

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ

C 343

C-217

В.А. Свиридов

2634

МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОБЛАСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
КУЛОНОВСКОГО И ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЙ
В УПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРОТОНОВ С ПРОТОНАМИ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 2-10 ГЭВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1966

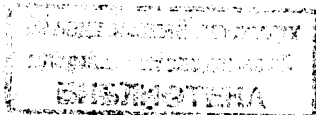
В.А. Свиридов

2634

3489/88

МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОБЛАСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
КУЛОНОВСКОГО И ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЙ
В УПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРОТОНОВ С ПРОТОНАМИ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 2-10 ГЭВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Важнейшим вопросом физики элементарных частиц является вопрос о применимости общих принципов локальной теории поля: лоренц-инвариантности, унитарности, микропричинности и др. Практически единственным экспериментально проверяемым следствием этих общих постулатов квантовой теории поля являются дисперсионные соотношения /1/. Для проверки дисперсионных соотношений необходимы измерения вещественной части амплитуды рассеяния. Проблеме измерения действительной части амплитуды упругого рассеяния протонов на протонах в области больших энергий (2-10 Гэв) и малых углов рассеяния посвящена реферируемая диссертация.

Метод исследования упругого рассеяния протонов на протонах в области малых углов и больших энергий

$$\underline{(E > 10^9 \text{ эв })}$$

Упругое рассеяние частиц на протонах можно изучать, регистрируя быструю рассеянную частицу или протон отдачи. В первом случае (если регистрируется только быстрая рассеянная частица) в области высоких энергий возникают принципиальные затруднения, связанные с уменьшением среднего угла рассеяния частиц. Известно, что средний переданный импульс \bar{P}_2 в упругом рассеянии частиц с увеличением энергии изменяется незначительно, поэтому средний угол рассеяния $\bar{\psi} \approx \frac{\bar{P}_2}{P_0}$ - уменьшается пропорционально импульсу рассеивающихся частиц (P_0). По этой причине уже при энергии 10^{12} эв большая часть сечения упругого рассеяния будет приходиться на интервал углов, не превышающий угловой разрешающей способности современного эксперимента ($\approx 0,25 \cdot 10^{-3}$ рад). Естественно, что если целью эксперимента является измерение вещественной части амплитуды рассеяния, то есть исследование области малых передач, где кулоновское и ядерное рассеяния сравнимы по величине и возможно наблюдение их интерференции, то этот предел наступает при существенно меньших энергиях. Например, для работающих сейчас в Брукхейвене /2/ или ЦЕРН e^{/3/} установок, состоящих из искровых камер или многосчетчиковых годоскопов, соединенных on-line - системами с вычислительными машинами и имеющих угловое разрешение $\approx 0,2$ мрад, интерференционные измерения в области энергий выше 100 Гэв становятся проблематичными.

Подобных ограничений не возникает, если упругое рассеяние исследуется по час-

тице отдачи. Однако при рассеянии на малый угол протон отдачи имеет малую энергию, и поэтому его скорость и направление вылета сильно искажаются веществом мишени, препятствуя выделению упругих случаев по кинематике.

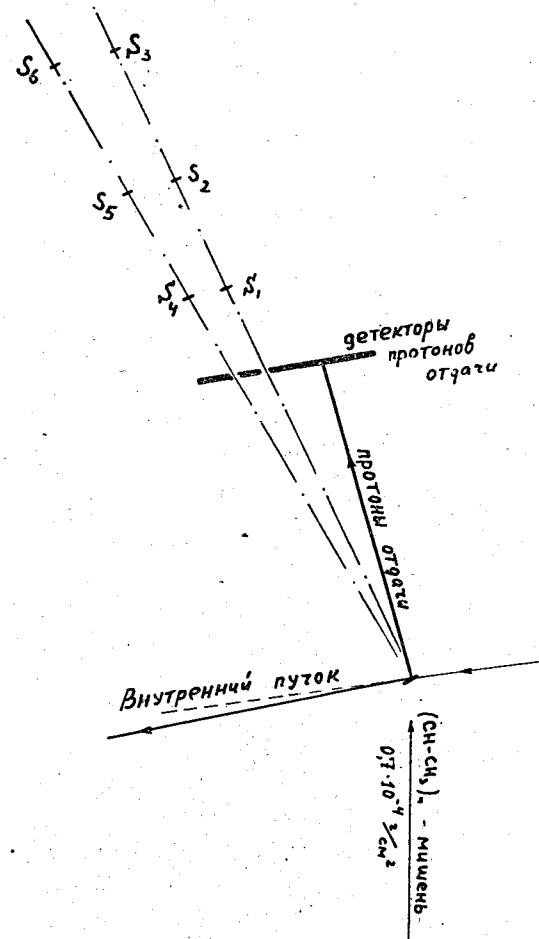
Каким образом можно устранить или свести к приемлемой величине рассеяние медленного протона отдачи веществом мишени, не уменьшая скорость набора статистики и не ухудшая фоновые условия? Мы использовали для этой цели свойство циклических ускорителей удерживать на орбите протоны, прошедшие через мишень, если потери энергии в ней не превышают величину, допустимую условием автофазировки. Во время экспозиции мишени магнитное поле синхрофазотрона поддерживалось с точностью до одного процента постоянным, поэтому в эти моменты времени он работал не как ускоритель, а как устройство для компенсации потерь энергии протонами на ионизацию в мишени и, главное, для возвращения на мишень протонов, прошедших через нее, но не испытавших в ней ядерного взаимодействия.

Благодаря реализации режима многократных проходов протонов через мишень, возможно существенное уменьшение ее размеров (мы использовали мишени, размер которых по направлению вылета протонов отдачи был порядка $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ г/см²). В результате значительно улучшается геометрия опыта; кулоновское рассеяние протонов отдачи в мишени сводится к минимуму — это позволяет изучать область малых переданных импульсов; ионизационные потери энергии протонами отдачи и вероятность взаимодействия их в мишени становятся пренебрежимо малыми; за счет многократных проходов значительно улучшается отношение эффекта к общему фону от ускорителя, практически отсутствовавшему в описываемых в диссертации экспериментах.

Эксперименты были осуществлены на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, который является ускорителем со слабой фокусировкой. Еще большие возможности для этого метода открываются при работе на ускорителях с жесткой фокусировкой. Меньший угловой разброс и меньшие размеры пучка по сравнению со слабофокусирующим ускорителем позволяют получить угловое разрешение по протону отдачи $\approx 10^{-4}$ рад и использовать мишени с плотностью $10^{17}-10^{18}$ протонов на см², исключив тем самым практически полностью рассеяние протона отдачи веществом мишени.

Схема эксперимента приведена на рисунке 1. Внутренний пучок протонов ускорителя несколько тысяч раз за цикл пересекает мишень из сополимера этилена с пропиленом $(\text{CH}-\text{CH}_2)_n$. Протоны отдачи весь путь от мишени до детекторов (фотоэмульсионные камеры) проходят в вакууме. Угловое разрешение эксперимента по протону отдачи составляет около $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ рад. Телескопы из сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2, S_3 и S_4, S_5, S_6 служат для целей мониторинга потока протонов, проходящих через мишень.

Описанию метода посвящены I и II главы диссертации. Во второй главе рассказано также о некоторых контрольных экспериментах. В частности, даны результаты опыта с



Р и с. 1

С х е м а э к с п е р и м е н т а

мишенью, не содержащей водорода. Они подтвердили, что возможный вклад в измеряемое сечение случаев "квазиупругого" ^{x/} рассеяния пренебрежимо мал ($0,002 \pm 0,017$).

^{x/} "Квазиупругими" рассеяниями здесь названы рассеяния протонов на нуклонах, входящих в состав ядра.

Измерена кратность прохождения пучка протонов ускорителя через мишень. Оказалось, что "эффективная длина" мишени около 2 см (истинная длина пути протона в мишени за одно прохождение около 10^{-4} см). Благодаря этому, время экспозиции на ускорителе не превышало 15 минут.

Для устранения влияния рассеянного магнитного поля ускорителя на медленные протоны отдачи были предприняты меры по экранировке его. Измерение напряженности и градиентов магнитного поля вдоль траекторий движения протонов отдачи позволило установить, что искажение магнитным полем траекторий движения протонов отдачи не может привести к ошибкам в дифференциальном сечении, большим чем 0,2%.

Мониторинг потока протонов, проходящих через мишень, осуществлялось по наведенной в мишени активности ядер C^{11} . Описание экспериментов, связанных с мониторингом, вынесено в приложение. В нем приведены: 1) результаты измерения сечения реакции $C^{12}(p, \alpha)C^{11}$ при энергии 9 Гэв

$$\sigma = (26,2 \pm 1,5) \text{ мб};$$

- 2) результаты измерения доли K_2 ядер C^{11} , диффундирующих из мишени вместе с газами, образующимися при разрушении протонами молекулы полимера ($K_2 = 0,12 \pm 0,02$);
 3) результаты оценки доли K_1 ядер C^{11} , покидающих тонкую мишень за счет приобретенного в реакции $C^{12}(p, \alpha)C^{11}$ импульса отдачи.

Результаты экспериментов

Результатам экспериментов посвящена III глава диссертации. Описаны 2 серии опытов. В 1 серии, проведенной в 1962-1963 годах /4-8/, мы исследовали упругое рассеяние протонов на протонах при энергиях 6 и 10 Гэв. Во второй серии экспериментов измерение сечения было произведено усовершенствованной аппаратурой при энергиях 2, 4, 6, 8 и 10 Гэв /9-14/.

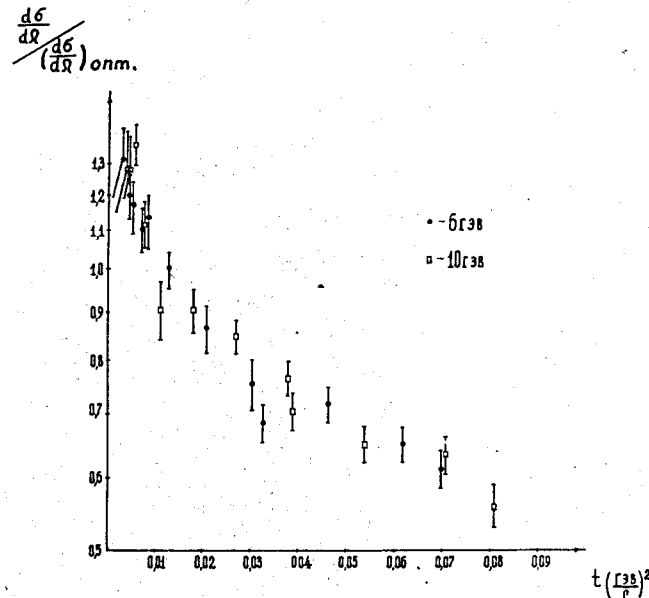
Анализ экспериментальных данных проводился по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\epsilon_0|^2 + |\epsilon_n|^2 + 2\epsilon_0(\epsilon_{nR} + 2\epsilon_{nI} \cdot \frac{1}{137\beta} \ln \frac{1,06}{ka\theta}). \quad (1)$$

Здесь ϵ_0 - амплитуда кулоновского рассеяния, ϵ_{nR} и ϵ_{nI} - вещественная и мнимая части ядерной амплитуды (в предположении, что триплетное и синглетное рассеяния одинаковы), β - скорость протона в лабораторной системе координат, θ -

угол рассеяния в с.д.м. k и a - волновое число протона в с.д.м. и его размеры.

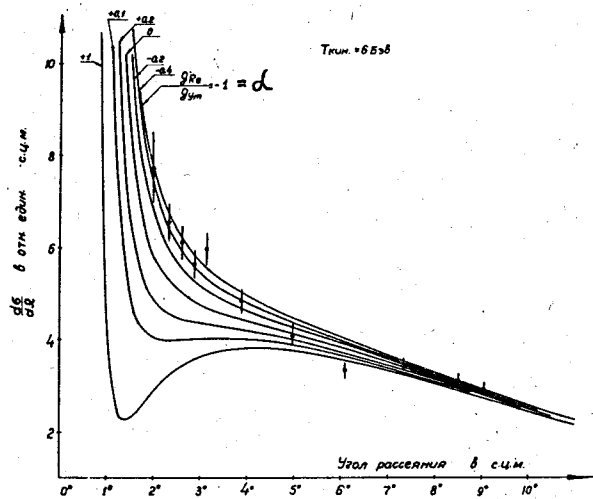
Формула (1) получена Бете /15/ в рамках нерелятивистской квантовой механики. Л. Соловьев /16/ произвел уточнение ее на основе релятивистской квантовой теории поля: отличие от формулы (1) состоит в том, что в разности фаз между кулоновским и ядерным рассеянием под знаком логарифма стоит величина $\frac{2}{\theta}$, а не $\frac{1,06}{ka\theta}$. Результаты анализа по обеим формулам отличаются незначительно (менее чем на ошибку измерения).



Р и с. 2

Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния на малые углы при энергиях 6 и 10 Гэв после вычитания чисто кулоновского сечения.

На рис. 2 представлены результаты измерения дифференциального сечения в I серии экспериментов /7/ при энергиях 6 и 10 Гэв (после вычитания чисто кулоновского сечения). В области малых углов сечение имеет поведение, характерное для конструктивной интерференции кулоновского и ядерного рассеяний. На рис. 3, опубликованном на конференции по ядерной структуре в Стэнфорде /6/, представлены данные по сечению pp -рассеяния при энергии 6 Гэв вместе с кривыми, рассчитанными по формуле (1) в разных предположениях о величине вещественной части амплитуды рассея-

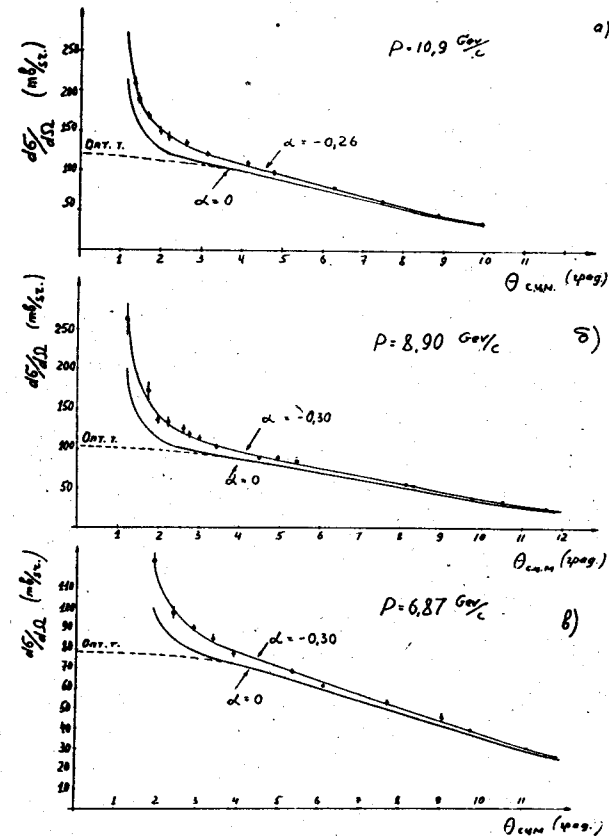


Р и с . 3

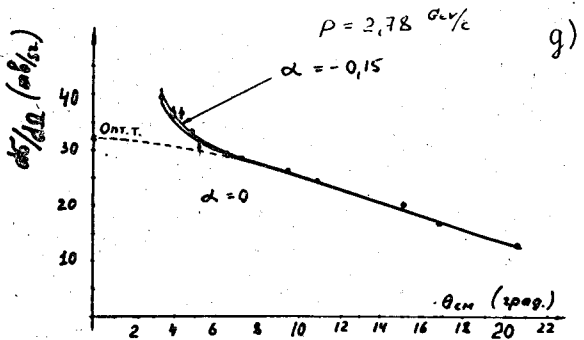
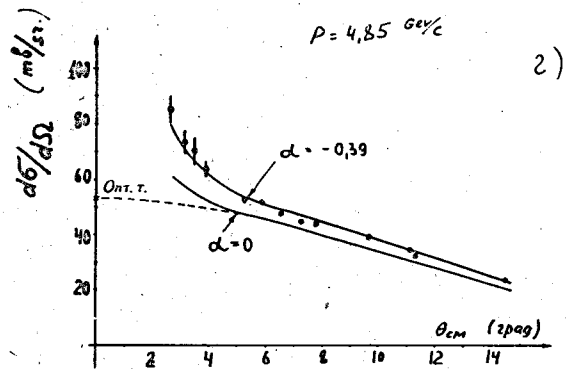
Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при энергии 6 Гэв. Кривые рассчитаны по формуле Бете в разных предположениях о величине вещественной части амплитуды рассеяния.

Нижние кривые соответствуют положительной вещественной части амплитуды рассеяния, верхние - отрицательной. Вычисленная из этих экспериментальных данных величина отношения вещественной части амплитуды рассеяния к мнимой ($\alpha = g_{NR} / g_{NI}$) равна $\alpha = -0,40 \pm 0,15$. Результаты измерения дифференциального сечения pp упругого рассеяния в интервале $0,002 \leq -t \leq 0,2 \text{ Gev}^2/c^2$ при энергиях 2, 4, 6, 8 и 10 Гэв представлены на рисунках 4 и 5. Статистическая точность для каждого углового интервала составляет (2,5 - 4)%, точность абсолютных измерений - (5 ÷ 7)%. Эти результаты получены из анализа около 150.000 случаев упругого рассеяния. Кривые на рисунках проведены по формуле Бете с указанными рядом с кривой значениями параметра α . Пунктирные кривые пересекают ось ординат в точке, вычисляемой по оптической теореме для случая чисто мнимой амплитуды рассеяния.

В таблице 1 приведены значения отношения вещественной части амплитуды pp -



Р и с . 4. Дифференциальное сечение pp -рассеяния при энергиях 10, 8 и 6 Гэв. Кривые проведены по формуле Бете. Значение отношения вещественной части амплитуды рассеяния к мнимой (α) указаны рядом с кривыми.



Р и с. 5. Дифференциальное сечение pp -рассеяния при энергиях 4 и 2 Гэв.

рассеяния к мнимой вблизи 0° для энергии 2, 4, 6, 8 и 10 Гэв. (вместе с критерием согласия гипотезы с экспериментальными данными - χ^2).

Т а б л и ц а 1

$E_{\text{кин.}}$ (Гэв)	$a = \varepsilon_{\text{нр}} / \varepsilon_{\text{ял}}$	χ^2	Число степеней свободы
10	$-0,26 \pm 0,05$	12	12
8	$-0,30 \pm 0,06$	22	14
6	$-0,30 \pm 0,06$	15	11
4	$-0,39 \pm 0,09$	14	12
2	$-0,15 \pm 0,07$	7	10

Таким образом, при всех энергиях экспериментальные данные хорошо описываются формулой (1) с отличной от нуля вещественной частью амплитуды рассеяния. Если же попытаться аппроксимировать их формулой (1) с равной нулю вещественной частью амплитуды, то величина χ^2 оказывается неразумно большой. Связанная с величиной χ^2 вероятность соответствия гипотезы $a = 0$ с экспериментом во всех случаях, кроме эксперимента при энергии 2 Гэв, оказывается меньше 10^{-4} .

Для иллюстрации вклада различных факторов в ошибку величины a приводится таблица 2. В качестве примера рассмотрен случай анализа pp -рассеяния при энергии 10 Гэв.

Т а б л и ц а 2

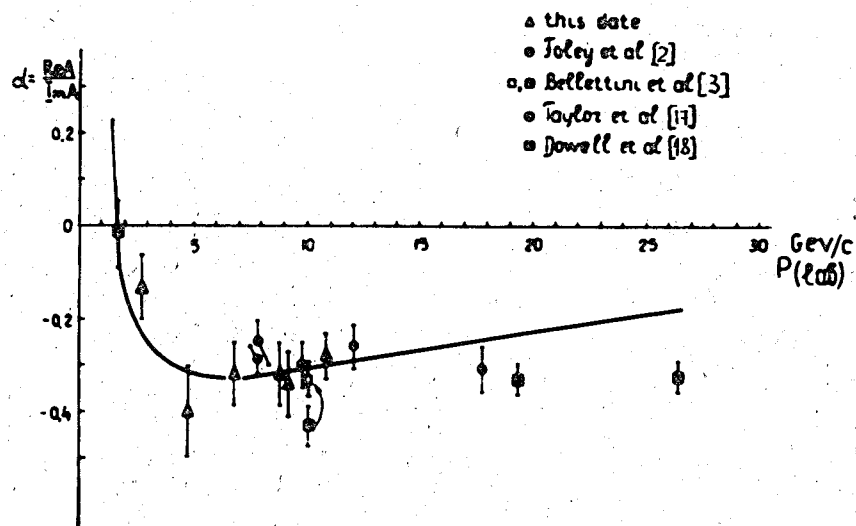
Ф а к т о р	Его вклад в абсолютную ошибку a
Относительная статистическая ошибка	0,017
Ошибка мониторинга	0,043
Ошибка в "оптической точке"	0,017
Ошибка в параметре наклона мнимой части амплитуды рассеяния	0,01
Неопределенность в знании формфактора (25%)	0,002
Неопределенность в знании фазового сдвига между кулоновским и ядерным рассеянием (25%)	0,007
Полная ошибка	0,052

В таблице 3 приведены значения параметра наклона кривых дифференциального сечения ядерного упругого pp -рассеяния $\frac{d}{dt} (\ln \frac{d\sigma}{dt})$ и радиус взаимодействия, вычисленный в рамках оптической модели.

Т а б л и ц а 3

$E_{\text{кин}}$ (ГэВ)	t (GeV^2/c^2)	$\frac{d}{dt} (\ln \frac{d\sigma}{dt})$ (c^2/GeV^2)	Радиус взаимодействия (fermi)
10	- 0,06	$9,16 \pm 0,37$	$1,20 \pm 0,02$
8	- 0,06	$9,40 \pm 0,30$	$1,21 \pm 0,02$
6	- 0,06	$9,14 \pm 0,35$	$1,19 \pm 0,02$
4	- 0,06	$7,80 \pm 0,44$	$1,10 \pm 0,03$
2	- 0,06	$7,60 \pm 0,43$	$1,09 \pm 0,03$

Обсуждение экспериментальных данных, попытки объяснения их иными, чем интерференция кулоновского и ядерного рассеяний, причинами, сравнение их с результатами других работ, сопоставление результатов эксперимента с расчетами по дисперсионным соотношениям, с асимптотическими соотношениями и т.д. — таково содержание III и IV глав диссертации. На рис. 6 представлены результаты измерения вещественной части амплитуды pp -рассеяния вместе с данными других авторов [2,3,17,18]. Кривая получена Зодингом [19] из дисперсионных соотношений.



Р и с. 6

Вещественная часть амплитуды pp -рассеяния. Кривая рассчитана Зодингом из дисперсионных соотношений [19].

ВЫВОДЫ

В основу диссертации положены результаты, представленные нами на конференциях в Женеве [4], в Стенфорде [6], в Дубне [11], в Оксфорде [14] и опубликованные в работах [5,7-10,12,13].

Основные выводы диссертации состоят в следующем:

1. Разработан метод измерения сечения упругого pp -рассеяния в области малых углов, основанный на использовании свойства циклических ускорителей удерживать на орбите частицы, прошедшие через мишень, если потери энергии в ней не превышают допустимой условием автофазировки величины. Поскольку измерение сечения основано на регистрации протона отдачи (а не рассеянной на малый угол частицы), метод не имеет ограничений по энергии сверху. Другими преимуществами его являются простота и большая скорость набора статистики. Метод может быть применен для измерения сечения рассеяния всех тех частиц, которые могут быть ускорены в циклических ускорителях или накоплены в накопительных кольцах.

2. В результате измерения описанным способом дифференциального сечения pp -рассеяния при энергиях 6 и 10 ГэВ [4-8] в области углов, где существенно кулоновское рассеяние, обнаружена конструктивная интерференция кулоновского и ядерного рассеяний. Показано, что амплитуда pp -рассеяния в области углов, близких к нулю градусов, содержит большую отрицательную вещественную часть ($\alpha \approx -0,3$); отрицательный знак ее означает, что она связана с силами, носящими, как и кулоновское взаимодействие 2-х протонов, характер отталкивания.

Обнаружение значительной вещественной части в амплитуде рассеяния изменило широко распространенные представления о почти мнимом характере амплитуды рассеяния вперед в области больших энергий.

3. Измерено дифференциальное сечение pp -рассеяния в интервале $0,002 < -t < 0,2 \text{ GeV}^2/c^2$ для энергий 2, 4, 6, 8 и 10 ГэВ [9-14]. Точность относительных измерений составляет (2,5-4)%, точность мониторингования — (5 ± 7)%. Изучена зависимость вещественной части амплитуды pp -рассеяния от энергии в интервале 2-10 ГэВ. Анализ полученных результатов показывает, что в исследуемой области энергий эксперимент согласуется с предсказаниями о величине вещественной части амплитуды рассеяния, следуемыми из дисперсионных соотношений.

Проведено сравнение экспериментальных данных с некоторыми теоретическими моделями.

4. В диссертации сообщены результаты ряда вспомогательных опытов, осуществленных при разработке метода, например:

а) измерено сечение реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$ при энергии 9 Гэв -
 $\sigma = (26,2 + 1,5)mb$;

б) измерены доли ядер C^{11} , теряемые тонкими мишенями, использованными в опытах, из-за диффузии образующихся при облучении газов и из-за получаемого в реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$ импульса отдачи.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. ГИФМЛ (1958).
2. K.J.Foley, R.S.Gilmore, P.S.Jones, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki, E.H.Willen, R.Yamada and L.C.L.Yuan. Phys.Rev.Lett., 14, 74 (1965).
3. G.Bellettini, G.Cocconi, A.N.Diddens, E.Lillethun, J.Pahl, J.P.Scanlon, J.Walters, A.M.Wetherell and P.Zanella. а) Phys. Letters, 14, 164 (1965); б) Phys. Letters, 19, 705 (1966).
4. B.Bekker, L.Kirillova, A.Nomofilov, V.Nikitin, V.Pantuev, L.Strunov, V.Sviridov, M.Khachaturlian, M.Shafranov. Proc. of Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, p. 582 (1962).
5. В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. а) ПТЭ 9, 18 (1963); б) Препринт ОИЯИ № 1084, Дубна, 1962.
6. V.G.Grishin. Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure (Stanford University Press, Stanford, 1964), p. 206.
7. Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г.Шафранова. а) ЖЭТФ 45, 1261 (1963); б) Препринт ОИЯИ, Д-1329, Дубна, 1963.
8. В.А. Никитин, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 46, 1608(1964).
9. Б.И. Беккер, В.С. Пантуев, В.А. Свиридов, М.Н. Хачатурян. а) ЖЭТФ 45, 1269 (1963); б) Препринт ОИЯИ Р-1358, Дубна, 1963.
10. Б.И. Беккер, В.С. Пантуев, В.А. Свиридов, М.Н. Хачатурян. ЖЭТФ, 46, 813 (1964).
11. Л. Кириллова, В. Никитин, А. Номофилов, В. Пантуев, В. Свиридов, И. Ситник, Л. Слепец, Л. Струнов, М. Хачатурян, Л. Христов, М. Шафранова, З. Корбел, Л. Роб, С. Дамянов, А. Златева, З. Златанов, В. Йорданов, К. Каназирский, Р. Марков, Т. Тодоров, Х. Чернев, Н. Далхажав, Д. Тувдендорж. Доклад на XII международной конференции по физике высоких энергий в Дубне (1964), т. 1, стр. 123, Атомиздат, 1966.
12. L.Kirillova, L.Khristov, V.Nikitin, M.Shafranov, L.Strunov, V.Sviridov, Z.Korbel, L.Rob, P.Markov, Kh. Tchernev, T.Todorov, A.Zlateva. а) Phys. Letters 13, 93 (1964); б) Preprint J.I.N.R., E-1817 Дубна, 1964.
13. Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, В.С. Пантуев, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Н. Хачатурян, Л.Г. Христов, М.Г. Шафранова, З. Корбел, Л. Роб, С. Дамянов, А. Златева, З. Златанов, В. Йорданов, Х. Каназарски, П. Марков, Т. Тодоров, Х. Чернев, Н. Далхажав, Д. Тувдендорж. а) Ядерная физика, т. 1, 533 (1965); б) Preprint, E-1820, Dubna, 1964.
14. а) Н. Далхажав, А. Златева, Л.Ф. Кириллова, З. Корбел, П. Марков, В.А. Никитин, Л. Роб, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, Т. Тувдендорж, Л. Христов, Х. Чернев, М.Г. Шафранова. 1) Препринт ОИЯИ, Р-2336, Дубна, 1965. 2) ЖЭТФ, 50, 76 (1966).

б) Kh. Chernev, N.Dalkhazhav, P.Devinski, M.Khachaturlian, L.Khristov, L.Kirillova, Z.Korbel, P.Markov, V.Nikitin, A.Nomofilov, V.Pantuev, L.Rob, M.Shafranov, L.Sitnik, L.Slepetz, L.Strunov, V.Sviridov, D.Tuvdendorzh, Z.Zlatanov, L.Zolin; 1) Preprint, E-2413, Dubna, 1965; 2) Report on the Oxford Intern. Conf. on Element. Part. (1965).

15. H.Bethe. Ann. of Phys., 3, 190 (1958).
16. L.D.Soloviev. Preprint, E-1992, Dubna, 1965.
17. A.E.Taylor, A.Ashmore, W.S.Chapman, D.F.Falia, W.H.Range, D.B.Scott, A.Astbury, E.Capocci and T.G.Walker. Phys. Lett., 14, 54 (1965).
18. J.D.Dowell, R.J.Hommer, Q.H.Khan, W.K. Mc. Farlane, J.S.C. Mc. Kee, and A.W. O'Dell. Phys. Letters, 12, 252 (1964).
19. P.Soding. Phys. Letters, 8, 286 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1966 г.