

0
-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P - 339

В.Б. Любимов, П.К. Марков, Э.Н. Цыганов, Чжен Пу-ин,
М.Г. Шафранова

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
ПРОТОНА НА ПРОТОНЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,5 БЭВ
ис. э. г. р., 1959, т. 37, в. 4, с. 910-916.

Дубна 1959 год

P - 339

В.Б. Любимов, П.К. Марков, Э.Н. Цыганов, Чжен Пу-ин,
М.Г. Шафранова

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
ПРОТОНА НА ПРОТОНЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,5 БЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

В работе исследуется упругое p - p -рассеяние при энергии 8,5 Бэв методом фотоэмульсий. Использована геометрия облучения, при которой поток падающих протонов направлен перпендикулярно плоскости фотоэмульсии. Найдено 66 случаев упругого рассеяния. Вклад случаев рассеяния на квазисвободных протонах и других событий фона составляет $\sim 2\%$. Сечение упругого рассеяния равно $(8,4 \pm 1,1)$ мб. Получено дифференциальное сечение до $2,5^\circ$ в с.д.м. Вблизи 0° оно оказывается больше, чем можно ожидать из модели чисто поглощающего протона.

В в е д е н и е

Изучение упругого рассеяния частиц большой энергии является удобным методом исследования их структуры. Оптическая модель, впервые примененная для анализа рассеяния нейтронов на ядрах [1], широко используется для анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию π -мезонов и протонов на нуклонах при энергиях 1 Бэв и выше [2 - 10]. В последнее время ряд авторов [11 - 19], используя некоторые упрощающие предположения, провели фазовый анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию π -мезонов и протонов на протонах при различных энергиях. Показано, что имеющиеся экспериментальные результаты можно объяснить почти полностью дифракционным рассеянием.

Изучение упругого рассеяния π -мезонов и протонов больших энергий на нуклонах встречается с рядом экспериментальных трудностей. Во-первых, мало сечение /5 - 10 мб/, во-вторых, соответствующие опыты требуют регистрации очень малых углов рассеяния / $\sim 1^\circ$ в л.с./. В то же время в работах [2 - 9, 20] наблюдаются пропуски случаев рассеяния на углы до 5° в л.с. В работе [21] дифференциальное сечение измерялось, начиная с угла 2° в л.с. / $E = 6.15$ Мэв/. В-третьих, в работах с фотоэмульсиями трудно выделять случаи рассеяния на протонах, связанных в ядре [2, 3, 5], так как это требует большой точности в измерениях углов.

В данной работе сделана попытка обойти эти трудности.

П о с т а н о в к а о п ы т а

В работе изучается упругое рассеяние протонов на протонах при энергии 8,5 Бэв методом фотоэмульсий. Обычно для поиска подобных событий применяется просмотр вдоль следа. Однако, при таком способе поиска случаи рассеяния на малые углы регистрируются с плохой эффективностью [2]. Особенно это относится к событиям, плоскость рассеяния которых составляет большой угол с плоскостью фотоэмульсии [6]. Азимутальная асимметрия наблюдается также при просмотре по площади в случае облучения параллельно плоскости эмульсии [22]. Из оценок по оптической модели следует, что почти все

рассеяние при энергии 8,5 Бэв сосредоточено в углах $< 3^\circ$ в л.с. Поэтому обычный просмотр вдоль следа внесет значительные искажения в результат. Кроме того, скорость набора статистики очень мала.

Для изучения упругого рассеяния при $E = 8,5$ Бэв методом фотоэмульсий, выгодно направить пучок протонов перпендикулярно плоскости эмульсионных слоев и просмотр производить по площади. Так как протон отдачи^{х/} в большинстве случаев имеет небольшой импульс и направлен почти перпендикулярно к падающему протону, то есть в данном случае лежит практически в плоскости фотоэмульсии, эффективность нахождения интересующих нас событий оказывается высокой и не зависит от азимутального угла. Плотность потока при перпендикулярном облучении может быть увеличена в несколько раз по сравнению с плотностью, используемой при параллельном облучении [23]. Это повышает скорость набора статистики. Кроме того, при такой геометрии оказалось возможным измерять угол рассеянного протона с большой точностью $\sim 3'$.

Перечисленные преимущества такой методики являются существенными, и нам кажется, что эта методика с успехом может быть использована и при несколько больших энергиях.

Настоящая работа выполнена на камере размером $10 \times 10 \times 2$ см³ из слоев эмульсии типа НИКФИ-БР толщиной 400 м, облученной внутренним пучком протонов с энергией 8,5 Бэв синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований. Пучок был перпендикулярен плоскости фотоэмульсионных слоев. Были сделаны анализы на содержание водорода в контрольных слоях. Оказалось, что в 1 см³ облучаемой эмульсии содержалось $2,90 \pm 0,06 \cdot 10^{22}$ атомов водорода.

Просмотр по площади производился с увеличением 630 X в центральной части слоя размером (2×2) см². Средняя плотность потока в этой зоне была равна $1,97 \pm 0,05 \cdot 10^5$ частиц/см². Всего было просмотрено 1,53 см³.

Для определения эффективности нахождения интересующих нас событий и надежности результатов вся площадь была просмотрена дважды. Найдено около 9000 звезд, из них двухлучевых - 451. Из двухлучевых отбирались звезды,

х/ Мы условно будем называть протоном отдачи протон, летящий под большим углом, а рассеянным - летящий под меньшим углом к направлению первичной частицы.

по внешнему виду похожие на упругое p - p -рассеяние. Эти события были разбиты на две группы.

1. Случаи с "черным" протоном отдачи / $\gamma/\gamma_{min} > 4, \gamma_{min} \approx 40$ зерен/100 μ /
2. Случаи с "серым" протоном отдачи / $4 \geq \gamma/\gamma_{min} > 2$ /.

Эффективность нахождения при первичном просмотре оказалась равной для событий первой группы /68,7 \pm 2,9/% и второй группы - /34,5 \pm 9/%. Для вторичного просмотра эти значения оказались равными /84,0 \pm 2,6/% и /56,5 \pm 12/%. Общая эффективность в результате двукратного просмотра оказалась равной /95 \pm 1/% и /71 \pm 9/% для событий первой и второй группы соответственно. Так как впоследствии оказалось, что подавляющее большинство найденных случаев /90%/ принадлежит к первой группе, то более подробно эффективность нахождения событий второй группы не исследовалась. При такой эффективности за 6 часов работы один наблюдатель просматривал в среднем 12 мм², что соответствует ~ 10 м следов первичных протонов.

Анализ найденных событий и методика измерений

Для выделения случаев упругого рассеяния на свободном водороде были использованы следующие критерии:

1. Соотношение между пробегом протона отдачи R и его углом с направлением первичного протона φ удовлетворяет кинематике упругого рассеяния.

2. Угол γ между плоскостями, проведёнными через направление первичного протона и направление вылета вторичных частиц, равен нулю /условие компланарности/.

3. Соотношение между пробегом протона отдачи R и углом ψ рассеянного протона с направлением первичной частицы удовлетворяет кинематике упругого рассеяния.

4. В точке рассеяния не должно быть явного ядра отдачи и β -электрона.

В случаях, когда протон отдачи не останавливается в камере, и его импульс, определенный по ионизационным измерениям, известен с большой ошибкой, при-

менялось соотношение между углом рассеянного протона и протона отдачи, выполняющееся для упругого рассеяния.

Пробег протона отдачи R измерялся с ошибкой не большей 5%.

Для определения угла протона отдачи необходимо знать его направление и направление первичной частицы. Так как угловая полуширина потока первичных частиц составляла $\sim 0,2^\circ$ /рис. 1/, то за направление падающей частицы выбиралось направление пучка. Для определения этого направления в заданной точке эмульсионного слоя по величине проекций пучковых частиц на оси X и Y в плоскости эмульсии измерялся их угол. Оси X и Y выбирались вдоль маркировочных линий /световая маркировка/, которые были параллельны с точностью $0,1^\circ - 0,2^\circ$. Измерения в данной точке сделаны на 37 слоях. Из-за искажений эмульсии эти измерения в различных слоях не давали одного и того же значения угла, а были распределены с полушириной около 1° . Среднее значение угла дает истинное направление пучка в заданной точке. Направление пучка было определено в 5 таких точках - по краям рабочей зоны и в середине. Эти значения совпали в пределах $0,2^\circ$. Основную ошибку в определении угла протона отдачи вносила неточность в измерении угла погружения. В среднем эта ошибка не превышает $1^\circ - 1,5^\circ$, за исключением случаев с коротким пробегом протона отдачи / $< 500 \mu$ /.

Измерения угла рассеянного протона ψ проводились двумя способами.

1. Измерялся угол между средним направлением пучковых частиц и рассеянным протоном. Этот способ в среднем давал точность порядка полуширины пучка, то есть $0,2^\circ$.

2. Вблизи акта рассеяния на расстоянии $20 - 30 \mu$, выбирался пучковый реперный след, не испытывавший взаимодействия. Для определения угла рассеяния ψ было проведено 4 измерения проекций расстояния между реперным следом и следом, испытывавшим рассеяние, на оси X и Y в плоскости фотоэмульсии. Два измерения проводились до акта рассеяния на базе $\sim 2000 \mu$ / через 5 пластинок/ и два - после, на такой же базе. Точность измерения проекций была $\sim 1 \mu$. Это позволило измерять угол рассеяния с точностью $2' - 3'$. При определении угла рассеяния ψ можно было пренебречь вкладом многократного рассеяния. Ошибка в определении толщины слоев была также мала. Для исключения случайных ошибок проводились одновременные независимые измерения отно-

сительно трех реперных следов.

Из этих измерений, зная направление протона отдачи, можно определить угол некомпланарности γ . Ошибка в величине γ определяется в основном ошибкой в измерении угла рассеянного протона ψ и зависит от величины этого угла. Так, для $\psi = 1^\circ$ $\Delta\gamma = 3^\circ$, если $\Delta\psi = 3'$.

Из 451 двухлучевых звезд были отброшены 170, как явно не соответствующие критериям отбора. В остальных случаях проводились измерения пробега R и угла протона отдачи φ . Все измерения дублировались. Затем были сделаны измерения угла рассеянного протона ψ первым способом. Они также дублировались. Для окончательного выделения случаев упругого рассеяния угол ψ измерялся вторым способом, то есть с точностью $2' - 3'$.

Выделение случаев рассеяния на свободных протонах

Можно попытаться оценить ожидаемый вклад квазиупругих случаев, которые будут зарегистрированы как рассеяние на свободном водороде. Известно [24 - 27], что распределение протонов в ядре по импульсам близко к виду

$$\mathcal{N}(|p|) dp_x dp_y dp_z = e^{-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{P_0^2}},$$

где P_0 соответствует энергии ~ 20 Мэв. Распределения проекций импульсов протонов на координатные оси /рис. 2/ будут иметь такой же вид. При этом P_0 соответствует энергии ~ 7 Мэв.

Рассмотрим, как влияет на кинематику упругого рассеяния каждая из трех составляющих импульса. Компонента импульса P_x влияет в основном на соотношение $R - \varphi$, P_y - на соотношение $R - \psi$, P_z нарушает компланарность. На рис. 3 показана зависимость угла протона отдачи φ от его импульса для упругого рассеяния протона при энергии 8,5 Бэв на протоне, имеющем импульс $P_x = 0, \pm 20$ Мэв/с, ± 42 Мэв/с. В интервалах $/0-20/ \frac{\text{Мэв}}{\text{с}}$ и $/0-42/ \frac{\text{Мэв}}{\text{с}}$ содержится соответственно 20% и 40% всех квазисвободных протонов. Из рисунка видно, что с имеющейся точностью измерений импульса /3%/ и угла протона отдачи $/1^\circ - 1,5^\circ/$ можно отделить не менее 80% всех случаев рассеяния на квазисвободных протонах. На рис. 4

приведена зависимость угла некомпланарности γ от импульса протона отдачи для двух значений P_z в случае, когда выполнен критерий $R - \varphi$. Видно, что по критерию компланарности можно отделить независимо $\sim 80\%$ оставшихся квазиупругих случаев. На рис. 5 приведена зависимость угла рассеянного протона от импульса протона отдачи для значений $P_y = 0, \pm 20$ Мэв/с. По этому критерию можно независимо отбросить также $\sim 80\%$ квазиупругих событий. Отсюда получается, что при имеющихся точностях измерений вклад квазиупругих событий в число выделенных случаев будет составлять $\sim 1\%$.

Для каждого измеряемого случая оценивались ошибки измерения и отбирались случаи, удовлетворяющие кинематике в пределах тройных ошибок. На рис. 6, 7, 8 приведены распределения этих случаев по $|\Delta\varphi|$, $\Gamma = \left| \frac{\gamma}{\Delta\gamma} \right|$ и $\Delta\psi$. Из рис. 6 получено, что среднеквадратичная ошибка в измерении угла ψ равна $\sim 1,5^\circ$. Из распределения отобранных случаев по Γ видно, что ошибки измерений углов некомпланарности оценены правильно.

На рис. 8 представлено распределение случаев по $|\Delta\psi|$. Для этой гистограммы отбирались случаи с останавливающимся протоном отдачи, удовлетворяющие кинематике по первым двум критериям в пределах тройной среднеквадратичной ошибки. На этом рисунке представлены и случаи рассеяния на квазисвободных протонах, имеющих импульс P_y , так как P_y не нарушает компланарности и довольно слабо нарушает критерий $R - \varphi$ /Рис. 9/. Значительная доля этих случаев попадает в область $|\Delta\psi| > 12'$, т.е. за тройную полуширину распределения/, где нет случаев рассеяния на свободных протонах. По числу таких событий можно оценить вклад рассеяния на квазисвободных протонах и других случаев фона в область $|\Delta\psi| \leq 12'$. Этот вклад оказывается равным $\sim 2\%$.

Результаты

Критериям отбора в пределах тройных среднеквадратичных ошибок удовлетворяют 66 случаев; из них только 2 имеют протон отдачи, вылетающий из эмульсионной камеры.

На рис. 10 построено угловое распределение в с.ц.м. для случаев с углом $< 6,3^\circ$. В области $0^\circ - 2,5^\circ$ наблюдается несколько меньшее число случаев, чем в соседних интервалах. Это обусловлено, вероятно, тем, что некоторая

доля событий с пробегом протона отдачи $R \leq 10 \mu$ пропускается при просмотре. Поэтому для интервала углов $0^\circ - 2,5^\circ$ введена поправка $3,4 \pm 1,2$ случая в предположении, что дифференциальное сечение в этом интервале равно среднему дифференциальному сечению в интервале $2,5^\circ - 6,3^\circ$. Расчеты показали, что вклад кулоновского взаимодействия в дифференциальное сечение в области углов больше $2,5^\circ$ пренебрежимо мал. Чтобы оценить влияние кулоновского рассеяния в интервале углов меньше $2,5^\circ$ нужна гораздо большая статистика.

На основе оценки вклада квазиупругих случаев, пропуска случаев рассеяния на малые углы и эффективности просмотра общее число случаев упругого рассеяния на свободных протонах оказывается равным $73,9 \pm 9,1$. Таким образом, сечение упругого взаимодействия получилось равным

$$\sigma_{el} = 18,4 \pm 1,1 / \text{мб.}$$

Согласно данным работы [29] сечение упругого рассеяния для $E = 9$ Бэв равно $10 \pm 4 / \text{мб.}$

На рис. 11 в виде гистограммы приведено дифференциальное сечение упругого р-р-рассеяния в с.д.м. Кривая 1 получена по результатам работы [19]. В этой работе используется оптическая модель, и для энергии первичного протона больше 5 Бэв коэффициент преломления считается равным единице, а зависимость коэффициента поглощения от радиуса взята из работы [18]. Кривая 2 рассчитана для модели чисто поглощающего диска с постоянным коэффициентом поглощения. При этом полное сечение протон-протонного взаимодействия принято равным 30 мб [30].

Полученное дифференциальное сечение, по-видимому, нельзя согласовать с моделью чисто поглощающего протона. По этой модели без учета спинов дифференциальное сечение под 0° получается из оптической теоремы:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{0^\circ} = \left(\frac{K\sigma_t}{4\pi} \right)^2,$$

где K - волновое число сталкивающихся протонов в с.д.м. и σ_t - полное сечение р-р взаимодействия. Для $\sigma_t = 30$ мб дифференциальное сечение под 0° оказывается равным 57 мб/стер., в то время как из рис. 11 видно, что в области близкой к 0° дифференциальное сечение значительно больше.

Согласие расчетов по оптической модели с экспериментальными результатами получается, если предположить, что коэффициент преломления не равен единице, то есть имеет место потенциальное рассеяние. Возможно, согласие

также получится, если предположить, что сечения взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях различны. Работа продолжается, более подробный анализ экспериментальных данных будет сделан после увеличения статистики.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность коллективу обслуживания синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований за облучение эмульсионной камеры и коллективу сектора обработки фотоэмульсий Лаборатории высоких энергий Объединенного института за химическую обработку фотоэмульсии. Авторы очень благодарны члену-корреспонденту АН СССР Д.И.Блохинцеву, академику В.И.Векслеру, М.Данышу, М.И.Подгоренскому и К.Д.Толстову за ценные замечания при обсуждениях и интерес к работе. Мы хотим поблагодарить также М.Ф.Родичеву за определение содержания водорода в сухой эмульсии, Л.Г.Кривенцову за определение влажности и удельного веса фотоэмульсии и группу лаборантов за просмотр и измерения.

Работа поступила в издательский отдел
16 апреля 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. S. Fernbach, R. Serber and T.B. Taylor Phys.Rev. 75, 1352 (1949).
2. W.D. Walker, Phys.Rev. 108, 872 (1957).
3. W.D. Walker and J. Crussard, Phys.Rev. 98, 1416 (1955).
W.D. Walker and J. Crussard, Phys.Rev. 104, 526 (1956).
4. G. Maenchen, W. Fowler, W. Powell and R. Wright Phys.Rev. 108, 850 (1957).
5. P.J. Duke, W.O. Lock, P.V. March, W.M. Gibson, R.Mc. Keaque, J.S. Hughes and H. Muirhead. Phil.Mag. 16, 877 (1955).
6. P.J. Duke, W.O. Lock, P.V. March, W.M. Gibson, J.G. Moewen, J.S. Hughes and H. Muirhead. Phil.Mag. 2, 204, (1956).
7. M. Chretien, J. Leitner, N.P. Samios, M. Schwartz, and J. Steinberger. Phys.Rev. 108, 383 (1957).

8. R. Cester, T.F. Heang and A. Kernan. Phys.Rev. 103, 1442 (1956).
9. W.B. Fowler, R.P. Shutt, A.M. Thorndike, W.L. Whittimore, V.T. Cocooni, E. Hart, M.M. Block, E.M. Hart, E.C. Fewler, J.D. Garrison, and T.W. Morris. Phys.Rev. 103, 1489 (1956).
10. R.M. Kalbach, J.J. Lord, and G.H. Tsao, Phys.Rev. Letters 2, 31 (1959).
11. С.З.Беленький, ЖЭТФ, 30, 983 /1956/.
С.З.Беленький, ЖЭТФ, 33, 1248 /1957/.
12. Daisuke Ito, Tetsuro Kobayashi, Miwae Yamazaki, and Shigeo Minami, Prog. Theor. Phys. 18, 264 (1957).
13. Daisuke Ito and Shigeo Minami, Prog.Theor.Phys. 14, 198(1955).
14. D.Ito, S. Minami and H. Tanaka, Nuovo Cimento 8, 135 (1958).
D. Ito, S. Minami and H. Tanaka, Nuovo Cimento 9, 208 (1958).
15. В.Г.Гришин, И.С.Саитов, ЖЭТФ: 33, 1051 /1957/.
16. В.Г.Гришин, И.С.Саитов, И.В.Чувило, ЖЭТФ, 34, 1221 /1958/.
17. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, В.Г.Гришин, ЖЭТФ: 35, 311, /1958/.
18. В.Г.Гришин, ЖЭТФ, 35, 501, №1958/.
19. В.С.Барашенков, Хуан Нянь-нин, ЖЭТФ, 36, 832 /1959/.
20. J.J. Lord, R.M. Kalbach, Y.B. Kim and C.H. Tsao, Bull.Phys. Soc., ser. II 2, 321 (1957).
21. B. Cork, W.A. Wenzel, C.W. Causey, Phys.Rev. 107, 859 (1957).
22. Л.С.Дулькова, Т.А.Романова, И.Б.Соколова, Л.В.Сухов, К.Д.Толстов, М.Г.Шафранова, ДАН, 107, 43 /1956/.
23. Н.А.Лонина, К.Д.Толстов, Э.Н.Цыганов, ПТЭ, 2, 37 /1956/.
24. J.B. Cladis, W.N. Hess and B.J. Moyer, Phys.Rev. 87, 425 (1952).
25. JOHN M. Wilcox and Burton J. Meyer, Phys.Rev. 99, 875(1955).
26. E.M. Henley, Phys.Rev. 85, 204 (1952).
27. J.G. McEwen, W.M. Gibson, P.J. Duke, Phil.Mag. 2, 231(1957).
28. W.H. Barkas, P.H. Barreti, P. Cüer, H. Heckman, F.M. Smith and H.K. Ticho, Nuovo Cimento, 8, 185 (1958).
29. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров, ДАН, 121, 617 /1958/.
30. В.С.Барашенков и Хуан Нянь-нин. Препринт ОИЯИ.

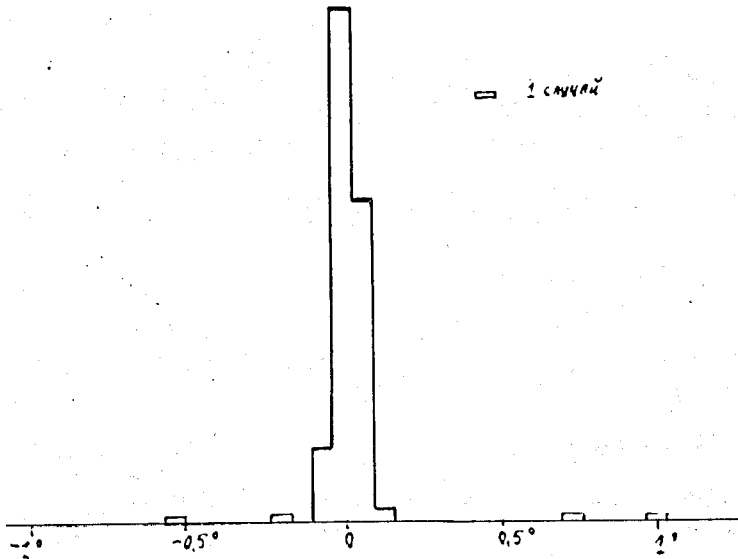


Рис. 1. Распределение проекций углов первичных протонов на произвольную плоскость, проходящую через ось пучка.

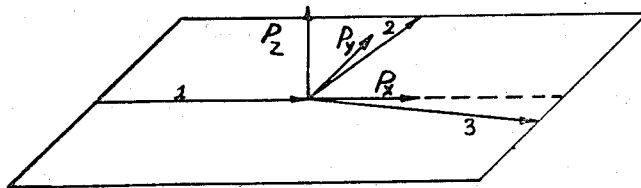


Рис. 2. Расположение слагающих импульса квазисвободных протонов по отношению к плоскости рассеяния. 1, 2, 3 - направления первичного и вторичных протонов.

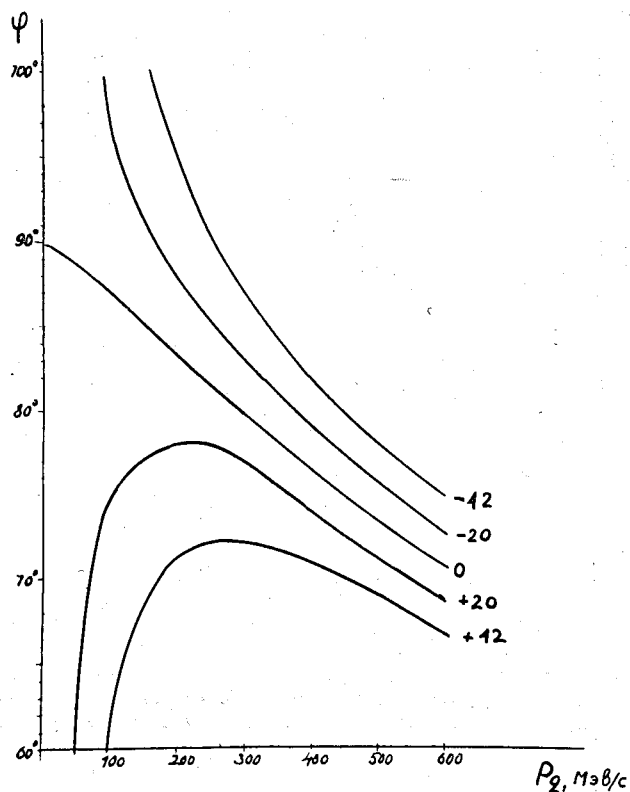


Рис. 3. Зависимость угла протона отдачи ψ /протон, рассеявшийся на больший угол/ от его импульса для различных значений слагающей импульса квазисвободного протона P_x /0, ± 20 Мэв/с, ± 42 Мэв/с/.

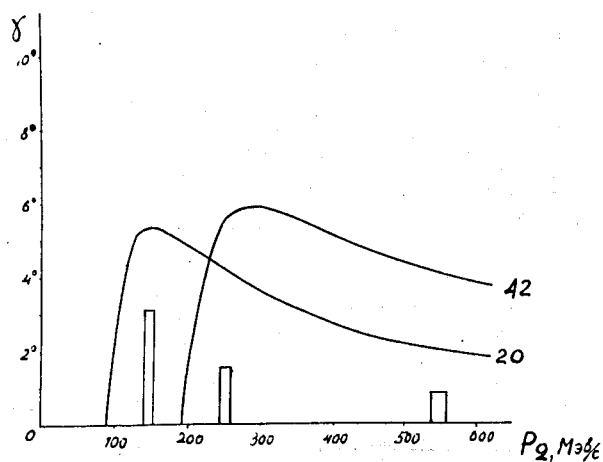


Рис. 4. Зависимость угла некомпланарности γ от импульса протона отдачи для значений слагающей импульса квазисвободного протона $P_z = 20$ Мэв/с и 42 Мэв/с. Прямоугольниками изображены экспериментальные ошибки.

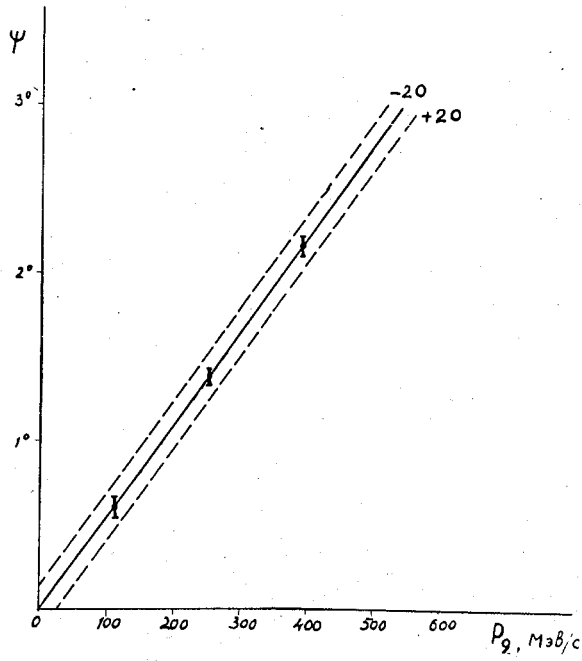


Рис. 5. Зависимость угла рассеянного протона ψ /протон, рассеявшийся на меньший угол/ от импульса протона отдачи для значений слагающих импульса квазисвободного протона $P_y = 0$ и ± 20 Мэв/с.

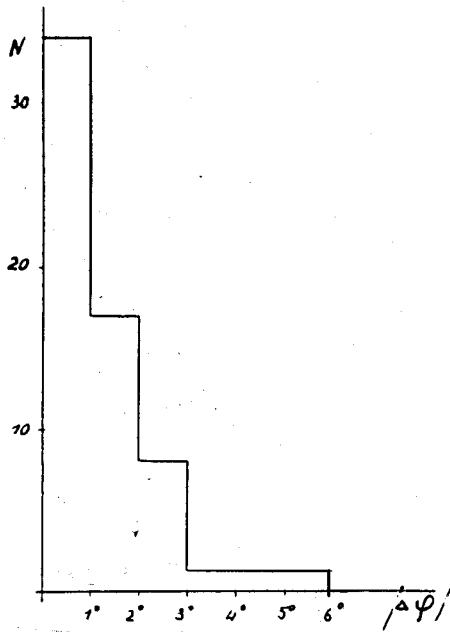


Рис. 6. Распределение случаев упругого рассеяния по $|\Delta\varphi|$. $\Delta\varphi$ — разность между измеренным углом протона отдачи и углом, который соответствует его пробегу по кинематике.

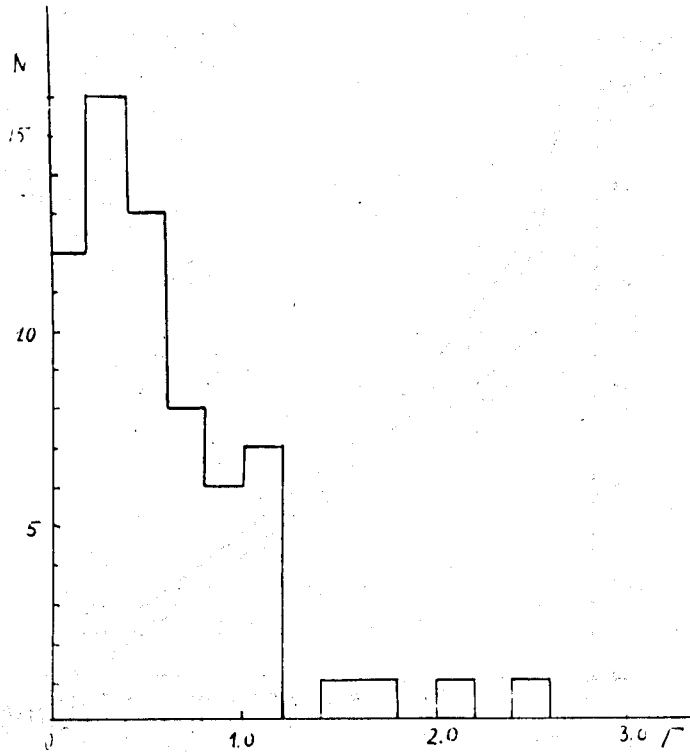


Рис. 7. Распределение случаев упругого рассеяния по Γ . $\Gamma = |\frac{\gamma}{\Delta\gamma}|$, где γ - угол некомпланарности, а $\Delta\gamma$ - его ошибка.

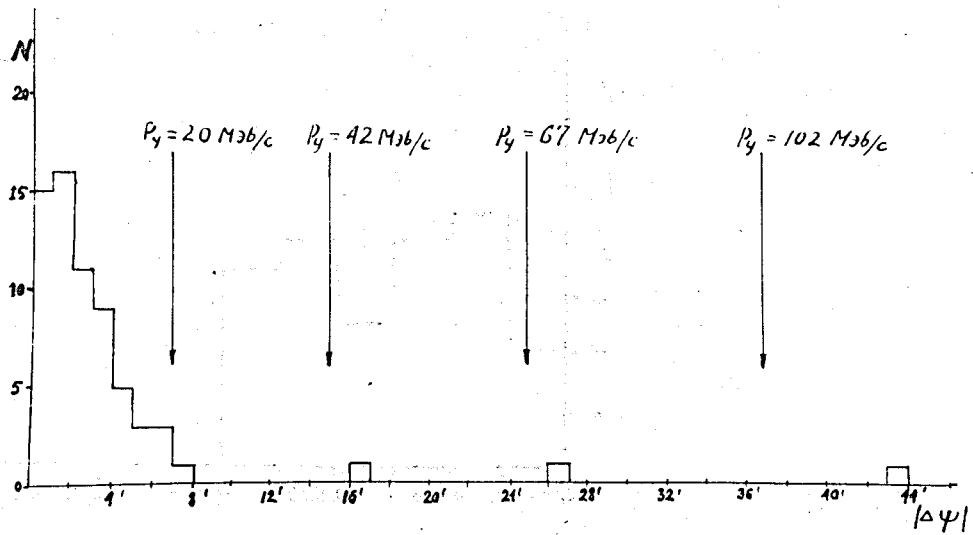


Рис. 8. Распределение случаев, отобранных по первым двум критериям / $R-\varphi$ и компланарность / по $|\Delta\Psi|$.

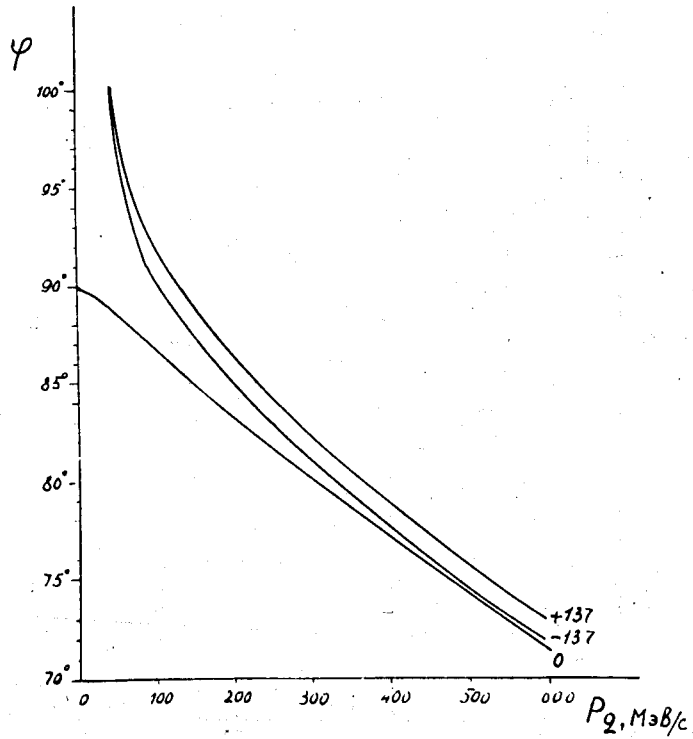


Рис. 9. Зависимость угла протона отдачи ψ от его импульса P_2 для значений слагающей импульса квазисвободного протона $P_y = 0, \pm 137$ Мэв/с.

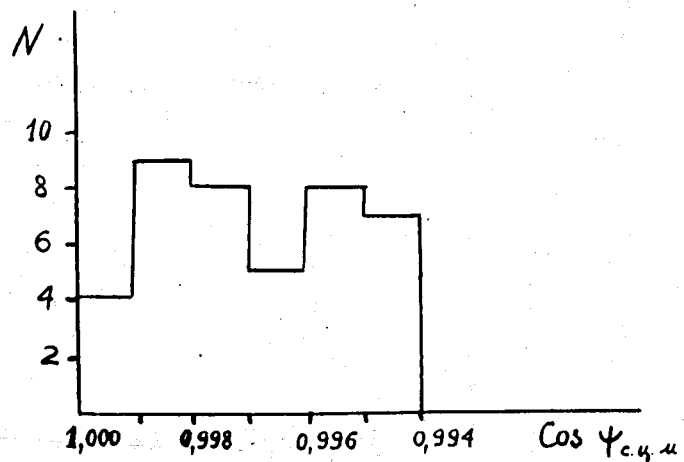


Рис. 10. Угловое распределение случаев упругого рассеяния для углов $< 6,3^\circ$ в с.д.м.

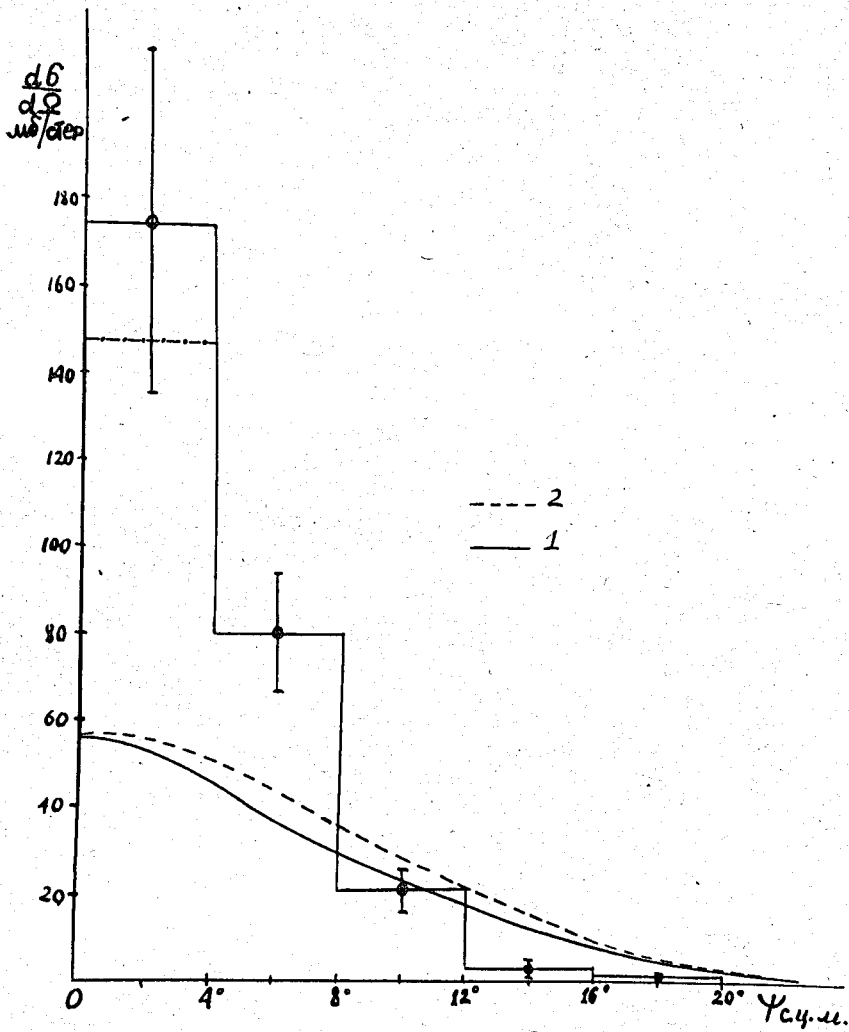


Рис. 11. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов с энергией 8,5 Бэв на протонах в с.д.м. Штрих-пунктирной линией в первом интервале указано дифференциальное сечение без поправки на пропуск случаев при малых углах. Кривые 1 и 2 рассчитаны по оптической модели для чисто поглощающего протона в различных предположениях о зависимости коэффициента поглощения от радиуса.