

С 346.26

A-62

2/x-72

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 6558

3342/2-72



И.В.Амирханов, В.М.Быстрицкий, Л.С.Вертоградов,
Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев, Х.Муртазаев,
В.С.Надеждин, В.И.Сатаров

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РР-РАССЕЯНИЯ
НА МАЛЫЕ УГЛЫ ПРИ ЭНЕРГИИ 632 МЭВ
И ПРОВЕРКА ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

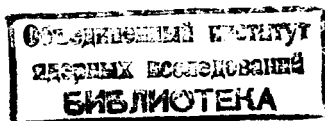
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P1 - 6558

**И.В.Амирханов, В.М.Быстрицкий, Л.С.Вертоградов,
Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев, Х.Муртазаев,
В.С.Надеждин, В.И.Сатаров**

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РР-РАССЕЯНИЯ
НА МАЛЫЕ УГЛЫ ПРИ ЭНЕРГИИ 632 МЭВ
И ПРОВЕРКА ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ**



Введение

При анализе экспериментальных данных по упругому pp -рассеянию в области энергий 460 – 660 Мэв выявляется ряд факторов, его затрудняющих.

1. Опытные данные по дифференциальным сечениям в области малых углов рассеяния, полученные различными авторами, например, при ≈ 660 Мэв, плохо согласуются между собой /1-4/;

2. Результаты измерений противоречат предсказаниям, полученным на основе дисперсионных соотношений /5/. Несомненная важность этих обстоятельств побудила нас провести повторные измерения сечений упругого pp -рассеяния в области энергий 500–660 Мэв. Ниже приводятся результаты предварительных измерений $d\sigma / d\Omega$ в интервале $(2,25 + 13)^{\circ}$ лс при 632 Мэв и дается подробное описание методики измерений, использованной в этом эксперименте.

Схема и условия проведения эксперимента

Изучение рассеяния на малые углы затруднено существенными экспериментальными обстоятельствами. Стремление облегчить выполне-

ние опытов привело в последние годы к возрождению и широкому распространению метода регистрации "частиц отдачи" в актах упругих соударений. Однако при энергиях ≈ 700 Мэв этот способ сложен и дорог, особенно при работе на углах $\theta \leq 4^\circ$. Наши же измерения основаны на более простом, но не менее надежном методе детектирования "рассеянных частиц".

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Пучок протонов, выведенный из вакуумной камеры синхротрона ЛЯП ОИЯИ, притормаживался полиэтиленовыми фильтрами до энергии 632 ± 13 Мэв, формировался системой линз, магнитов и коллимирующих щелей и падал на жидководородную мишень H_2^{16} . Рассеянные частицы регистрировались телескопом из четырех счетчиков - $C_{1,2,3,4}$. Интервал углов, выделявшихся телескопом, определялся геометрией первых двух счетчиков $C_{1,2}$. С учетом эффектов многократного рассеяния в стенах жидководородной мишени, счетчиков и сцинтилляторе $C_{1,2}$ угловые разрешения, рассчитанные на ЭВМ методом Монте-Карло, оказались равными $0,17^\circ$ лс и $0,8^\circ$ лс, соответственно для θ и ϕ .

Выделение упруго-рассеянных протонов производилось по пробегу в медных поглотителях "Ф", расположенных между счетчиками C_2, C_3, C_4 , как показано на рис. 1. Толщина фильтров, задававшая порог регистрации телескопа, подбиралась так, чтобы исключить все π -мезоны, протоны и дейтроны от сопутствующих процессов $pp \rightarrow \pi^0 pp$, $\pi^+ d$ и $\pi^+ pr$. Порог регистрации оставался одним и тем же во всем измеряемом интервале углов $2,25 \pm 13^\circ$ лс, равнялся 205 г/см^2 и включал в себя толщину стенок мишени, счетчиков и сцинтилляторов. Как видно из таблицы 1, где указаны пробеги π -мезонов и протонов, соответствующие различным участкам энергетического спектра первоначально падающего протонного пучка, выбранный нами порог достаточно высок, чтобы обеспе-

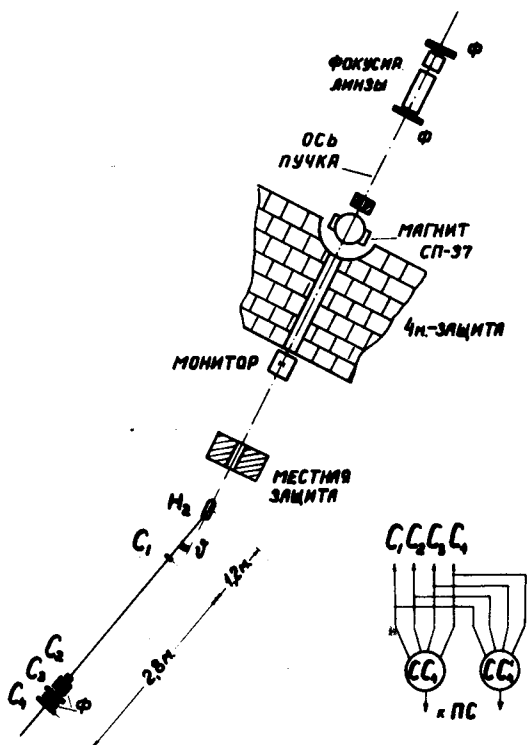


Рис. 1. Схема опыта.

Таблица I. Зависимости пробегов упруго-рассеянных протонов и Π -мезонов максимальной энергии от неупругих процессов.

$\vartheta_{л.с.}$ град.	$\vartheta_{сум.}$ град.	$R_p(\bar{E})$ г/см ² Cu	$R_p(E_{min})$ г/см ² Cu	$R_{\pi}(\bar{E})$ г/см ² Cu	$R_{\pi}(E_{max})$ г/см ² Cu
0	0	246.8	232.3	190.5	206.2
5	11.4	243.3	228.8	190.0	204.8
10	23.0	228.5	218.7	185	200
13	30.0	220.1	210.5	180	198
15	33,5	214.7	-	17.8	-

Примечание: R_p и R_{π} - пробеги упруго-рассеянных протонов и Π -мезонов максимальной энергии, соответственно.

E_{max} , E_{min} и \bar{E} - максимальная, минимальная и средняя энергии спектра, первоначально падающего на мишень пучка протонов.

чить полное поглощение наиболее энергичных π^- -мезонов, образуемых протонами крайне жесткой части спектра (≈ 660 Мэв). В то же время величина порога достаточно низка, чтобы эффективно регистрировать упруго рассеянные протоны, соответствующие мягкой части падающего спектра (≈ 610 Мэв).

Таким образом, схемы совпадений CC_4 , CC_4' (после вычета фона случайных событий и вклада стенок мишени H_2) надежно регистрировали акты упругого pp -рассеяния.

Мониторирование пучка производилось ионизационной камерой M , заполненной гелием при давлении ≈ 1 атм и прокалиброванной с помощью цилиндра Фарадея.

Схемы CC_4 и CC_4' имели различное разрешающее время. Это позволяло вести непрерывное наблюдение за вкладом случайных совпадений одновременно с регистрацией основного эффекта. Для большей надежности контрольные замеры фона производились также методом задержанных совпадений.

За фон измерений принимался счет событий с "пустой" мишенью и счет случайных совпадений. При работе на углах больше $3 + 4^{\circ}$ лс вклад случайных совпадений был менее 2%. Вклад от пустого сосуда в общий счет при заполненной водородом мишени достигал (60-40%) на углах $3 - 5^{\circ}$ лс и резко падал до $\approx 1\%$ на углах $10 + 13^{\circ}$.

Все измерения производились на симметричных относительно оси первичного пучка углах, попеременно слева и справа от него. Этот способ исключает некоторые ложные эффекты, связанные с неравномерной плотностью распределения протонов или энергии по профилю пучка, неточным знанием действительной оси падающего угла и пр. Перечисленные обстоятельства могут играть особенно важную роль при измерениях в той области углов, где сечение может сильно зависеть от угла рассеяния.

Близость сцинтилляционных счетчиков к первичному пучку существенно ограничивает максимально допустимые значения его интенсивности, вследствие опасности возникновения амплитудных и временных перегрузок в счетчиках. Для того, чтобы поднять поток протонов до приемлемой величины $(0,2 + 0,8) \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ и устранить возникающие при этом побочные нелинейные эффекты в системе "счетчики - схема совпадений", делители всех счетчиков конструировались по двухступенчатой схеме. Через ту часть делителя, которая связывалась с шестью последними диодами ФЭУ, пропускался ток величиною в $25 + 30 \text{ ма}$. Последние диодные промежутки шунтировались емкостями $2 + 10 \mu F$. Описанная схема питания диодных промежутков, как показали контрольные измерения, обеспечивает высокую линейность счетных характеристик при работе на самых малых углах вплоть до потоков первичного пучка $\approx 3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$.

С целью выявления возможных нелинейных эффектов, вызванных перегрузкой счетчиков, импульсные загрузки их подвергались строгому контролю при проведении измерений в области самых малых углов. Было установлено, что при загрузках счетчиков $< 1,5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ форма импульсов и форма кривой разрешения не менялись в пределах ошибки измерения. В дальнейшем все измерения проводились при такой интенсивности протонного пучка ($\approx 7 \cdot 10^7 \text{ прот./сек}$), при которой загрузки счетчиков не превышали указанной величины. Часть измерений была выполнена при интенсивностях протонного пучка в 2-3 раза, отличающихся от выбранной величины.

Связь измеряемых величин с дифференциальным сечением. Поправки

Скорость счета событий на выходе схем совпадений, т.е. число протонов $N_{\text{эксп.}}(\theta)$, испущенных в единицу времени в интервал телесного угла Ω , охватываемого счетчиками 1 и 2, следующим образом связана с сечением:

$$N_{\text{эксп.}}(\theta) = \eta(\theta) \int_V (\mu(\theta) \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega J n) dV. \quad (1)$$

Здесь J – распределение интенсивности падающего пучка по объему в H_2 -мишени; n – число рассеивающих ядер в единице объема мишени; V и ω – переменные интегрирования по объему и телесному углу; $\eta(\theta)$ – поправочный множитель, учитывающий эффективность регистрации протонов счетчиками C_3 и C_4 ; $\mu(\theta)$ – множитель, учитывающий эффекты многократного рассеяния протонов в H_2 -мишени и счетчиках. По теореме о среднем выражение (1) можно переписать в виде:

$$N_{\text{эксп.}}(\theta) = \eta(\theta) \overline{\frac{d\sigma}{d\omega}} \xi(\theta), \quad (2)$$

где

$$\xi(\theta) = \int_V \int_{\Omega} d\omega dV n J \mu(\theta), \quad (3)$$

Вычисление $\xi(\theta)$ в пренебрежении процессами многократного рассеяния регистрируемых протонов в веществе сцинтилляторов и т.д. не представляет особого труда. Простыми геометрическими построениями можно показать, что в нашем случае $N_{\text{эксп.}}(\theta) \approx \text{Sin}^{-1}\theta$ в области $13^\circ \pm 4^\circ$ л.с.

Детальный учет эффектов многократного рассеяния протонов усложняет вычисления интеграла (3), поскольку такие геометрические параметры экспериментальной установки, как $\Delta\theta$, $\Delta\phi$ и т.д. становятся функциями соответствующих углов многократного рассеяния. Поэтому $\xi(\theta)$ было вычислено по методу Монте-Карло с учетом кулоновского рассеяния в стенках H_2 -мишени, счетчиках C_1 и C_2 . Для находде-

ния распределения плотности вероятности разыгрываемых событий использовались данные работы [7]. Очевидно, что результат такого расчета не будет зависеть от вида функции, имитирующей сечение рассеяния лишь в том случае, если изменение ее с углом в области $\theta \pm \Delta\theta$ пренебрежимо мало по сравнению с величиной самой функции в этом интервале. Поскольку сечения рассеяния описываются достаточно медленно меняющимися функциями, то практически весьма широкий класс имитирующих функций может удовлетворить этому условию.

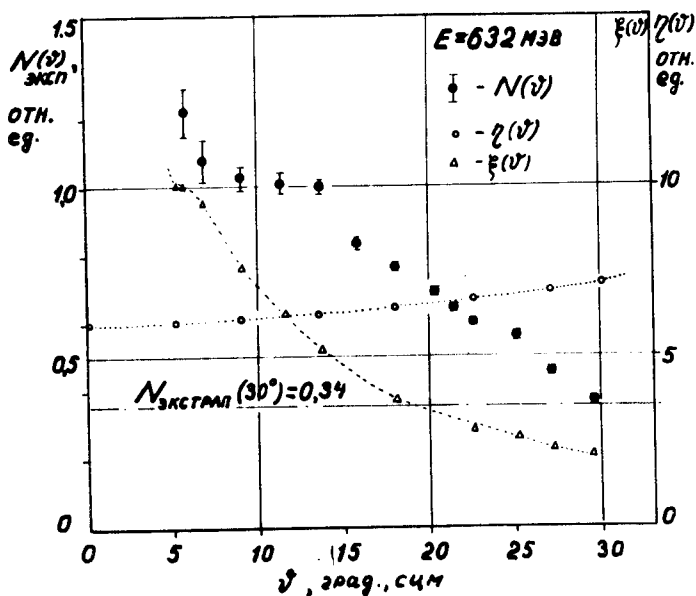


Рис. 2. Угловые зависимости $N_{\text{эксп.}}(\theta)$, $\xi(\theta)$ и $\eta(\theta)$.

Результаты расчета $\xi(\theta)$ представлены на рис. 2 и в таблице 2. Из рисунка можно видеть, что результат расчета в области углов (5° — 14°) л.с. по форме хорошо согласуется с приближением $\text{Sin}^{-1} \theta$, характерным для случая, когда многократное кулоновское рассеяние пренебрежимо мало. Однако, как показал расчет, в отличие от последнего случая, эффекты кулоновского рассеяния приводят к тому, что величина $\xi(\theta)$ перестает зависеть от угла, начиная с $\theta \approx 3^\circ$ л.с. и менее.

Таблица 2. Зависимость экспериментально измеренных величин, поправок $\xi(\vartheta)$ и $\eta^{-1}(\vartheta)$ от угла рассеяния.

№ пп	$\vartheta_{\text{сум}}$ град.	$N_{\text{эксп}}(\vartheta)$ отн. ед.	$\pm \Delta N_{\text{эксп}}$ %	$\xi(\vartheta)$ отн. ед.	$\eta^{-1}(\vartheta)$ отн. ед.	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{сум}}$ $10^{-27} \text{ см}^2/\text{атом}$	$\pm (d\sigma/d\Omega)$ %
I.	5,1	3,20	30,0	2,08	6,08	9,8	30,0
2.	5,8	1,36	20,0	2,05	6,08	4,2	20,0
3.	6,7	1,20	20,0	1,91	6,10	4,0	20,0
4.	9,0	1,07	20,0	1,53	6,12	4,5	20,0
5.	11,3	1,01	10,0	1,29	6,20	5,1	10,0
6.	13,6	1,00	5,0	1,10	6,28	6,0	5,0
7.	15,7	0,82	5,0	0,93	6,37	5,9	5,0
8.	18,0	0,74	5,0	0,78	6,48	6,7	5,0
9.	20,3	0,67	5,0	0,68	6,58	6,7	5,0
10.	21,5	0,61	5,0	0,63	6,62	6,7	5,0
11.	22,6	0,57	5,0	0,60	6,70	6,7	5,0
12.	25,0	0,53	5,0	0,54	6,82	7,4	5,0
13.	27,0	0,44	5,0	0,49	6,92	6,7	5,0
14.	29,3	0,36	5,0	0,45	7,10	6,1	5,0
15.	30,0	0,34	5,0	0,44	7,15	6,1	5,0

Примечание: а) Значение $d\sigma/d\Omega(30^\circ_{\text{сум}})$ получено экстраполяцией.

Ошибка экстраполяции оценена равной 5%.

б) Погрешность значений $\xi(\vartheta)$ равна $\pm 10\%$.

в) Ошибка измерения $\eta(\vartheta)$ равна $\pm 2\%$.

Поправочный множитель $\eta(\theta)$, введенный в выражение (2), отражает энергетическую зависимость потери протонов вследствие взаимодействия их с веществом фильтров "Ф", стенок счетчиков $C_{2,3,4}$ и др.

Значения $\eta(\theta)$ находились экспериментально с сохранением рабочей геометрии в следующем вспомогательном опыте.

Счетчики C_{1-4} вместе с поглотителями "Ф", используемыми в основных измерениях, устанавливались на 0° . Интенсивность пучка понижалась до $\approx 5 \cdot 10^2$ протонов сек $^{-1}$. В этих условиях совпадения импульсов в счетчиках C_1 и C_2 регистрируют число падающих частиц, а в C_{1-4} - число частиц, прошедших через фильтры. Отношение счета этих совпадений и дает соответствующее значение множителя $\eta(\theta)$ для данной энергии пучка протонов.

Результаты, сравнение с результатами других авторов и обсуждения

Значения $N_{\text{эксп.}}(\theta)$, найденные из опыта, приведены в таблице 2. Дифференциальные сечения, вычисленные по формуле (2), даны в последних двух столбцах той же таблицы и иллюстрируются рис. 3 и 4.

Абсолютные значения сечений находились посредством привязки измеренного углового распределения к $\frac{d\sigma}{d\Omega}(30^\circ)$. С этой целью значения

$N_{\text{эксп.}}(\theta)$ были экстраполированы к углу 30° . Ошибка экстраполяции оценена равной $\approx 5\%$. Величина сечения на этом угле измерялась ранее Мещеряковым и др. /8/ и равна $(6,37 \pm 0,37)$ мб/стерад. При близкой энергии Райян и др. /9/ нашли для угла $29,5^\circ$ с.д.м. значение $(5,80 \pm 0,34)$ мб/стерад.

Нормировка с помощью фазового анализа, выполненная нами (см. ниже), дала значение $6,20 \pm 0,15$. Усредняя эти три результата, получим $\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}(30^\circ) = 6,13$ мб/стерад. Эта величина на $\approx 10\%$ более полученной в работах Богачева /1/ и Богомоллова и др. /2/.

В литературе уже известны сведения о $d\sigma_{pp}/d\Omega$, полученные для области углов и энергий, близких к нашим. Так, при $E_{кин.} = 660, 657, 670$ Мэв имеются результаты Богачева /1/, Богомолова и др. /2/ и Даттона /4/. Кроме того, в диапазоне от 1° до 90° дифференциальные сечения измерила группа ИТЭФ - ЛЯП /3/ с помощью водородной пузырьковой камеры, помещенной в пучок протонов с $E_{кин.} = 650$ Мэв. Из сопоставления этих результатов (см. рис. 3) следует, что все они расходятся с нашими измерениями $d\sigma_{pp}/d\Omega$ при 632 Мэв.

Действительно, согласно /1/ и /2/, сечения монотонно растут от ≈ 6 мб на 30° с.п.м. до $(17 + 20)$ мб на углах $5^\circ + 7^\circ$, в то время как по данным настоящей работы сечение в интервале $6^\circ - 30^\circ$ убывает с 6,1 мб до 4 мб. Такое несоответствие не может быть объяснено сравнительно небольшим различием в нормировке наших данных или результатов Богачева /1/ и Богомолова /2/. Систематическое расхождение в средних значениях сечений (правда, при довольно значительных ошибках измерений) наблюдается также и при сопоставлении наших результатов с данными группы ИТЭФ-ЛЯП /3/.

Естественно, возникает вопрос: существуют ли причины, которые могли бы приводить к занижению значений сечений, измеренных в нашем опыте, если в действительности эти сечения растут с уменьшением угла рассеяния? По-видимому, основным источником такого занижения могут быть либо "перегрузка" в системе "счетчики-схема-совпадений" и завышение "фона", либо неточность в вычислениях $\xi(\theta)$. Вклад некоторых ложных эффектов также может быть существенным. Проанализируем все эти факторы.

Специально поставленными опытами было установлено, что при изменении интенсивности падающего пучка протонов в широкой области ($7 \cdot 10^{+6} + 1,6 \cdot 10^8$ сек⁻¹) счет совпадений менялся пропорционально изменению интенсивности падающего пучка протонов как с пустой мишенью,

так и с заполненной водородом при точности измерений $(2 \pm 3)\%$. С точностью не хуже $\approx 7\%$ была пропорциональна интенсивности падающего лучка и одиночная загрузка счетчиков, измеренная на выходе формирователей импульсов от ФЭУ.

Изучение формы кривой задержанных совпадений и разброса регистрируемых импульсов во времени указало на отсутствие временных неэффективностей. Следовательно, отпадают сомнения в возможности амплитудных и временных перегрузок.

Различие в величинах сечений, согласно нашим данным и измерениям Богачева /1/, например, для углов, близких к 10° с.ц.м. (6° л.с.), достигает 400% при точности измерений $\approx 5\%$. Поскольку фон на этом угле в наших опытах определялся лишь счетом от пустой мишени и не превышал $\approx 20\%$, а случайные совпадения и счет без мишени не превышали нескольких процентов, очевидно, что неточностью измерений фона в нашем опыте нельзя объяснить обсуждаемую разницу в сечениях на этом угле. При больших углах фон в наших опытах резко падал и был менее 2%.

И, наконец, о точности вычислений $\xi(\theta)$. Погрешность расчета $\xi(\theta)$ включает в себя только статистическую ошибку розыгрыша, равную $(5 \pm 20)\%$ в зависимости от угла. Контрольные измерения, выполненные нами с помощью тонкой полиэтиленовой мишени, по разности $SN_2 - C$, как показывают результаты таблицы 3, с точностью, равной примерно 15%, подтверждают корректность расчетов $\xi(\theta)$. Очевидно, измерения с твердыми мишенями являются также важным дополнительным свидетельством правильности наших измерений.

Рассмотрим теперь возможные источники ложных эффектов, вносящих наиболее существенный вклад в измеряемое сечение.

Вклад дейтронов от реакции $pp \rightarrow \pi^+ d$. Нейтрон, образующийся при стриппинге дейтронов в веществе фильтров "Ф",

Таблица 3. Сравнение результатов измерений $d\delta/d\Omega$ с помощью H_2 -мишени $(d\delta/d\Omega)^H$ и по разности $(d\delta/d\Omega)^*$

ϑ сч.м. град.	9,0	11,3	20,3	29,3
$(d\delta/d\Omega)^*$ мб/стерад.	$4,3 \pm 0,9$	$6,0 \pm 0,7$	$7,6 \pm 0,7$	$6,4 \pm 0,3$
$(d\delta/d\Omega)^H$ мб/стерад.	$4,5 \pm 0,9$	$5,1 \pm 0,5$	$6,7 \pm 0,4$	$6,1 \pm 0,3$

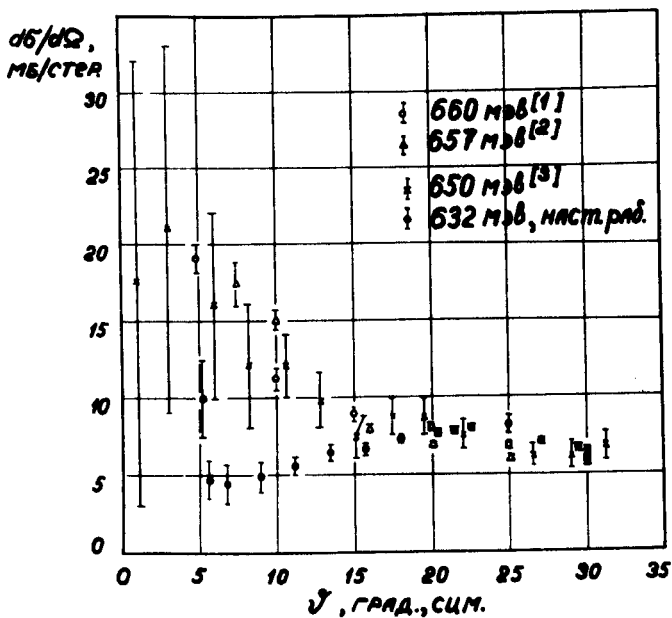


Рис. 3. Сравнение $(d\sigma/d\Omega)_{pp}$ с результатами других работ.

может "удлинить" свой пробег в фильтре за счет перезарядки. Таким образом, последовательность превращений: $d \rightarrow n \rightarrow p$ может вызвать четверные совпадения в счетчиках $C_{1,2,3,4}$. Вероятность таких актов оценивается равной $\approx 10^{-3}$ на каждый испущенный дейтрон.

Вклад вторичных протонов от реакции $pp \rightarrow \pi^+ n p$. Пробег вторичных протонов может быть "удлинен" за счет процессов последовательной перезарядки по схеме: $p \rightarrow n \rightarrow p$. В геометрии нашего эксперимента вероятность этих событий $\approx 4 \cdot 10^{-4}$ на падающий протон.

Примесь протонов от процесса $\pi^+ d \rightarrow 2p$. Эта реакция может эффективно происходить в веществе фильтров, на дейтронных кластерах внутри ядер меди. Протоны - продукты реакции - могут быть зарегистрированы счетчиками C_3 и C_4 , поскольку обладают энергией от 70 до ≈ 200 МэВ в зависимости от места образования в фильтрах "Ф". Однако оценки показывают, что вероятность регистрации, вычисленная с учетом времени пролета π -мезонов от мишени H_2 до фильтров "Ф", не превышает $\approx 10^{-3}$ на каждый испущенный мезон.

Суммарный вклад рассмотренных эффектов, рассчитанный на один упруго рассеянный протон, не превышает $2,5 \cdot 10^{-3}$ и может приводить лишь к завышению измеряемой величины.

Учет конечной ширины спектра протонов, падающих на H_2 -мишень. Оценим влияние конечной ширины падающего спектра на эффективность регистрации упруго рассеянных протонов. Из таблицы I видно, что с этой точки зрения наиболее важно рассмотреть рассеяние на углы $4 \geq \theta \geq 12^\circ$ л.с.

Согласно нашим измерениям спектра первичного пучка, примерно 1% от полного числа падающих протонов, имел энергию, большую 660 Мэв, и около 3% - менее 600 Мэв. Это обстоятельство приводит к тому, что при работе на углах $\theta < 4^\circ$ π -мезоны максимальной энергии в неупругих процессах могут дать вклад в величину $N_{\text{эксп.}}(\theta)$. Оценки показывают, что $N_{\text{эксп.}}(\theta)$ для этой области углов будет завышено на $\approx 10^{-3}$, т.е. на пренебрежимо малую величину. Напротив, при работе на углах $\theta \approx 13^\circ$ л.с. часть протонов, обладая энергией, меньше пороговой, будет недосчитана. С учетом этой неэффективности значения $N_{\text{эксп.}}$ на углах 12° и 13° л.с. были увеличены на 1,5% и 3% соответственно. В таблицах 2,3 для углов $4 \geq \theta \geq 12^\circ$ л.с. указаны уже исправленные значения.

Для остальных углов систематические погрешности не превышают $\approx 1,0 \cdot 10^{-3} N_{\text{эксп.}}(\theta)$.

Фазовый анализ и сравнение с дисперсионными соотношениями

Совместимость полученных нами значений $d\sigma_{pp} / d\Omega$ со всей известной совокупностью данных об упругом pp -рассеянии при 635 Мэв

исследовалась в фазовом анализе. Таким способом ранее было установлено, что дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния, найденные в области $\theta_{\text{сц}} < 15^\circ$ в работе /2/ и $\theta_{\text{сц}} = 1,1^\circ, 3,1^\circ, 6,0^\circ$ - в работе /3/ не могут быть совмещены с остальной информацией о рассеянии при 635 Мэв.

В настоящем анализе использовался экспериментальный материал, относящийся в основном к интервалу 635 ± 15 Мэв. Анализ проводился при $l_{\text{max}} = 4,5$ и 6; мезообразование учитывалось в $^1S_0, ^3P_{0,1,2}, ^1D_2$ и $^3F_{2,3,4}$ -состояниях. Было уточнено 3 решения работы /7/ и 2 решения /10/, полученные как наиболее вероятные наборы фазовых сдвигов. В результате анализа было найдено, что все эти решения переходят в одно, близкое к набору - С работы /7/ с низким значением отношения $\chi^2 / \overline{\chi^2}$. Вклад в χ^2 от величин $d\sigma_{pp} / d\Omega$, измеренных в настоящей работе, не превышает ≈ 15 , т.е. 1,0 ед. на одну экспериментальную точку. Это служит свидетельством совместимости наших результатов со всей остальной совокупностью данных о процессе упругого pp -рассеяния при энергии 635 Мэв. Более подробные сведения о результатах этого анализа будут сообщены позднее.

Определение $\text{Re } A_{pp}(0^\circ)$. Экстраполяция найденных нами сечений в точку $\theta = 0^\circ$, произведенная по методу Кромера /11/ и других /12/, позволила определить реальную часть бесспиновой амплитуды упругого pp -рассеяния под $0^\circ - \text{Re } A_{pp}(0^\circ)$. В единицах 10^{-13} см значение $\text{Re } A_{pp}(0^\circ)$, устойчивое по отношению к числу варьируемых параметров, оказалось равным $0,54 \pm 0,06$ при $\chi^2 / \overline{\chi^2} = 1,1$. Расчеты, сделанные на основе дисперсионных соотношений разными авторами /5,14,15/ для области энергий 635 + 660 Мэв дают значения $\text{Re } A_{pp}(0^\circ)$ от 0,11 до 0,4.

Таблица 4. Значения $Re A_{pp}(0^\circ)$ и $\alpha_{pp} = \frac{Re A(0)}{Im A(0)}$

Е кин Мэв	632 Настоящая работа	650/3/	657/1/	660/2/	670/4/	725/13/
$Re A_{pp}(0^\circ)$, 10^{-13} см.	$0,54 \pm 0,06$	$-0,44 \pm 0,50$	$-0,23 \pm 0,08$ $-0,15 \pm 0,09$	$-1,00 \pm 0,15$	$-0,65 \pm 0,10$	$-0,17 \pm 0,35$
$\alpha_{pp}(0^\circ)$	$0,64 \pm 0,07$	$-0,51 \pm 0,58$	$-0,27 \pm 0,09$ $-0,17 \pm 0,10$	$-1,17 \pm 0,18$	$-0,75 \pm 0,11$	$-0,16 \pm 0,32$
Ссылка	Настоящая работа	Настоящая работа	[12]	Настоящая работа	[4]	Настоящая работа

$$\alpha_{pp}(0^\circ) = \begin{cases} 0,13 & \text{согласно [9]} \\ 0,24 & \text{согласно [14]} \\ 0,47 & \text{согласно [15]} \end{cases}$$

Аналогичная обработка данных Богомолова ^{/2/}, групп ИТЭФ-ЛЯП ^{/3/} и Беркли ^{/13/} дала результаты, схожие между собой, но заметно отличающиеся от наших и ожидаемых теоретических значений (см. табл. 4). В той же таблице указаны результаты Ажгирея ^{/12/}, обработавшего данные Богачева ^{/1/}, и значения $Re A_{pp}(\theta)$, найденные Даттоном на основе анализа независимой экспериментальной информации об упругом pp -рассеянии при ≈ 670 Мэв ^{/4/}. Оба последних результата также существенным образом расходятся со значением $Re A_{pp}(\theta)$ для энергии 630 Мэв. Очевидно, причина отмеченного выше расхождения кроется в различном ходе угловых зависимостей анализируемых сечений. В связи с крайней важностью экспериментальной проверки дисперсионных соотношений в области 460-700 Мэв, несомненно, следует ожидать появления новых измерений дифференциальных сечений pp -рассеяния в области малых углов.

Авторы благодарны В.Г. Зинову, В.И. Петрухину, Н.И. Солнцеву и Е. П. Теревникову за помощь и содействие, оказанное при создании установки, профессорам Ю.М. Казаринову и А.А. Тяпкину за обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Н.П. Богачев. ДАН СССР, 108, 806 (1956).
2. Е.С. Богомолов, С.М. Замбковский, С.Я. Никитин, Я.М. Селектор, Известия АН СССР, 19, 561, 1955; CERN Sympos 2, 130, 1956.
3. В.М. Гужавин, Г.К. Клигер, В.З. Колганов и др. ЖЭТФ, 47, 1228, (1964).
4. L.M. Dutton, H.V. Vander Raay. Phys.Lett., 25B, 245, 1967.
5. О.В. Думбрайс, ЯФ, 13, 1096, 1971.
6. Б.М. Овчинников, В.Г. Вовченко, О.Я. Федоров и др. Препринт ОИЯИ, P13-4483, Дубна, 1969.

7. В.Г. Вовченко, Р.Я. Зулькарнеев, В.С. Киселев. ЖЭТФ, 58, 825, 1970.
8. М.Г. Мещеряков, Б.С. Неганов, Л.М. Сороко и др. ДАН СССР, 99, 959 (1954).
9. В.А. Ryan, А. Kanofsky, Т. J. Delvin et al. Phys. Rev., 3D, No. 1, 1 (1971).
10. С.И. Биленькая, Л.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев. ЖЭТФ, 59, 1044 (1970).
11. А. Cromer. London Conf. on Nucl. Forces and Few-Nucleon Problem, v.1, 221 (1960).
12. В.Р. Nigam. Progr. Theor. Phys., 24, 407 (1960).
Л.С. Ажгирей, С.Б. Нурушев. Препринт ОИЯИ, Р-1188, Дубна, 1963.
13. P.G. McManigal, R.S. Eandi, S. Kaplan et al., Phys. Rev., 148, 1280 (1966).
14. P. Söding. Phys. Lett., 8, 285 (1964);
В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р2-3850, Дубна, 1968.
15. D.V. Bugg et al., Phys. Rev., 146, 980 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июня 1972 года.