от помещаемых поочередно в нейтронный пучок рассеивателей из полиэтилена (CH_2) и графита (C). Для получения истинного числа протонов отдачи под заданным углом в данные этих измерений вносились поправки на эффективность регистрации, а также поправки на примесь заряженных мезонов и электронов. Рассеивателями служили диски из полиэтилена и углерода с равной тормозной способностью. Детектор состоял из трех, либо четырех сцинтилляционных счетчиков. Энергетический порог детектора задавался фильтром из вольфрама или меди. Угловое разрешение детектора равнялось 1 и 2° при работе на углах $\Phi = 0 - 10^\circ$ и $\Phi > 10^\circ$, соответственно.

Поправки на эффективность регистрации протонов отдачи определялись экспериментально. Поправки на примесь π -мезонов и электронов находились путем разделения мезонов и протонов отдачи, либо по скоростям с помощью черенковского счетчика (интервал углов отдачи $30 - 60^\circ$), либо по пробегам (углы отдачи, больше 60°).

На углах $\theta \leq 35^\circ$ измерение дифференциальных сечений упругих π -столкновений проводилось путем непосредственного определения числа нейтронов, рассеянных на данный угол (рис. 1). В качестве рассеивателя использовался цилиндрический стеклянный дьюар, наполненный жидким водородом ($\approx 1 \text{ г/см}^2 \text{ H}_2$).

Нейтронный детектор состоял из пяти спинтилляционных счетчиков и "конвертора" из полиэтилена толщиной $5,6 \text{ г/см}^2$, расположенного между первыми двумя счетчиками (рис. 1).

Во второй серии измерений опыты проводились на пучке прямоугольного сечения высотой 8 см и шириной 1,5 см. Рассеивателем служил дьюар, наполненный жидким водородом ($1 \text{ г. см}^{-2} \text{ H}_2$). При измерении угловых распределений рассеянных частиц использован детектор протонов отдачи (углы $\Phi = 0-25^\circ$) и нейтронный детектор (углы $\theta = 5-20^\circ$), ранее применявшийся в измерениях на энергии 200 Мэв. Угловое разрешение -1° и 2° при регистрации протонов отдачи и рассеянных нейтронов, соответственно.

Полученные в первой серии измерений угловые распределения рассеянных нейтронов нормировались на полное сечение упругого рассеяния нейтронов протонами $(25,8 \pm 4,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Данные второй серии измерений пересчитывались в систему центра инерции сталкивающихся нуклонов и нормировались по известным из первых измерений сечениям рассеяния на углы 123° и 44° . При этом полное сечение упругого рассеяния принималось равным $(28 \pm 2,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Далее для определения константы связи и уточнения нормировки найденные дифференциальные сечения аппроксимировались выражением (1.2). При этом расчетные значения сечений в трех интервалах углов брались с разными нормами (рис. 5). Нормы рассматривались как дополнительные параметры и определялись одновременно с коэффициентами аппроксимирующей функции по заданному значению полного сечения. Полученные значения норм были использованы для исправления нормировки дифференциальных сечений. Найденная величина константы связи $t^2 = 0,057 \pm 0,008$.

Фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния при энергиях, лежащих выше порога мезообразования, заметно усложняется. Постановка задачи в достаточно общем виде требует проведения чрезвычайно широкой программы исследований упругих и неупругих нуклон-нуклонных столкновений, программы, которая в ближайшее время вряд ли будет выполнена. В связи с этим было целесообразно, сделав некоторые предположения относительно процессов мезообразования, провести фазовый анализ по несколько менее общей программе. Такой анализ pp-данных при энергии 680 Мэв в предположении справедливости резонансной модели Мандельштама для неупругих столкновений при этой энергии ранее выполнен Р.Я. Зилькарнеевым и И.Н. Силиным^{/23/}. Анализ дал весьма интересный результат. Был найден единственный набор фазовых сдвигов с разумным χ^2 x).

x) Последнее, по-видимому, указывает на то, что в исходных предположениях налагаются какие-то достаточно жесткие ограничения.

На первом этапе анализа поиск решений производился при $l_{max} = 4$, т.е. начиная с моментов $l = 5$, амплитуда бралась в "одномерном" приближении. Релятивистскими эффектами при учете кулона пренебрегали. В соответствии с результатами работы^{/23/} считалось, что мезообразование идет, в основном, из состояний с полным изотопическим спином $t = 1$, состояний $^3P_{0,1,2}$ и 1D_2 , а во всех других случаях влиянием неупругих столкновений можно пренебречь. Фазовые сдвиги волн с $t = 1$ были взяты из работы^{/23/} и считались постоянными. Фазовые сдвиги волн с $t = 0$ находились из условия минимума суммы квадратов взвешенных отклонений расчетных кривых от экспериментальных pp-данных $(\sigma_{pp}(\theta), P_{pp}(\theta), \frac{\sigma_{nd}(\theta)}{\sigma_{pp}(\theta)})$.

На втором этапе анализа все найденные решения были уточнены. При этом варьировались фазовые сдвиги всех волн и константа связи (28 параметров). Уточненные решения имели $\chi^2 = 80,74, 76, 83$.

В настоящее время вряд ли можно выбрать из найденных решений наиболее достоверное. Следует, однако, заметить, что только в решении с $\chi^2 = 82$ наблюдается одна характерная черта наиболее вероятного в области энергий до порога мезообразования фазового набора. Это единственное решение, которое указывает на то, что в рассматриваемом случае так же, как и в области энергий до порога мезообразования pp-рассеяние на углы, близкие к 180° , происходит только в синглетном состоянии pp-системы. Правда, отрицательный знак A_{pp} вблизи угла 80° плохо согласуется с предсказаниями этого набора. Интересно заметить также, что в отличие от остальных решений, четвертое решение дает отрицательную вещественную часть амплитуды pp-рассеяния вперед. Последнее подтверждается результатами, полученными ранее в^{/24/} при анализе рассеяния протонов на ядрах углерода и pp-рассеяния в области малых углов.

Для того, чтобы проследить насколько хорошо найденные решения соответствуют фазовым сдвигам набора 1 в области меньших энергий, мы провели фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния при энергии 380 Мэв, опираясь на интерполированные значения фазовых сдвигов. Полученные решения достаточно удовлетворительно подтверждают монотонный характер зависимости $\delta(T)$.

После окончания описанного выше фазового анализа при энергии 680 Мэв, стали известны результаты еще двух работ по фазовому анализу pp-данных на этой энергии^{/25,26/}. Ажгирей, Кумехин, Клепиков, Мешеряков, Нурушев, Столетов^{/25/}, обработав, в основном, тот же самый экспериментальный материал, что и Зилькарнеев и Силин, нашли еще один набор фазовых сдвигов волн $t = 1$.

Новый набор фазовых сдвигов при $t = 1$ был использован для продолжения анализа pp-данных по описанной программе. При этом было получено три набора фазовых сдвигов ($\chi^2 = 58,9; 43,9; 49,0$). Только одно из найденных

решений ($\chi^2 = 58,9$) имеет отрицательную вещественную часть амплитуды рассеяния вперед и, таким образом, подтверждает результаты работы /24/. Интересно также, что только это решение соответствует рассеянию на углы, близкие к 180° , преимущественно в синглетном состоянии np -системы.

3 а к л ю ч е н и е

Подводя итоги экспериментальных и теоретических исследований, изложенных в диссертации, можно сделать следующие выводы:

1. Определение константы π -мезон-нуклонного взаимодействия по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нуклонов нуклонами показывает, что совокупность экспериментальных данных в широкой области энергий от 90 до 630 Мэв не противоречит наличию в вещественной части амплитуды рассеяния полюсов при передачах импульса $\Delta^2 = -\mu^2$ и $\Delta^2 = 4k^2 + \mu^2$ /17/.

Значения константы связи в каждом отдельном случае в пределах ошибок удовлетворительно согласуются с величиной $f^2 = 0,08$. Однако среднее значение f^2 по полученным нами данным составляет $f^2 = 0,062 \pm 0,004$ и лежит несколько ниже значения $0,08 \pm 0,002$, полученного из данных по pr -рассеянию.

Расчеты показывают, что для надежного определения константы связи необходимо значительное повышение точности эксперимента в области углов, близких к нулю и 180° .

2. Измерение дифференциальных сечений упругого pr -рассеяния при энергии 200 Мэв существенно пополнило сведения о характере pr -рассеяния при этой энергии. Дифференциальные сечения в основной части кривой измерены с ошибками 3-5%. Полное сечение определено с точностью 2,1%. Данные этих измерений в настоящее время, по-видимому, являются наиболее полными и наиболее точными из всех известных данных, полученных при энергиях, близких к энергии 200 Мэв.

3. Использование изотопической инвариантности и предсказаний мезонной теории дает возможность провести фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния в широком интервале энергий от 40 до 630 Мэв. При этом в области энергий до порога мезообразования амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния удается определить достаточно однозначно. В настоящее время можно считать, что так называемый второй набор фазовых сдвигов отбрасывается по χ^2 -критерию, по крайней мере, при энергии 147 Мэв. Кроме того в данной работе было показано, что при дальнейшем проведении эксперимента при энергии 210 Мэв вероятность того, что χ^2 набора 2 будет меньше или равен χ^2 набора 1, ничтожно мала. Позднее это получило экспериментальное подтверждение при проведении измерений D_{pp} . На меньших энергиях экспериментальных данных, к сожалению, не достаточно для

того, чтобы установить амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния столь же однозначно. В этом случае при определении наиболее вероятного набора фазовых сдвигов приходится опираться на предполагаемую монотонность зависимости фазовых сдвигов от энергии. При этом энергетический ход фазовых сдвигов наиболее вероятного решения - набора 1 легко прослеживается.

4. В рамках программы, использованной для проведения фазового анализа, результаты анализа весьма чувствительны к предсказаниям мезонной теории и вследствие этого константа связи f^2 определяется с достаточно высокой точностью. Среднее значение константы, полученное при фазовом анализе в исследованном интервале энергий 95-310 Мэв, равно $0,067 \pm 0,003$ и находится в хорошем согласии с величиной, определенной по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нуклонов нуклонами. В настоящее время вряд ли можно считать, что отличие в значениях f^2 , найденное из анализа pr - и NN -рассеяния, свидетельствует о противоречии с предсказаниями мезонной теории. Действительная ошибка в определении f^2 из данных по нуклон-нуклонному рассеянию может быть несколько больше обозначений за счет того, что массы виртуальных мезонов, которыми обмениваются взаимодействующие нуклоны в различных зарядовых состояниях, несколько различны и отличаются от величины 140 Мэв, использованной в данной работе. Следует заметить, что $f^2 = 0,08$ соответствует массе виртуального мезона, примерно равной 150 Мэв. Возможно также, что указанное расхождение в значениях f^2 есть следствие влияния особенностей амплитуды рассеяния, расположенных за "одномезонным" полюсом.

5. Совершенно новым в постановке фазового анализа было использование предсказаний мезонной теории для оценки максимального орбитального момента ℓ_{max} , выше которого нуклон-нуклонное взаимодействие должно удовлетворительно описываться "одномезонным" приближением. Максимальный момент оценивался по угловой зависимости поляризации. Оценки ℓ_{max} хорошо подтверждаются во всех исследованных случаях (95, 147, 210, 210 Мэв). Это обстоятельство заметно облегчает фазовый анализ, так как позволяет вести поиск решений при оптимальном числе параметров. Весьма интересно, что во всем исследованном интервале энергий 95-310 Мэв одномезонное приближение, начиная с моментов $\ell = 4$, удовлетворительно описывает нуклон-нуклонное взаимодействие. Возможно, правда, что это в некоторой степени связано с недостаточной точностью эксперимента.

6. Характерной особенностью энергетической зависимости фазовых сдвигов в исследованном интервале энергий является изменение знака у фазовых сдвигов $\delta_{1,0}, \delta_{3,0}, \delta_{3,1}, \delta_{3,2}$ в интервале энергий 200-280 Мэв. Это означает, что силы в указанных состояниях меняют знак. Таким образом, явно обнаруживается заметное влияние центральной части нуклона-"ядра" на характер взаимодействия в состояниях с малыми орбитальными моментами. Фазовые сдвиги остальных волн по абсолютной величине монотонно возрастают с энергией.

Фазовые сдвиги волн с разными значениями изотопического спина в среднем примерно одинаковы, следовательно, нуклоны в разных состояниях по изотопическому спину взаимодействуют одинаково интенсивно.

Необходимо заметить, что несмотря на сравнительно малое количество pp -данных, использованных для проведения фазового анализа, результаты анализа позволили правильно предсказать параметры тройного рассеяния нейтронов протонами. В трех случаях (R_{pp} и A_{pp} при энергии 147 и D_{pp} при энергии 210 Мэв) эти предсказания подтверждены опытами, выполненными позднее.

Фазовые сдвиги волн $l=1$, найденные при совместном анализе pp и np -данных, удовлетворительно совпадают с фазовыми сдвигами, полученными ранее при фазовом анализе pp -рассеяния. К сожалению, подобного заключения нельзя сделать при сравнении результатов совместного фазового анализа с результатами работ группы Брайта^{/27/} так же, как и с результатами работ, посвященных подбору параметров потенциала системы двух нуклонов. Правда, фазовые сдвиги, найденные Брайтом и др. при экстраполяции набора 1 Стаппа и др. с энергией 310 Мэв в сторону меньших энергий, так же, как и фазовые сдвиги, рассчитанные по наиболее совершенному потенциалу - потенциалу Хамады, Джонстона^{/28/}, удовлетворяют эксперименту заметно хуже, чем результаты совместного фазового анализа. Кроме того, расчеты, сделанные при уточнении фазового анализа по новым экспериментальным данным при энергии 147 Мэв, показали, что решение Хамады Джонстона (и, по-видимому, близкий к нему фазовый набор Брайта и др.) неустойчиво и даже после уточнения имеет χ^2 , вероятность появления которого весьма мала.

7. Если фазовый анализ в области энергий до порога мезообразования, в известном смысле, на некоторой стадии можно считать завершенным, то при более высоких энергиях положение, по-видимому, значительно менее благоприятно. Вследствие этого результаты фазового анализа при энергии 660 Мэв особенно в части, относящейся к анализу pp -рассеяния, следует рассматривать, как некоторые данные, прежде всего необходимые для планирования будущих экспериментов. Необходимо, однако, отметить, что константа связи во всех найденных решениях определяется с точностью 10% и близка к величине 0,08. В предположении, что мезообразование идет из "резонансных" 3P , 1D_2 и 3F -состояний, все найденные решения имеют параметры смешивания $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ в пределах ошибок равные нулю. Если это так, то это указывает на отсутствие тензорного взаимодействия^{x)}.

8. Изучение упругого pp -рассеяния при энергии 660 Мэв в значительной степени усложняется благодаря интенсивным процессам мезообразования. Прове-

x) Последнее замечание принадлежит Р.М.Рындицу.

дение исследований на этой энергии потребовало разработки методики измерений и аппаратуры, позволившей в достаточной степени надежно исключить неупругие столкновения. Измерения дифференциальных сечений были выполнены в интервале углов $11,6-180^\circ$ с ошибкой измерения в относительных единицах 3-5% в основной части кривой. Ошибка нормировки 7% (ошибка полного сечения упругого pp -рассеяния).

Характерной особенностью упругого рассеяния при энергии 630 Мэв является заметный рост рассеяния на малые углы. Последнее, по-видимому, есть результат роста вероятности неупругих столкновений^{/29/}.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить В.П.Джелелова за неизменную поддержку и интерес ко всем работам по исследованию нуклон-нуклонного взаимодействия, Ю.Н.Симонова, Н.С.Амаглобели, В.С.Киселева, С.Н.Соколова, И.Н.Силина и Ф.Легара, в сотрудничестве с которыми были получены данные, положенные в основу диссертации, С.М.Биленького, Л.И.Лapidуса, В.А.Мешерякова, Р.М.Рындины, Я.А.Сморodinского за многочисленные полезные обсуждения, В.Ф.Устинова, В.М.Саковского, В.А.Максимова за помощь при изготовлении аппаратуры и проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. W.H.Ness. Rev. Mod. Phys. 30, 368, 1958.
С.Б.Нурушев, Я.А.Сморodinской. Препринт ОИЯИ, Р-473, Дубна, 1960г.
2. G.Breit, R.L.Glucstern. Ann. Rev. Nucl. Sci. 2, 365, 1953.
3. Л.И.Пузиков, Р.М.Рындина, Я.А.Сморodinский. ЖЭТФ, 32, 582, 1957.
4. H.P.Stapp, T.I.Ypsilantis, H.Metropolis. Phys. Rev. 105, 302, 1957.
5. G.F.Chew. Phys. Rev. 112, 1380, 1958.
6. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 36, 300, 1959.
7. P.Cziffra, M.J.Moravcsik, H.P.Stapp. Phys. Rev. 114, 880, 1959.
8. Н.С.Амаглобели, Ю.М.Казаринов. ЖЭТФ, 37, 1587, 1959.
9. Н.С.Амаглобели, Ю.М.Казаринов, С.Н.Соколов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 39, 948, 1960.
10. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин, С.Н.Соколов. ЖЭТФ, 41, 197, 1961.
11. Ю.М.Казаринов, Ю.М.Симонов. ЖЭТФ, 43, 35, 1962.
12. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 43, 682, 1962.
13. Yu.M.Kazarinov, I.N.Silin. Proc. 1962 Intern. Conf. on High-Energy Physics at CERN, p.25, 1962.

14. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 43, 1385, 1982.
15. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Р-1011, Дубна, 1982 г.
16. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Р-1206, Дубна, 1983; ЖЭТФ (в печати).
17. Ю.М.Казаринов, Ф.Легар, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 44,311,1983.
18. Ю.М.Казаринов, Ф.Легар, Ю.Н.Симонов. Препринт ОИЯИ Р-1207, Дубна,1982. Ю.М.Казаринов,В.С.Киселев,И.Н.Силин.Препринт ОИЯИ Р-1221,Дубна, 1983.
19. P.Cziffra, M.I.Moravcsik. Phys. Rev. 116, 226, 1959.
20. Ю.М.Казаринов. Диссертация, ОИЯИ, 1956.
21. Б.М.Головин, В.П.Джелепов, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. Препринт ОИЯИ Р-236, Дубна, 1956.
22. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.
23. Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ Д-1107, 1962, Р-1207,1983.
24. Л.С.Ажгирей, С.Б.Нурушев. Препринт ОИЯИ Р-1188, Дубна, 1982.
25. Л.С.Ажгирей, Ю.П.Кумекян, Н.П.Клепиков, М.Г.Мешеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. Препринт ОИЯИ, Р-1266, , 1983.
26. И.Быстрицкий, Р.Я.Зулькарнеев. Препринт ОИЯИ Д-1236, Дубна, 1982.
27. G.Breit, M.H.Hull, I.K.E.Lassile, K.D.Pyatt, H.M.Puppel. Phys. Rev. 128, 826, 1962; M.H.Hull, I.K.E.Lassile, H.M.Puppel, F.A.McDonald, G.Breit. Phys. Rev. 128, 830, 1962.
28. T.Namada, J.D.Jonston. Nucl. Phys. 34, 382, 1962.
29. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424, 1956.

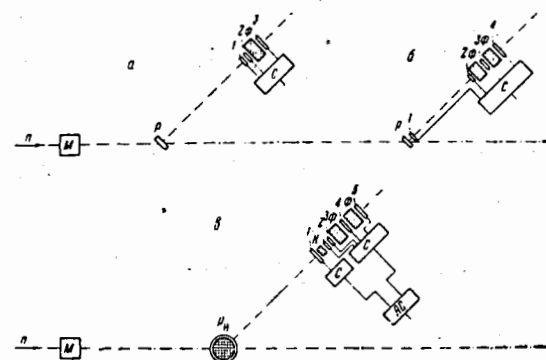


Рис. 1. Схема опыта: а,б - детектор для регистрации протонов отдачи, g - нейтронный детектор. Принятые обозначения: n - нейтронный пучок, М - монитор, Р - рассеиватель, Р_н - дьюар с жидким водородом, 1,2,3,4,5 - сцинтилляционные счетчики, Ф - фильтр, К - конвертор, С - схема совпадений, АС - схема антисовпадений.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1983 года.

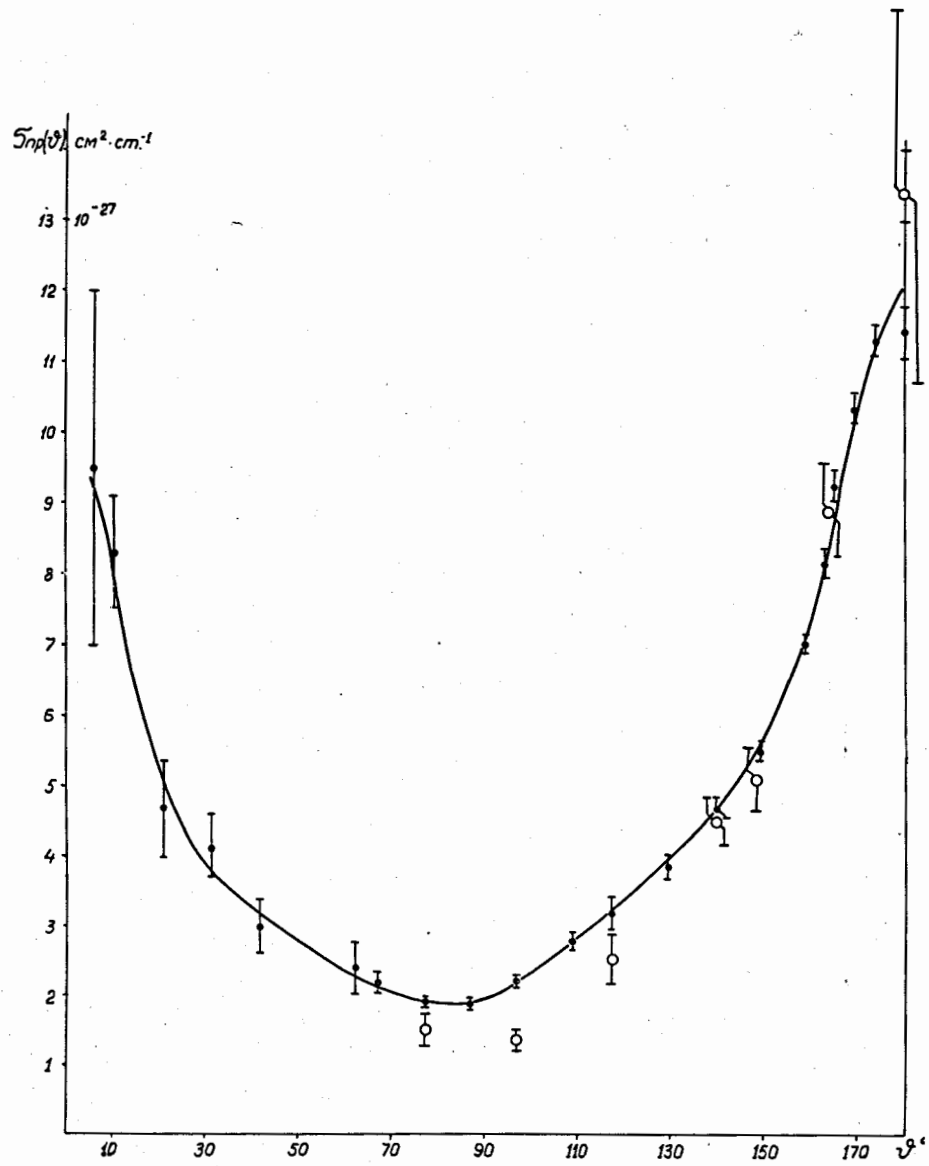


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого np -рассеяния при энергии 200 Мэв.
 ○ - данные, существовавшие ранее.

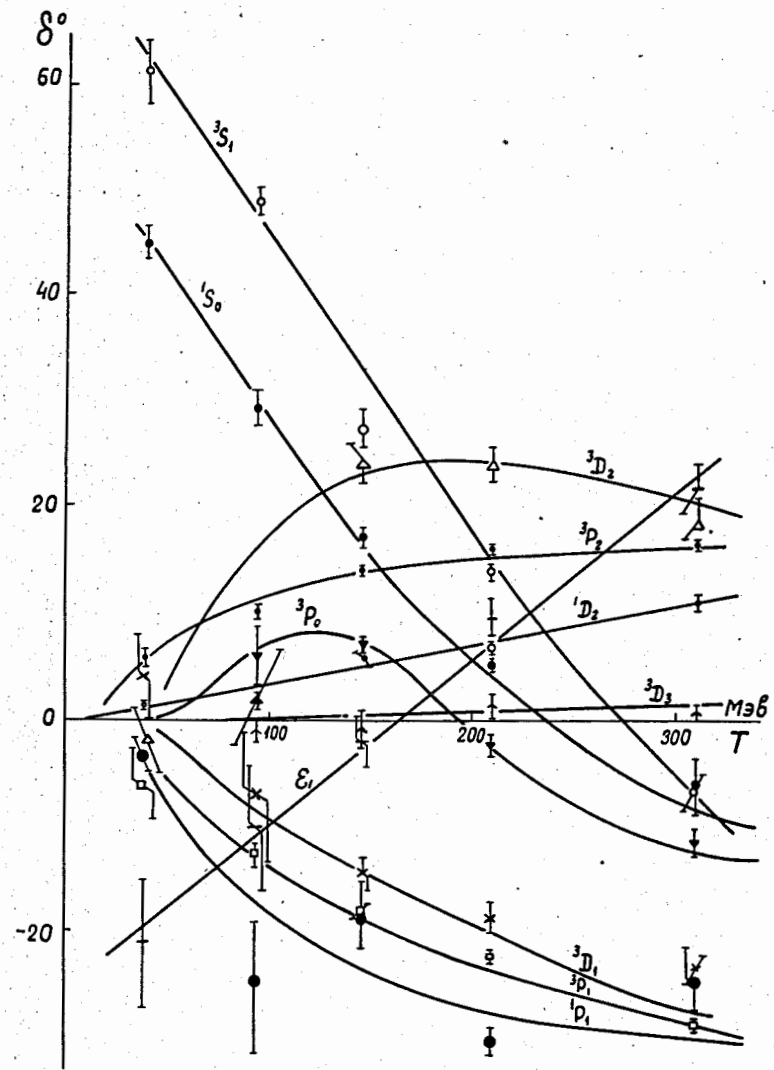


Рис. 3. Зависимость фазовых сдвигов от энергии.

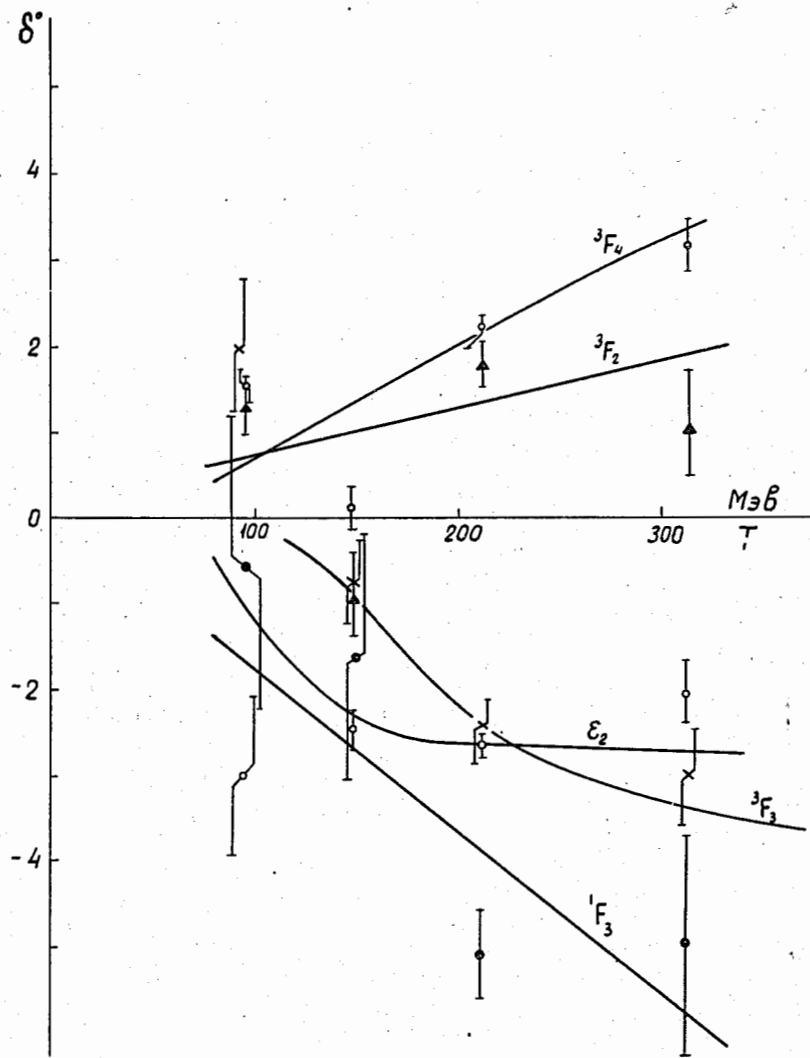


Рис. 4. Зависимость фазовых сдвигов от энергии.

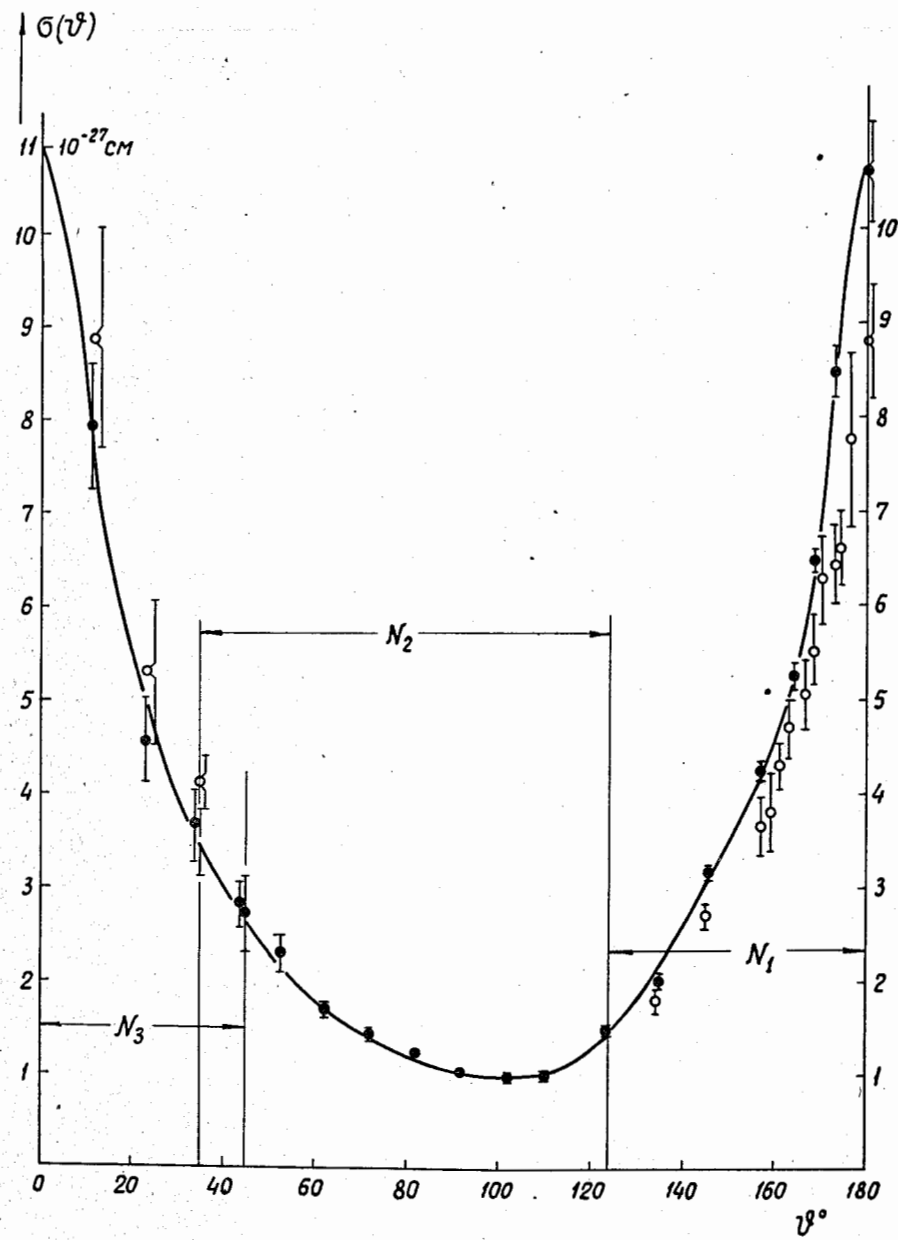


Рис. 5. Дифференциальные сечения упругого np -рассеяния при энергии 630 Мэв. \odot - результаты первой серии измерений.