



До Ин Себ, Л.Ф. Кириллова, П.К. Марков, Л.Г. Попова,
И.Н. Силин, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Б.А. Шахбазян,
А.А. Юлдашев

P-754

РАССЕЯНИЕ ПРОТОНА НА ПРОТОНЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,5 БЭВ

Дубна 1961

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

До Ин Себ, Л.Ф. Кириллова, П.К. Марков, Л.Г. Попова,
И.Н. Силин, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Б.А. Шахбазян,
А.А. Юлдашев^{х/}

РАССЕЯНИЕ ПРОТОНА НА ПРОТОНЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,5 БЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

^{х/} Физико-технический институт АН УзССР.

1143/6 278

Abstract

Elastic p-p scattering has been investigated by the emulsion method at an energy of 8.5 BeV. The geometry of exposing was used at which the beam of incident protons is directed perpendicular to the emulsion plane. All in all, 480 events of elastic scattering were found. The total cross section for elastic scattering is equal to (8.74 ± 0.40) mb. The differential cross section has been investigated in the angle interval of $1.5^\circ - 20.5^\circ$ in the c.m.s.

It was found that the experimental data are in agreement with the simple nucleon model in which the real part of the phase shifts and the dependence of the interaction cross section on the spin state is neglected. The total p-p interaction cross section calculated under these assumptions from the experimental data obtained in this investigation is greater than that measured experimentally by a threefold error.

In order to answer the question whether this is due to the real part of the scattering amplitude or its dependence on the spin state a considerably higher accuracy is necessary.

One can, however, assert that the real part of the scattering amplitude does not exceed $0.5 \operatorname{Im} f(\theta)$. The root-mean-square radius of the proton-proton interaction is found to be equal to $(1.15 \pm 0.05) f$.

1. Постановка опыта, анализ найденных событий и результаты

Ранее^{1/} были опубликованы данные по упругому рассеянию протона на протоне при энергии 8,5 Бэв. В настоящей работе продолжен набор статистики. Работа выполнена на двух эмульсионных камерах /в дальнейшем камеры № 1 и № 2/. Камера № 1 размером $10 \times 10 \times 2 \text{ см}^3$ составлена из слоев эмульсии типа НИКФИ-БР, толщиной 400μ и облучена на синхрофазотроне ОИЯИ внутренним пучком протонов /с энергией 8,5 Бэв/, падающим перпендикулярно плоскостям слоев. В 1 см^3 облучаемой эмульсии содержалось $2,90 \pm 0,06 \cdot 10^{22}$ атомов водорода.

Просмотр производился с помощью иммерсионного объектива при увеличении $630\times$ и $450\times$ в центральной части слоя размером $3 \times 3 \text{ см}^2$. Средняя плотность потока на этой площади была равна $2,01 \pm 0,05 \cdot 10^5$ частиц/ см^2 . Всего было просмотрено $8,08 \text{ см}^3$ эмульсии.

Для определения эффективности нахождения изучаемых событий и повышения надежности результатов указанный объем был просмотрен дважды. Из найденных двухлучевых звезд отбирались звезды, по внешнему виду похожие на упругое p-p -рассеяние. Часть из них после пересмотра можно было от-

бросить как явно не соответствующие критериям упругого р-р -рассеяния /события типа "не измерять"/, остальная часть подвергалась тщательным измерениям. События этой группы /"измерять"/ были использованы для определения эффективности просмотра в интервале углов рассеяния $0^\circ - 12,5^\circ$ в системе центра масс /с.п.м./. Особенно тщательно исследовалась при этом эффективность нахождения в области $0^\circ - 2,5^\circ$. При этом события, не оказавшиеся упругим рассеянием, относились к определенному интервалу углов в зависимости от пробега "протона отдачи".

В области углов $12,5^\circ - 20,5^\circ$ для увеличения статистической точности в определении эффективности были использованы также события типа "не измерять", по эффективности нахождения идентичные случаям упругого рассеяния. Эти события относились к определенному интервалу углов в зависимости от пробега медленного протона или его ионизации /по измерению разрывов/.

Если при одном просмотре найдено N_1 событий определенного типа, при другом независимом просмотре найдено N_2 таких событий и N_{12} - число событий, найденных как при первом, так и при втором просмотрах, и если эффективность просмотра постоянна для всего объема, то эффективность первого и второго просмотров и эффективность двукратного просмотра равны:

$$\xi_1 = \frac{N_{12}}{N_2}; \quad \xi_2 = \frac{N_{12}}{N_1}; \quad \xi = [1 - (1 - \xi_1)(1 - \xi_2)]$$

Статистическая ошибка в определении эффективности просмотра дается выражениями ^{/2/}

$$\Delta \xi_1 = \xi_1 \sqrt{\frac{1 - \xi_1}{N_1}}$$

$$\Delta \xi_2 = \xi_2 \sqrt{\frac{1 - \xi_2}{N_2}}$$

$$\Delta \xi = \sqrt{[(1 - \xi_2) \Delta \xi_1]^2 + [(1 - \xi_1) \Delta \xi_2]^2}$$

В случае, когда требуемые условия не выполняются, вычисленное значение эффективности является завышенным. Однако, если эффективность просмотра высока /90-97%/, эта систематическая ошибка не может быть существенной. В этом рассмотрении выбрасывались события, расположенные /в непроявленной эмульсии/ меньше, чем на 20μ от поверхности и от стекла, так как оказалось, что такие события пропускаются значительно чаще /рис. 1/.

Результаты исследования зависимости эффективности нахождения от угла рассеяния на камере № 1 приведены на рис.2 и частично в таблице 1.

Для выделения случаев упругого рассеяния на свободном водороде были использованы те же критерии, что и в работе ^{/1/}.

Пробег протона отдачи измерялся с ошибкой, не превышающей 5%. Измерение угла протона отдачи проводилось с точностью $1,5^{\circ} \div 2^{\circ}$. Угол рассеяния первичного протона измерялся с помощью методики, описанной в ^{/1/}, с точностью $3' \div 4'$. Такая точность измерения позволила свести вклад фоновых событий до значения $0,55\% \pm 0,15\%$ /метод оценки описан в ^{/1/}.

Было найдено 354 случая /включая 145 случаев, опубликованных в ^{/1/}, удовлетворяющих критериям упругого рассеяния в пределах тройной ошибки измерения. Дифференциальное сечение приведено в таблице 1.

Для увеличения статистики в области малых углов рассеяния была сделана эмульсионная камера № 2, загруженная водой ^{/3/}. Камера облучена на внутреннем пучке синхрофазотрона ОИЯИ протонами с энергией 8,2 Бэв также перпендикулярно плоскости фотоэмульсионных слоев. Плотность пучка в момент облучения составляла $1,8 \times 10^5$ следов/см². Просмотр всей рабочей площади проводился также дважды с помощью иммерсионного объектива общим увеличением 630 х. Обработка случаев делалась способом, аналогичным описанному в ^{/1/}. При этом угол рассеянного протона измерялся, как правило, "грубым" способом, описанным в этой работе. Стандартное отклонение углового распределения пучка составляло 5'. Средняя толщина слоя была 1100 μ. В данном случае этот способ давал точность измерения примерно 6'. Точным способом на базе 3300 μ ^{/1/} измерялись лишь случаи с $R < 200 \mu$, и сомнительные, а также 12 случаев с различными пробегами для уточнения кривой пробег-энергия. Вклад фоновых событий в число выделенных случаев составляет $1,0 \div 1,3\%$. Эффективность нахождения событий определялась по случаям и похожим на них событиям типа "измерять" с пробегами протона отдачи, лежащими в том же интервале. Результаты приведены в таблице 1. В 1 см³ загруженной эмульсии было $5,40 \pm 0,13 \cdot 10^{22}$ ядер водорода. Использование загруженной камеры дало возможность в 2-3 раза повысить скорость нахождения случаев упругого рассеяния в области малых углов. На этой камере было найдено 126 случаев упругого рассеяния, из них 107 в ин-

Т А Б Л И Ц А I

θ с.ц.м.	Эффективность просмотра		Дифференц.сечение		Объединенные данные мб/стер.
	Камера № 1	Камера № 2	Камера № 1	Камера № 2	
1,5 ⁰ -2,5 ⁰	0,916 \pm 0,030	1,000 -0,040	153,6 \pm 33	142 ⁺⁴⁹ -41	149 \pm 27
2,5 ⁰ -4,5 ⁰	0,970 \pm 0,007	0,918 \pm 0,040	124,0 \pm 15	103 ⁺³² -26	120 \pm 13
1,5 ⁰ -6,5 ⁰	0,968 \pm 0,009	0,913 \pm 0,030	93,0 \pm 11	92 ⁺²¹ -15	93 \pm 9,6
6,5 ⁰ -8,5 ⁰	0,945 \pm 0,013	0,868 \pm 0,043	63,3 \pm 7,7	51 ⁺¹³ -10	59,5 \pm 6,3
8,5 ⁰ -10,5 ⁰	0,845 \pm 0,031	-	35,9 \pm 5,5	-	35,9 \pm 5,5
10,5 ⁰ -12,5 ⁰	0,890 \pm 0,035	-	13,3 \pm 2,9	-	13,3 \pm 2,9
12,5 ⁰ -14,5 ⁰	0,700 \pm 0,044	-	6,5 \pm 2,1	-	6,5 \pm 2,1
14,5 ⁰ -16,5 ⁰		-	4,0 \pm 1,5	-	4,0 \pm 1,5
16,5 ⁰ -18,5 ⁰		-	1,0 \pm 0,7	-	1,0 \pm 0,7
18,5 ⁰ -20,5 ⁰		-	0,5 \pm 0,5	-	0,5 \pm 0,5

тервале углов $1,5^\circ \div 8,5^\circ$ с.п.м. При построении дифференциального сечения вводилась поправка на потери случаев у стекла и поверхности. Данные приведены в таблице 1. В этой же таблице приведены объединенные данные по камерам № 1 и № 2. Сечение упругого р-р рассеяния получено равным $/8,74 \pm 0,40/$ мб.

Обсуждение

В работе ^{/1/} указывалось, что измеренные значения дифференциального сечения на малых углах сильно превышают вычисленное по оптической теореме в бесспиновом случае дифференциальное сечение при 0° . При этом полное сечение р-р -взаимодействия бралось равным 30 мб. В работах ^{/4/, /5/} показано, что полное сечение значительно превышает эту цифру. Среднее значение по этим двум измерениям $\sigma_{tot} = /41,5 \pm 1,0/$ мб. Дифференциальное сечение при 2° по нашим данным составляет $/149 \pm 27/$ мб/стер., в то время как оптическая теорема приводит к значению $/111 \pm 5/$ мб/стер.

Как подчеркивалось в работе ^{/1/}, расхождение экспериментальных данных по дифференциальному сечению в области малых углов с бесспиновой моделью чисто поглощающего протона можно объяснить либо наличием вещественной части в амплитуде рассеяния, либо различием полных сечений р-р взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях, либо тем и другим одновременно. Ответ на этот вопрос может дать изучение интерференции кулоновского и ядерного рассеяний. Если амплитуда ядерного рассеяния имеет вещественную часть, сравнимую с мнимой, то должна наблюдаться существенная интерференция ядерного и кулоновского рассеяния, зависящая от знака вещественной части. Наоборот, если вещественная часть амплитуды рассеяния мала, существенной интерференции наблюдаться не будет, и подъем дифференциального сечения вблизи нуля над точкой, следующей из оптической теоремы, может быть объяснен только зависимостью сечений от спиновых состояний.

Для исследования этих возможностей выполнены расчеты по следующим схемам.

1. Рассматривается комплексный потенциал ^{/6/}, зависящий от расстояния по закону Гаусса. Предполагается для простоты, что взаимодействия, зависящие от спинов протонов, могут быть обусловлены либо спин-орбитальными, ли-

бо спин-спиновыми силами /тензорные силы не рассматриваются/. Допускается, что при больших энергиях справедливо квазиклассическое приближение /в нашем случае $\lambda = 0,99 \cdot 10^{-14}$ см $\ll R$ протона/ и ядерные сдвиги фаз вычисляются по формулам

$$\delta_\ell = - \frac{E}{\hbar^2 c^2 k} \int_{\frac{1}{k}(\ell + \frac{1}{2})}^{\infty} \frac{V(r, \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) dr}{\sqrt{r^2 - \frac{1}{k^2} (\ell + \frac{1}{2})^2}}$$

Кулоновские сдвиги фаз даются формулами:

$$\Phi_\ell = \sum_{x=1}^{\ell} \operatorname{arctg} \frac{n}{x}$$

где $n = \frac{e^2}{\hbar \beta c}$, β - скорость налетающего протона в лабораторной системе. По известным выражениям M -матрицы для тождественных частиц со спином $1/2$ с учетом кулоновского взаимодействия методом наименьших квадратов вычисляется наилучшая кривая дифференциального сечения и соответствующие ей параметры потенциала. В ряде вариантов задается также экспериментальное полное сечение p - p - взаимодействия. Одновременно вычисляется полное и неупругое сечение p - p - взаимодействия по формулам для тождественных частиц.

Было показано /6/x/, что спин-орбитальное взаимодействие, по крайней мере в общепринятой форме, не может обусловить сильное различие сечений рассеяния в синглетном и триплетном состояниях при больших энергиях. Поэтому рассмотрен комплексный потенциал вида:

$$V(r, \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) = -\{ (u_1 + iw_1) + (-1)^{S+1} (u_2 + iw_2) (\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) \} e^{-\gamma^2 r^2}$$

где S - суммарный спин системы двух протонов,

$(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2)$ - собственные значения оператора $(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2)$

Параметр γ связан со среднеквадратичным радиусом взаимодействия соотношением

/6/x/ В результате ошибок, допущенных в расчете и программе модели 5 в /6/, вывод о том, что осуществляется только один вариант, когда вещественная часть потенциала имеет знак плюс и синглетное состояние превалирует над триплетным, не верен.

$$\sqrt{r^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{y}$$

Отличны от нуля элементы матрицы рассеяния M_{ss} , $M_{11} = M_{-1,-1} = M_{00} = M_t$;

Для простоты ищутся параметры синглетного потенциала и величина отношения триплетного и синглетного потенциалов, которая предполагается одинаковой для вещественной и мнимой частей.

$$V_s = -(u + iw) e^{-\gamma^2 r^2}$$

$$V_t = \kappa V_s$$

Переход к величинам u_1 , w_1 , u_2 , w_2 дается соотношениями:

$$u_1 = \frac{u}{2} (1 - \kappa); \quad w_1 = \frac{w}{2} (1 - \kappa);$$

$$u_2 = \frac{u}{2} (3\kappa - 1); \quad w_2 = \frac{w}{2} (3\kappa - 1);$$

Для расчетов использовались формулы:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} |M_{ss}|^2 + \frac{1}{4} |M_t|^2;$$

$$M_{ss} = f_c(\theta) + f_c(\pi - \theta) + \frac{1}{ik} \sum_{\ell=0}^{2s} (2\ell + 1) (e^{i2(\delta_\ell^s + \Phi_\ell)} - e^{i2\Phi_\ell}) P_\ell(\cos\theta)$$

$$M_t = f_c(\theta) - f_c(\pi - \theta) + \frac{1}{ik} \sum_{\ell=1}^{2s} (2\ell + 1) (e^{i2(\delta_\ell^t + \Phi_\ell)} - e^{i2\Phi_\ell}) P_\ell(\cos\theta)$$

$$f(\theta) = -\frac{n}{k(1 - \cos\theta)} e^{-in \ln \frac{1}{2}(1 - \cos\theta)};$$

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{k^2} \left\{ \sum_{\ell=0}^{2s} (2\ell + 1) [|1 - e^{i2\delta_\ell}|^2 + 1 - |e^{i2\delta_\ell}|^2] \right\} + \frac{1}{4} \frac{2\pi}{k^2} \left\{ \sum_{\ell=1}^{2s} (2\ell + 1) [|1 - e^{i2\delta_\ell}|^2 + 1 - |e^{i2\delta_\ell}|^2] \right\}$$

$$\sigma_{in} = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{2s} (2\ell + 1) (1 - |e^{i2\delta_\ell}|^2) + \frac{1}{4} \frac{2\pi}{k^2} \sum_{\ell=1}^{2s} (2\ell + 1) (1 - |e^{i2\delta_\ell}|^2)$$

2. Рассчитывается оптическая модель с учетом зависимости комплексного показателя преломления от спиновых состояний. Учет кулоновского взаимодействия проводится так же, как в работе ¹⁷. Для того, чтобы ограничиться наименьшим числом параметров используется также простейшая зависимость комплексного показателя преломления от спинового состояния. Показатели

преломления для синглетного и триплетного состояний берутся с гауссовской зависимостью от расстояния в виде

$$K_s = (A + iB) \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)$$

$$K_t = \kappa (A + iB) \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)$$

Величина a связана со среднеквадратичным радиусом взаимодействия соотношением: $\sqrt{r^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} a$. Предполагая, что ядерный и электромагнитный формфакторы одинаковы, можно написать:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{1}{4} \left| -\frac{n}{2k\left(\frac{\theta}{2}\right)^2} \exp\left[-i2n\left(\ln\frac{\theta}{2} - c\right) - 2i\bar{\delta}_k\right] F(q) + \right. \\ & + ik \int_0^\infty (1 - \exp[2i\delta^s]) I_0(k\rho\theta) \rho d\rho \left. \right|^2 + \frac{1}{4} \left| -\frac{n}{2k\left(\frac{\theta}{2}\right)^2} \exp\left[-i2n\left(\ln\frac{\theta}{2} - c\right) - 2i\delta_k\right] F(q) + \right. \\ & \left. + ik \int_0^\infty (1 - \exp[2i\delta^t]) I_0(k\rho\theta) \rho d\rho \right|^2; \end{aligned}$$

Здесь

$$\bar{\delta}_k = n(\ln ka + 0,058), \quad \delta = \int \frac{K(r)}{\rho \sqrt{r^2 - \rho^2}} dr$$

$$F(q) = e^{-\left(\frac{ka\theta}{\sqrt{2}}\right)^2}, \quad n = \frac{e^2}{\pi \beta c}$$

где β — скорость налетающего протона в лабораторной системе, k — волновое число в с.д.м., $C = 0,577$ — постоянная Эйлера. Необходимо заметить, что при условии применимости оптической модели амплитуды для тождественных и нетождественных частиц сводятся к одному и тому же выражению. В расчете используется экспериментальное значение полного сечения взаимодействия и методом наименьших квадратов вычисляются параметры модели. В обеих схемах расчета для характеристики отклонения значений вычисленной кривой от экспериментальных точек определяется величина χ^2 . Среднее значение χ^2 равно $\chi^2 = n - m$, где n — число экспериментальных точек, m — число незафиксированных параметров модели.

Ошибки параметров, вычисленные по матрице ошибок, полученной методом линеаризации, не верны, если функция сильно нелинейна по параметрам в пределах их ошибок /ясно, что если ошибки малы, то условием линейности можно пользоваться/. Поэтому для оценки ошибок использовалась величина

χ^2 . Если подбираемая функция линейна относительно параметров, то при изменении одного из параметров на величину его ошибки от значения в минимуме и минимизации по всем остальным параметрам χ^2 возрастает на 1, при изменении на 2 ошибки χ^2 возрастает на 4 и т.д. В общем случае такая оценка может быть неверной. Однако подобной оценкой часто можно пользоваться и в нелинейном случае, так как условие линейности не является необходимым для ее применимости. Достаточным условием является возможность хорошей аппроксимации вторых производных подбираемой функции по параметрам первыми производными. Это же условие является необходимым для хорошей сходимости метода линеаризации, что выполнялось в нашем случае.

Результаты вычислений по этим двум схемам расчета сведены в таблицу II. В самом общем случае, когда не фиксируются все четыре параметра, существуют решения при $u > 0 (A > 0)$ и $u < 0 (A < 0)$ как для $\kappa < 1$, так и для $\kappa > 1$. В последнем случае $\kappa > 1$ параметры не удается оценить с какой-либо разумной точностью, поэтому эти решения не приведены. Вариант с $\kappa = 0$ /отсутствуют триплетные состояния/ отвергается по критерию χ^2 , так как $\chi^2 = 59,5$, при $\chi^2_{\text{кр}} = 8$.

Из расчетов следует, что рассеяние протона на протоне в рамках этих моделей нельзя описать без спина и вещественной части потенциала. Действительно, если не фиксировать в начальных данных σ_{tot} , то последующее вычисление его по параметрам наилучшей кривой приводит к значению, превышающему экспериментальное. Разница $\sigma_{\text{tot}}^{\text{вычисл.}} - \sigma_{\text{tot}}^{\text{экспер.}}$ составляет примерно тройную полную ошибку. В этом варианте дифференциальное сечение чисто ядерного рассеяния при угле 0° получается равным $151 \pm 11 / 146 \pm 9 / \text{мб/стер.}$

Варианты $\kappa = 1$ и $\kappa < 1$ при $u < 0 (A < 0)$ согласно критерию χ^2 неотличимы друг от друга. Действительно, χ^2 в этих вариантах отличается меньше, чем на единицу. В вариантах $\kappa = 1$ и $\kappa < 1$ при $u > 0 (A > 0)$ χ^2 различается на величину 1,3. Поэтому, если предположить, что истинное значение находится в области $0 \leq \kappa \leq 1$, то в случае $u > 0 (A > 0)$

$$\kappa = 0.24 + \frac{0.76}{-0.11}$$

При хорошей статистике, по-видимому, возможно было бы отличить этот

ТАБЛИЦА II^{x)}

Расчёт № 1	Расчёт № 2
σ_{tot} не зафиксировано $\alpha \equiv 1, u \equiv 0$ $\sqrt{z^2} = (1.19 \pm 0,04) 10^{-13} \text{ см}, \chi^2 = 3,87$ $W = (53,1 \pm 5,2) \text{ МэВ}$ $\sigma_{tot} = (48,3 \pm 1,8) \text{ мб}$	σ_{tot} не зафиксировано $\alpha \equiv 1, A=0, \sqrt{z^2} = (1.15 \pm 0,04) 10^{-13} \text{ см}$ $B = (0.554 \pm 0,056) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$ $\sigma_{tot} = (47,6 \pm 1,6) \text{ мб}$
$\alpha \equiv 1, u_{нач.} > 0$ $\sqrt{z^2} = (1.22 \pm 0,05) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ $u = (32,5 \pm 3) \text{ МэВ}$ $W = (34,6 \pm 5,6) \text{ МэВ}, \chi^2 = 7,6$	$\alpha \equiv 0,8, A_{нач.} > 0$ $\sqrt{z^2} = (1.15 \pm 0,04) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ $A = (0.348 \pm 0,049) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$ $B = (0.623 \pm 0,092) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1} \chi^2 = 5,76$
$\alpha \equiv 1, u_{нач.} < 0$ $\sqrt{z^2} = (1.15 \pm 0,04) 10^{-13} \text{ см}$ $u = (-26,1 \pm 4,2) \text{ МэВ}$ $W = (46,3 \pm 6,7) \text{ МэВ}, \chi^2 = 6,06$	$\alpha \equiv 1, A_{нач.} < 0$ $\sqrt{z^2} = (1.23 \pm 0,04) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ $A = (-0,350 \pm 0,029) 10^{14} \text{ см}^{-1}$ $B = (0.398 \pm 0,062) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1} \chi^2 = 6,96$
$\alpha_{нач.} < 1, u_{нач.} > 0$ $\alpha = (0,24 \pm 0,11), \sqrt{z^2} = (1,11 \pm 0,10) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ $u = (41,5 \pm 71,8) \text{ МэВ}$ $W = (138,8 \pm 89,0) \text{ МэВ} \chi^2 = 6,29$	$\alpha_{нач.} < 1, A_{нач.} > 0$ $\alpha = 0,28 \pm 0,18, \sqrt{z^2} = (1,14 \pm 0,11) 10^{-13} \text{ см}$ $A = (0,490 \pm 0,560) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$ $B = (1,36 \pm 1,09) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1} \chi^2 = 5,85$
$\alpha_{нач.} < 1, u_{нач.} < 0$ $\alpha = (0,29 \pm 0,28), \sqrt{z^2} = (1,11 \pm 0,08) 10^{-13} \text{ см}$ $u = (-48,7 \pm 19,5) \text{ МэВ}$ $W = (108,6 \pm 98) \text{ МэВ}, \chi^2 = 5,85$	$\alpha_{нач.} < 1, A_{нач.} < 0$ $\alpha = 0,34 \pm 0,29, \sqrt{z^2} = (1,12 \pm 0,07) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ $A = (-0,401 \pm 0,33) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$ $B = (1,25 \pm 0,99) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1} \chi^2 = 5,85$
$\alpha_{нач.} < 1, u \equiv 0$ $\alpha = 0,25 \pm 0,07; \sqrt{z^2} = (1,09 \pm 0,04) 10^{-13} \text{ см}$ $W = (144,8 \pm 28,8) \text{ МэВ}; \chi^2 = 6,15$	
$\alpha_{нач.} > 1, u \equiv 0$ $\alpha = 16,5 \pm 67,8; \sqrt{z^2} = (1,13 \pm 0,06) 10^{-13} \text{ см}$ $W = (4,3 \pm 18,0) \text{ МэВ}$	

x) Везде, кроме I ряда, задавалось $\sigma_{tot} = (41,5 \pm 1,0) \text{ мб}$.

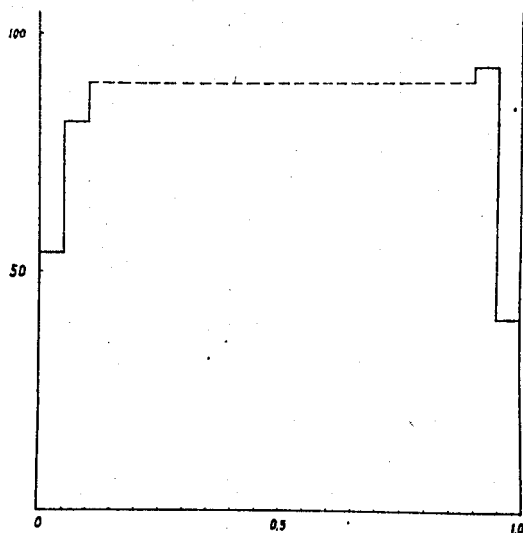
случай от случая $\kappa = 1$, $u > 0$ ($A > 0$). Однако, при нашей статистической точности это различие находится в пределах однократной ошибки. Это иллюстрируется рисунком № 3.

Расчет показывает, что эксперимент можно описать без предположения о присутствии вещественной части потенциала / $u = 0$ /. Как видно из таблицы 11, если $\kappa < 1$, то $\kappa = 0.25 \pm 0.07$. При $\kappa > 1$ наилучшее значение $\kappa = 16,5$ и определяется с большой погрешностью.

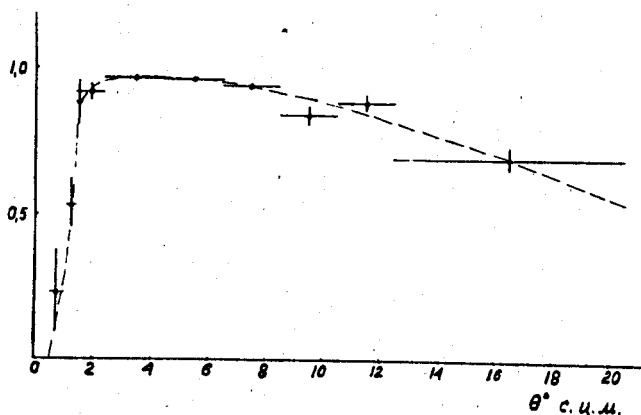
3. Проводился анализ, основанный на предположениях, использованных в работах^{/8/}. Предполагалось, что реальной частью амплитуды рассеяния и ее зависимостью от спина можно пренебречь и что амплитуда рассеяния не изменяет знака в интервале углов $0^\circ - 90^\circ$; пренебрегали также тождественностью частиц. При таком подходе из экспериментальных данных вычисляется $\beta_l = e^{2i\delta_l}$, где δ_l - фаза рассеяния.

Из условия унитарности $0 \leq \beta_l \leq 1$. Были вычислены все β_l до $l_{\max} = 22$. Наименьшее значение должно получаться для β_0 . Вычисленное значение $\beta_0 = +0,27$, и в этом смысле такое рассмотрение полученных экспериментальных данных не противоречит условию унитарности, хотя такой подход не согласуется с результатами вышеприведенных расчетов. Это обусловлено тем, что β_0 определяется с большой погрешностью, так как основной вклад в β_0 дает рассеяние на большие углы. Отсюда следует, что пользоваться критерием унитарности можно только при значительно более высоких точностях. Полное сечение p - p - взаимодействия получается равным

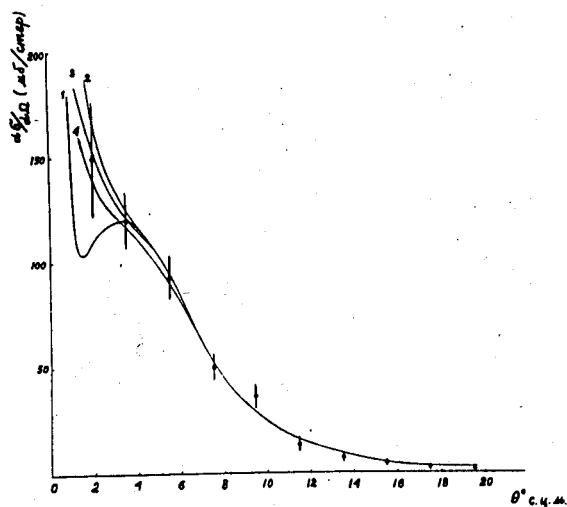
$\sigma_{tot} = 47,3$ мб, что согласуется с вышеприведенными расчетами. Ввиду малости вкладов первых фаз неопределенность полного сечения невелика. Парциальные сечения упругого и неупругого взаимодействия, полученные в расчете, приведены на рис. 4. Видно, что максимум парциальных вкладов наблюдается для упругого взаимодействия при $l = 5$ и для неупругого взаимодействия при $l = 8$. Как уже указывалось, основной вклад в первые фазы дает рассеяние на большие углы, где в эксперименте нет измерений, поэтому ошибки в вычислении первых фаз велики. Однако для β_l , например, ошибка уже не превышает 15%.



Р и с. 1. Распределение найденных двухлучевых звезд, похожих на упругое р-р рассеяние, по глубине слоев. По оси абсцисс отложено расстояние от стекла в единицах толщины слоя, по оси ординат - число событий.

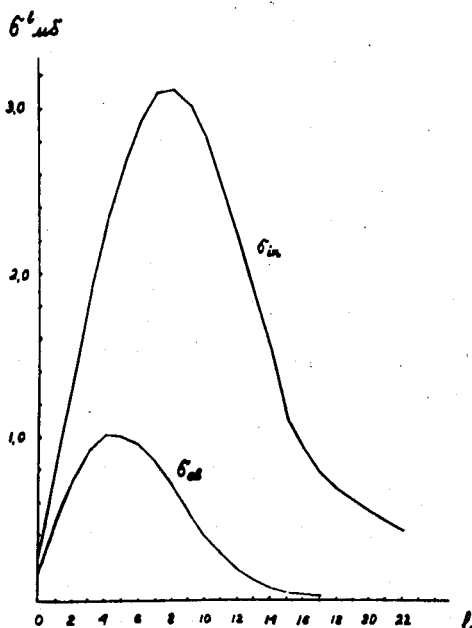


Р и с. 2. Зависимость эффективности нахождения случаев упругого р-р рассеяния при двукратном просмотре от угла рассеяния в с.ц.м.



Р и с. 3. Экспериментальное дифференциальное сечение и расчетные наилучшие кривые для вариантов:

1/ $\kappa = 1$,	$u > 0$
2/ $\kappa = 1$,	$u < 0$
3/ $\kappa = 1$,	$u = 0$
4/ $\kappa = 0,24$	$u > 0$



Р и с. 4. Парциальные сечения упругого и неупругого р-р -взаимодействия, полученные в предположениях работ /8/

В ы в о д ы :

1. Среднеквадратичный радиус p - p -взаимодействия независимо от всех рассмотренных моделей оказывался равным $\sqrt{r^2} = 1,15 \pm 0,05 / 10^{13}$ см.

2. Наблюдается расхождение на трехкратную ошибку экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных в предположении о том, что амплитуда рассеяния не зависит от спинов протонов и не содержит вещественной части. Сделана попытка объяснить это расхождение наличием взаимодействия спин-спин и присутствием вещественной части в амплитуде рассеяния. Если амплитуда рассеяния не зависит от спинов, то вещественная часть не превышает 0,5 от мнимой части. При этом вещественная часть амплитуды рассеяния принимает свое максимальное значение.

В предположении, что вещественная часть амплитуды рассеяния равна нулю, следует допустить различие взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях. Если взаимодействие в синглетном состоянии превышает взаимодействие в триплетном состоянии / $\kappa < 1$ /, то $\kappa = 0,25 \pm 0,07$, если реализуется обратный случай / $\kappa > 1$ /, то наилучшее значение $\kappa = 16,5$. При приближении κ к $1/\kappa^2$ возрастает на единицу уже при $\kappa = 6,5$. Статистика эксперимента не позволяет сделать вывод, чем вызвано наблюдаемое расхождение -вещественной частью амплитуды рассеяния или взаимодействием спин-спин.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В.И. Векслеру за постоянное внимание к работе, а также К.Д. Толстому за содействие в проведении работы.

Л и т е р а т у р а

1. В.Б. Любимов, П.К. Марков, Э.Н. Цыганов, Чжен Пу-ин, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ 37, 4, 910 /1959/
- П.К. Марков, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Б.А. Шахбазян ЖЭТФ, 38, 5, 1471 /1960/.
2. Y.K. Lim, J.E. Laby and V.D. Hopper. Suppl. Nuovo Cimento, 15, 382 (1960).
3. До Ин Себ, Л.Г. Кривенцова, С.И. Любомилов, М.Г. Шафранова. Материалы III Международной конференции по ядерной фотографии.

4. G. Von Dardel, D.H. Frisch, R.Mermod, R.H. Milburn, P.A. Piroque, M. Vivargent, G.Weber and K.Winter. Phys.Rev.Letters, 5, 333 (1960).
5. A. Amore, G. Cocconi, A.H. Duddens and A.M. Wetherell. Phys.Rev. Letters, 5, 576 (1960).
6. И.Н. Силин, Б.А. Шахбазян. Препринт ОИЯИ Д-616 /1960/.
7. H. Bethe. Ann. of Phys. 3, 190 (1958).
8. В.Г. Гришин, И.С. Саитов, И.В. Чувило. ЖЭТФ, 34, 1221 /1958/;
Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, В.Г. Гришин. ЖЭТФ 35, 311 /
/1958/.

Работа поступила в издательский отдел
16 июня 1961 г.