

0

A-35

494

12 +



С.А. Азимов, До Ин Себ, Л.Ф. Киряллова, Э.М. Хабибуллина,
Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Б.А. Шахбазян, А.А. Юлдашев

P-797

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНА
НА ПРОТОНЕ ПРИ ЭНЕРГИИ 2,8 БЭВ
ЖЭТФ, 1962, т.42, в.2, с. 430-434.

С.А.Азимов^{х)}, До Ин Себ, Л.Ф.Кириллова, Э.М. Хабибуллина,^{х)}
Э.Н. Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А. Шахбазян, А.А. Юлдашев^{х)}

R-797

1239/3 48

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНА
НА ПРОТОНЕ ПРИ ЭНЕРГИИ 2,8 БЭВ

Работа выполнена в Объединенном институте
ядерных исследований и Физико-техническом ин-
ституте АН Узбекской ССР.

Направлено в ЖЭТФ

х) Физико-технический институт АН Уз.ССР

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Изучение упругого рассеяния протонов на протонах при больших энергиях является одним из методов исследования ядерной структуры нуклона.

Однако, восстановление матрицы рассеяния из экспериментальных данных, даже при наличии полного набора опытов, является чрезвычайно сложной задачей ввиду того, что в рассеянии участвует большое число парциальных волн.

Так как при больших энергиях длина волны де-Бройля намного меньше области взаимодействия нуклонов, представляется возможным применение квазиклассического приближения, что облегчает анализ экспериментальных результатов и дает возможность получить сведения о некоторых характеристиках нуклона.

В настоящей работе изучалось упругое рассеяние протона на протоне при энергии $\sim 2,8$ Бэв методом фотоэмульсий.

П о с т а н о в к а о п ы т а

В работе были использованы две фотоэмульсионные камеры размерами $10 \times 10 \times 2$ см³, составленные из слоев эмульсии НИКФИ типа БР-400 М. Камеры были облучены на синхрофазотроне ОИЯИ внутренним пучком протонов перпендикулярно плоскости фотоэмульсионных слоев. Кинематические измерения событий упругого рассеяния протона на свободном протоне показали, что энергия первичных протонов на первой камере № 1 составляла 2,7 Бэв, на второй - № 2 - 2,9 Бэв.

На обеих камерах работа проводилась независимо идентичной методикой, разработанной в /1/.

Поиск событий упругого рассеяния проводился по площади на просмотровых микроскопах с увеличением $5 \times 1,5 \times 60 \times$ с иммерсионным объективом в центральной зоне эмульсионных слоев.

И з м е р е н и я и р е з у л ь т а т ы

В процессе выделения случаев упругого рассеяния на камере № 1 было установлено, что пучок падающих протонов не является монохроматическим. Ока-

залось, что некоторая доля случаев не удовлетворяет кинематике упругого рассеяния на 2,7 Бэв, но хорошо удовлетворяет кинематике при меньших энергиях.

При этом критерий импульс-угол медленного протона, слабо изменяющийся с энергией для упругого события и сильно изменяющийся для любых событий фона, и критерий компланарности достаточно надежно позволяют утверждать, что эти события являются именно упругим рассеянием на ядрах водорода.

С помощью измерения кинематики этих событий был построен энергетический спектр примеси в первичном пучке протонов.

Этот спектр приведен на рис. 1. Видно, что основная доля частиц в примеси имеет энергию $\sim 1,6$ Бэв.

Зная сечение упругого рассеяния при этой энергии ^{/2/}, мы оценили, что в пучке имеется $5,5\% \pm 1,6\%$ частиц меньшей энергии.

Падающий поток считался по всей площади просмотра. Он оказался равным $(2,48 \pm 0,07) \cdot 10^5$ частиц/см² на первой камере (частицы с энергией 2,7 Бэв) и $(2,60 \pm 0,08) \cdot 10^5$ частиц/см² на камере № 2.

Угловая полуширина пучка составляла $19'$. Для определения содержания водорода в эмульсии проиэ водились анализы на влажность и на содержание водорода в сухой эмульсии. Анализ на влажность проводился в ОИЯИ непосредственно после облучения, а содержание водорода в сухой эмульсии определялось в НИКФИ. В эмульсии камеры № 1 содержалось $(2,80 \pm 0,08) \cdot 10^{22}$ атомов водорода в 1 см³, в эмульсии камеры № 2 — $(2,82 \pm 0,08) \cdot 10^{22}$ атомов водорода в 1 см³.

Методика измерения кинематических параметров и критерии отбора случаев упругого рассеяния подробно описаны в работе ^{/1/}.

Точность измерения угла медленного протона составляла $\sim 1,5^{\circ}$, а быстрого $\sim 4'$. Это позволило свести вклад событий фона (квазиупругие и др.) до 0,5%. При этом случай считался событием упругого рассеяния, если он в пределах трехкратной ошибки удовлетворял критериям отбора.

В рез ультате оказалось, что критериям упругого рассеяния удовлетворяют 196 случаев на камере № 1 и 296 случаев на камере № 2.

Так как выяснилось, что вблизи поверхности эмульсионных слоев и у стекла

Т а б л и ц а 1

	$\theta_{с.ц.и.}$	2,5 ⁰ -4,5 ⁰	4,5 ⁰ -6,5 ⁰	6,5 ⁰ -8,5 ⁰	8,5 ⁰ -10,5 ⁰	10,5 ⁰ -12,5 ⁰	12,5 ⁰ -14,5 ⁰	14,5 ⁰ -16,5 ⁰	16,5 ⁰ -18,5 ⁰	18,5 ⁰ -20,5 ⁰
2,7 Бэв	$\varepsilon, \%$	91,5 ± 3,9	97,4 ± 2,0	98,1 ± 1,1	96,6 ± 1,8	96,8 ± 1,6	93,2 ± 3,0	91,7 ± 4,9	86,6 ± 4,1	71,0 ± 6,6
$\frac{d\delta}{d\Omega} \frac{мб}{стер.}$		53,0 ± 15,0	55,3 ± 11,8	59,8 ± 10,5	35,5 ± 7,2	24,2 ± 5,4	25,6 ± 5,2	13,1 ± 3,5	14,2 ± 3,6	13,5 ± 3,7
2,9 Бэв	$\varepsilon, \%$	95,7 ± 3,0	97,8 ± 1,5	98,1 ± 1,4	97,3 ± 1,5	97,1 ± 1,4	94,2 ± 2,2	92,9 ± 3,2	90,4 ± 5,3	83,1 ± 8,2
$\frac{d\delta}{d\Omega} \frac{мб}{стер.}$		72,5 ± 14,3	49,5 ± 9,4	42,5 ± 7,4	43,3 ± 6,7	28,0 ± 4,9	28,2 ± 4,9	21,3 ± 3,8	11,9 ± 2,7	9,8 ± 2,6
2,8 Бэв	$\frac{d\delta}{d\Omega} \frac{мб}{стер.}$	63,3 ± 10,3	51,7 ± 7,4	48,2 ± 6,1	39,7 ± 4,9	25,7 ± 3,6	26,9 ± 3,6	17,0 ± 2,6	12,9 ± 2,2	11,1 ± 2,2

эффективность просмотра падает, объем, находящийся в непроявленной эмульсии ближе, чем 20μ от стекла и от поверхности, был выброшен из рассмотрения. В таблице 1 приводится эффективность просмотра по интервалам углов в с.п.м. отдельно для камер № 1 и № 2. Через δ обозначена эффективность двукратного просмотра в процентах.

Эффективность просмотра вычислялась по всем отобраным для измерений случаям таким же способом, как в работе^{/1/}. При этом предполагалось, что эффективность просмотра одинакова для всех событий данного типа и постоянна по всему рабочему объему. Легко показать, что отступление от этих условий приводит к завышению эффективности просмотра. Однако при высокой эффективности, как это имеет место в нашем случае, эта методическая ошибка не может быть существенной.

Вследствие того, что эффективность просмотра для углов, больших $20,5^\circ$, в с.п.м. оказалось малой (70% - 50% и меньше), данные по дифференциальному сечению в этой области углов не приводятся.

Сечение упругого рассеяния в интервале углов от $2,5^\circ$ до $20,5^\circ$ получено равным на камере № 1 ($10,00 \pm 0,77$) мб., на камере № 2 - ($10,20 \pm 0,64$) мб.

Данные по дифференциальному сечению приводятся в таблице № 1 отдельно по камерам и объединенные (со средней энергией 2,8 Бэв).

Результаты и обсуждения

Полученные экспериментальные данные не согласуются с предположением о малости спинового взаимодействия и вещественной части фазовых сдвигов. Действительно, дифференциальное сечение под 0° , вычисленное по оптической теореме согласно полному сечению $\sigma_{tot} = (43,5 \pm 1,0)$ мб^{/3/}, получается равным ($41,7 \pm 1,9$) мб/стер. В то же время экспериментальные значения при углах $3,5^\circ$, $5,5^\circ$ и $7,5^\circ$ в системе центра масс составляют $63,3 \pm 10,3$, $51,7 \pm 7,4$ и $48,2 \pm 6,1$, соответственно. При этом кулоновское рассеяние мало уже при $3,5^\circ$.

Результаты опыта обрабатывались по схемам, приведенным в работах^{/4/ /5/}. В расчетах предполагается, что потенциал ядерных сил различен для синглетного и триплетного состояний, имеет гауссовское распределение в зависимости от расстояния. Для простоты считается, что отношение действительной части к мнимой одинаково для синглетного и триплетного потенциала

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

$$V_t = \kappa V_B .$$

В одном варианте расчета дифференциальное и полное сечение рассчитывается по вычисленным из заданного потенциала фазам с помощью выражений для элементов M -матрицы, в другом варианте используется оптическая модель, включающая кулоновское взаимодействие. Методом наименьших квадратов подбирается наилучшая кривая и соответствующие значения параметров κ , γ , u , w . Подгонка наилучшей кривой оценивалась методом χ^2 . Результаты расчета по обоим вариантам согласуются между собой, поэтому в дальнейшем приводятся результаты, полученные по схеме расчета, использующего элементы M -матрицы.

Расчет показывает, что модель с $u = 0$ и $\kappa = 1$ с заданным полным сечением $\sigma_{tot} = (43,5 \pm 10)$ мб не проходит по критерию χ^2 ($\chi^2 = 16,71$ при $\chi^2 = 8$). Если не задавать σ_{tot} , то $\chi^2 = 7,71$, но при этом σ_{tot} получается равным $(52,6 \pm 2,2)$ мб. Видно, что разница σ_{tot} вычисл. - σ_{tot} эксп. выходит за 3,7 полных ошибки. Если κ положить равным 1, то из опыта определяется величина реальной части потенциала с довольно малой ошибкой ($u = (-40,0 \pm 6,5)$ Мэв или $u = (38,7 \pm 4,9)$ Мэв), однако, ничего нельзя сказать о ее знаке. При этом величина мнимой части потенциала равна $w = (32,7 \pm 7,0)$ Мэв или $(52,3 \pm 12,1)$ Мэв. Существуют также решения с $\kappa < 1$ для $u > 0$ и $u < 0$:

$$\kappa = 0,19 \pm 0,06 \quad \text{и} \quad \kappa = 0,13 \pm 0,04 \quad \text{соответственно.}$$

В области $\kappa > 1$ параметры не удается определить с разумной точностью. Детальный расчет показывает, что для однозначного объяснения явного превышения экспериментальных точек под малыми углами над "оптической" точкой необходим более богатый статистический материал.

Среднеквадратичный радиус, связанный с параметром соотношением $\sqrt{r^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\gamma}$, оказывается для различных моделей примерно одинаковым и равным $(1,06 \pm 0,10) f$. Представляло интерес обработать по предложенной схеме расчета экспериментальные данные^{/8/} по упругому p - p -рассеянию на малые углы при энергии 3 Бэв. Расчет показал, что модель с $\kappa = 1$ и $u \neq 0$ проходит по критерию χ^2 ($\chi^2 = 15,7$ $\bar{\chi}^2 = 15$), при этом величина реальной части потенциала оказывается равной $u = (-73,0 \pm 65,8)$ Мэв, т.е. отличается от нуля на

значение одной ошибки. Минимая часть потенциала равна $w = (227,8 \pm 146,0)$ Мэв. Среднеквадратичный радиус взаимодействия равен $(0,75 \pm 0,11) f$, что в пределах двойной ошибки совместимо с нашим результатом.

Был проведен также обсчет объединенных данных нашей работы и работы /6/ для эффективной энергии 2,9 Бэв. Модель с $\kappa = 1$ и $u = 0$ приводит к значению $\sigma_{tot} = (48,6 \pm 0,93)$ мб при $\sigma_{tot} = (42,5 \pm 1)$ мб для 2,9 Бэв, т.е. разница между ними выходит за пределы трехкратной полной ошибки.

Модель $\kappa = 1$ и $u \neq 0$ с заданным полным сечением не проходит по χ^2 : $\chi^2 = 31,0$ при $\bar{\chi}^2 = 24$. Это свидетельствует о том, что необходимо допустить $\kappa \neq 1$. Действительно, при $\kappa < 1$ имеется решение, удовлетворяющее экспериментальным данным $\kappa = 0,18 \pm 0,04$, $u = (4,1 \pm 42,8)$ Мэв, $w = (333,4 \pm 112,8)$ Мэв. Существует также решение при $u = 0$, $\kappa = 0,18 \pm 0,04$, $w = (334,2 \pm 113,3)$ Мэв. Таким образом, этот расчет показывает, что необходимо допустить различие полных сечений в синглетном и триплетном состоянии. Малая величина вещественной части потенциала в сочетании с малой величиной спин-орбитального взаимодействия при высоких энергиях /4/ качественно объясняет малую величину поляризации в р-р-взаимодействиях при 2,85 Бэв, полученную в /7/.

Обращает на себя внимание тот факт, что данные по упругому р-р-рассеянию при различных энергиях в интервале (2,8-8,5) Бэв, отложенные на графике $\frac{1}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ (q - поперечный импульс, k - волновое число), не ложатся на одну кривую. Величина $\frac{1}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ (q) убывает с возрастанием энергии при всех значениях q и особенно быстро для больших q (рис. 2). Это говорит о том, что в этой области энергий оптические характеристики протон-протонного взаимодействия изменяются.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность В.И.Векслеру за полезные обсуждения и И.Н.Силину за проведение расчетов на электронно-вычислительной машине "М-20", а также коллективу лаборантов, принимавших участие в просмотре и измерениях.

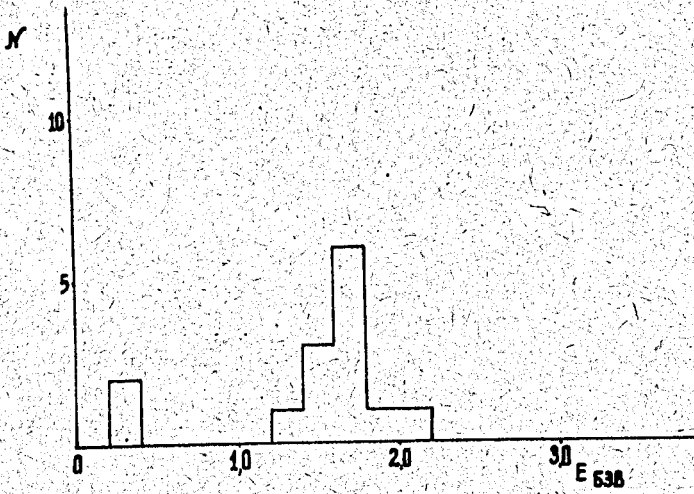


Рис. 1. Энергетический спектр примеси в первичном пучке протонов на камере № 1.

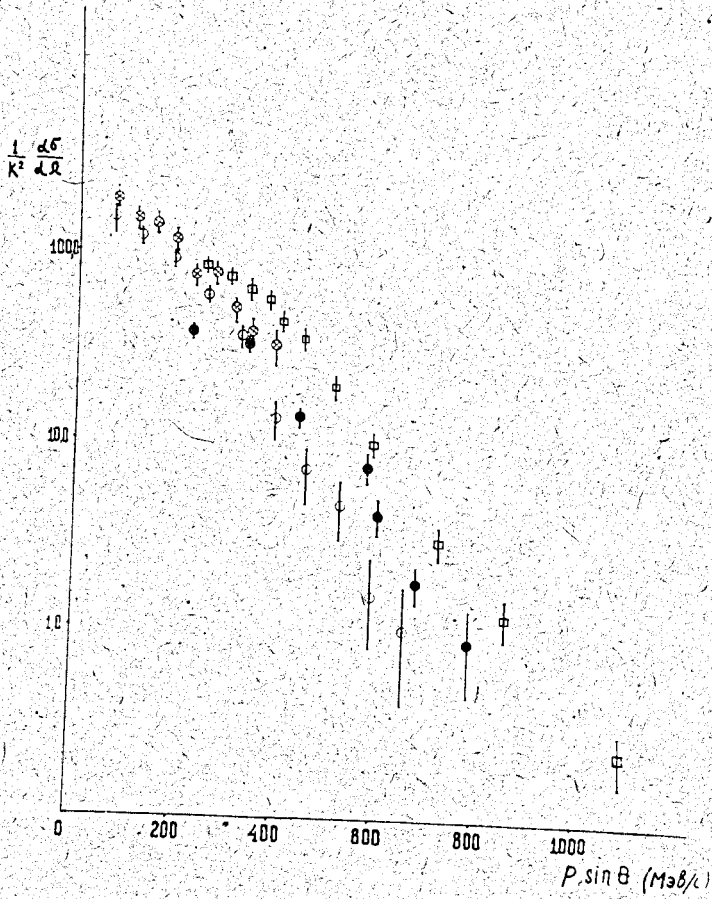


Рис. 2. Данные по упругому p-p-рассеянию при различных энергиях, отложенные на графике

$\frac{1}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} - q$ (q - поперечный импульс)

⊙ - данные настоящей работы (2,8 Бэв)

□ - данные работы на 2,85 Бэв /7/

● - данные работы на 6,2 Бэв /8/

○ - данные работы на 8,5 Бэв /5/

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. W.V. Fowler, R.D. Shutt, A.M. Thorndike, and W.L. Whittemore. Phys. Rev. 103, 1479 (1956).
3. M.J. Longo, J.A. Helland, W.N. Hess, B.J. Moyer and V. Perez-Mendez. Phys. Rev. Lett. 3, 568 (1959).
4. И.Н. Силин, Б.А. Шахбазян. Препринт ОИЯИ Д-616, 1960.
5. 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. ЖЭТФ (в печати).
6. W.M. Preston, Richard Wilson, and J.C. Street. Phys. Rev. 118, 579 (1960).
7. G. Smith, H. Courant, E. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, and H. Taft.
Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 203.
8. B. Cork, W.A. Wenzel, C.W. Causey. Phys. Rev. 107, 856 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 сентября 1961 года.