

1 - 10482

ПОТАШНИКОВА
Ирина Карловна

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
УПРУГОГО $\Pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, pp И $\bar{p}p$ РАССЕЙНИЯ
ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ
И ЭНЕРГИЯХ 40-45 ГэВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор Ю.М.КАЗАРИНОВ,
доктор физико-математических наук С.Б.НУРУШЕВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук А.Л.ЛКБИМОВ,
кандидат физико-математических наук Е.М.ЛЕВИН.

Ведущее предприятие:

Ереванский физический институт, Ереван.

Защита диссертации состоится " " 197 г.

в часов на заседании специализированного совета Д-56/3 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1977 г.

Ученый секретарь специализированного совета
кандидат физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния адронов является доступным и часто применяемым способом изучения сильных взаимодействий при высоких энергиях. Хотя некоторые детали амплитуды упругого рассеяния при этом теряются, все же информация, извлекаемая из дифференциальных сечений, остается достаточно богатой.

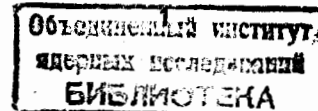
Особый интерес представляют исследования дифференциальных сечений в области энергий 40-50 ГэВ. Эта область энергий характерна тем, что вклады вторичных режеонов в амплитуду рассеяния уже малы и физические процессы определяются, в основном, свойствами полюса Померанчука, изучение которых представляется важным. С другой стороны, при достаточно высокой точности экспериментальных данных можно также выделить вклад вторичных режеонов и, проследив его изменение в широком интервале энергий, точнее определить характеристики этих режеонов. Область перенесенных импульсов $|t| = 1 + 2 (ГэВ/c)^2$, рассмотренная в диссертации, интересна тем, что позволяет также изучать режеоновые ветвления, которые существенны в этом интервале.

Реферлируемая диссертация посвящена определению дифференциальных сечений P_r, K_r, \bar{p}_r упругого рассеяния при $P_{\text{лаб.}} = 39 \text{ ГэВ/с}$ и P_r^+, K_r^+, p_r при $P_{\text{лаб.}} = 44,5 \text{ ГэВ/с}$. Эксперимент проводился на ускорителе ИФВЭ сотрудничеством ИФВЭ-Сакле-ОИЯИ-ИГЭФ. Следует отметить, что основной целью эксперимента являлось измерение поляризации $P_0^{1/}$ и параметра поворота спина $R^{2/}$ в упругом рассеянии адронов. Автором диссертации на основании материала, полученного в поляризационном эксперименте, были определены дифференциальные сечения рассеяния указанных выше реакций $^{3/}$ и проведен подробный анализ результатов в рамках теории комплексных моментов $^{4/}$.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Глава I. Постановка эксперимента

Экспериментальная установка $^{5/}$ позволяла измерять поляризацию P_0 , параметр поворота спина R и дифференциальные сечения одновременно. На рис. I показана та часть установки, которая предназначалась для измерения поляризации и дифференциальных сечений. Измерения проводились на поляризованной протонной мишени (ПМ). Несепарированный пучок заряженных частиц с фиксированным импульсом проходил через мониторинговую систему, которая позволяла определять интенсивность пучка (телескоп сцинтилляционных счетчиков



Г1-Г3), сорт частиц (газовые пороговые черенковские счетчики С1-С3) и направление движения частиц в пучке (годоскопы Г1-Г4). Рассеянные частицы регистрировались годоскопами Г5, Г6 в интервале $0,08 \leq |t| \leq 2,5$ (ГэВ/с)² с разрешением $0,02 \leq \Delta t \leq 0,1$ (ГэВ/с)², соответственно. Годоскопы Г7-Г9 регистрировали протоны отдачи в интервале азимутальных углов $\pm 16^\circ$.

В процессе накопления данных проводился кинематический анализ событий с помощью корреляционных матриц совпадений, которые отбирали события бинарного типа. Вся необходимая информация во время эксперимента накапливалась в малой вычислительной машине С11-90-10.

Экспериментальный материал, записанный на магнитные ленты, проходил первичный этап обработки, которая проводилась параллельно на ЭВМ IC-1906 в Серпухове и СДС-7600 в Сакле. Восстанавливались параметры траекторий падающей и рассеянной частиц, а также протона отдачи. Строились гистограммы распределений числа событий по величине отклонения измеренного угла отдачи (θ_p') от вычисленного значения угла (θ_p^T), отвечающего упругому рассеянию на неподвижном протоне. На рис. 2 приведены примеры таких гистограмм. Узкий пик на гистограммах образован событиями упругого рассеяния, а широкая подложка - квазипругим рассеянием на нуклонах ядер ПММ и неупругими процессами.

Детальный анализ показывает, что в области $|t| \leq 0,5$ (ГэВ/с)² главный вклад в подложку гистограмм при этом дает квазипругое рассеяние на связанных протонах ядер (ПММ). При $|t| \geq 1$ (ГэВ/с)² фон, в основном, определяется реакцией дифракционной диссоциации протонов мишени. В случае pp-рассеяния существенным является также фон от диссоциации налетающих частиц. Этот процесс формируется на гистограммах для pp-рассеяния максимум, сдвинутый вправо от упругого пика.

Для выделения случаев упругого рассеяния производились дополнительные измерения на безводородном эквиваленте мишени (рис. 2, пунктирная линия). Это позволило определить форму "подложки" под упругим пиком, вклад которой затем вычитался. Относительная нормировка числа событий, полученных при различных направлениях поляризации мишени и на безводородном эквиваленте, проводилась по "крыльям" гистограмм. Выполненные оценки показали, что при данной процедуре выделения упругих событий возможная примесь неупругого фона мала ($\leq 1\%$).

Глава II. Определение дифференциальных сечений^{3/3}

Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного пучка на неполяризованной мишени $d\sigma/dt$ определялось выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = c \frac{N_+(t) + f N_-(t)}{\Delta t \cdot \mathcal{E}(t)}, \quad (I)$$

где $N_+(t)/\Delta t$ и $N_-(t)/\Delta t$ - числа частиц, упруго рассеянных в единичный интервал Δt при положительном и отрицательном направлениях поляризации мишени, соответственно; $\mathcal{E}(t)$ - эффективность регистрации установки; c - коэффициент, определяющий абсолютную нормировку дифференциальных сечений; f - коэффициент относительной нормировки числа событий, полученных при различных ориентациях поляризации мишени.

Расчет эффективности регистрации установки проводился методом Монте-Карло. При этом учитывались следующие факторы:

1. Параметры пучка ($\Delta p/p$; горизонтальная и вертикальная расходимость, форма и размеры пучка).
2. Величина и форма магнитного поля, в котором находилась мишень.
3. Ионизационные потери, многократное рассеяние и поглощение протонов отдачи в веществе мишени и окружающих её конструкциях.
4. Размеры ячеек всех годоскопов.

Последний фактор особенно важен и приводит к "пилообразной" форме зависимости эффективности установки от t (рис. 3).

Абсолютная нормировка дифференциальных сечений проводилась путем экстраполяции $d\sigma/dt$ в точку $t = 0$ и сравнения со значением $\frac{d\sigma}{dt}/t=0$, вычисленным по оптической теореме. Найденные значения дифференциальных сечений показаны на рис. 4-9.

Проведенный анализ систематических погрешностей дифференциальных сечений показал, что основными источниками систематических ошибок являются:

1. Возможная неточность задания геометрических параметров установки при расчете эффективности регистрации. Это вызывает ошибку в определении $\mathcal{E}(t)$, которая при $|t| \geq 0,15$ (ГэВ/с)² не превышает 1% и резко возрастает с уменьшением $|t|$.
2. Неэффективность работы системы черенковских счетчиков, которая приводит к появлению систематической погрешности в величине наклона дифференциальных сечений pp- и Kp-рассеяния, составляющей не более 1%.

Таблица 1.

Параметры упругого рассеяния Π^{\pm} , K^{\pm} , \bar{p} и $\bar{p}r$ на протонах.

A	$\frac{A}{\text{мб}} / (\text{ГэВ}/c)^2$	$\frac{B}{\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$\frac{C}{\text{ГэВ}/c)^{-4}$	$\frac{D}{\text{ГэВ}/c)^{-6}$	$\frac{A'}{\text{мб}} / (\text{ГэВ}/c)^2$	$\frac{B'}{\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$\frac{C'}{\text{ГэВ}/c)^{-4}$	$\frac{D'}{\text{ГэВ}/c)^{-6}$	$\frac{B(0,2)}{(\text{ГэВ}/c)^{-2}}$	$\frac{\text{интервал } t}{(\text{ГэВ}/c)^2}$
Π^+p	$30,51 \pm 0,62$	$9,97 \pm 0,13$	$3,10 \pm 0,22$	$0,47 \pm 0,11$		$55,6 \pm 0,20$			$8,76 \pm 0,16$	$0,165 \pm 2,083$
	$28,03 \pm 0,32$	$9,38 \pm 0,05$	$2,07 \pm 0,05$			$83,5 \pm 0,20$				
Π^+p	$26,3 \pm 2,0$	$9,05 \pm 0,56$	$1,87 \pm 1,06$	$0,07 \pm 0,52$		$26,7 \pm 18$				$0,161 \pm 1,921$
	$26,1 \pm 1,1$	$8,98 \pm 0,23$	$1,73 \pm 0,25$			$27,0 \pm 18$			$8,23 \pm 0,25$	
K^+p	$22,70 \pm 1,44$	$9,40 \pm 0,42$	$3,05 \pm 0,73$	$0,41 \pm 0,32$		$22,5 \pm 13$				$0,165 \pm 1,967$
	$21,26 \pm 0,76$	$9,00 \pm 0,17$	$2,12 \pm 0,15$			$23,9 \pm 13$			$8,15 \pm 0,18$	
K^+p	$15,7 \pm 4,0$	$6,5 \pm 1,9$	$-2,0 \pm 4,1$	$-2,2 \pm 2,2$		$19,1 \pm 13$				$0,161 \pm 1,251$
	$19,0 \pm 2,5$	$8,0 \pm 0,7$	$1,4 \pm 0,8$			$19,9 \pm 13$			$7,44 \pm 0,76$	
$\bar{p}p$	110 ± 20	$13,9 \pm 1,5$	$6,4 \pm 3,4$	$1,0 \pm 2,1$		$10,7 \pm 11$				$0,165 \pm 1,243$
	103 ± 9	$13,2 \pm 0,5$	$4,8 \pm 0,6$			$11,1 \pm 11$			$11,28 \pm 0,55$	
pp	$84,8 \pm 3,5$	$11,42 \pm 0,35$	$3,92 \pm 0,92$	$2,13 \pm 0,71$	$(2,3 \pm 2,0) \times 10^{-5}$	$47,8 \pm 27$	$10,11 \pm 0,51$	$0,41 \pm 0,39$	$10,11 \pm 0,51$	$0,161 \pm 2,003$

4

3. Вклад неупругих процессов, которые не могут быть отделены от событий упругого рассеяния, что приводит к ошибке в величине $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ порядка 1%.

4. Вклад в "подложку" гистограмм от процессов дифракционной диссоциации свободных протонов в ПМ, что дает ошибку в относительной нормировке числа событий, полученных при различных направлениях поляризации мишени. Это приводит к ошибке в величине $\frac{d\sigma}{dt}(t)$, не превышающей, по оценкам, 0,1%.

В таблице 1 представлены результаты описания дифференциальных сечений $\Pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ и $\bar{p}p$ упругого рассеяния по формулам

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(bt + ct'), \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(bt + ct' + dt'') \quad (3)$$

и сечения $\bar{p}p$ упругого рассеяния по формуле

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(bt + ct' + dt'') + A' \exp(bt'). \quad (4)$$

Интересно отметить, что в области $|t| \geq 0,5$ (ГэВ/с)² полученные данные по мезон-нуклонному рассеянию допускают более простую степенную параметризацию t -зависимости дифференциальных сечений: $\frac{d\sigma}{dt} \sim |t|^{-\lambda}$, где $\lambda = 4,7$ для Π^+ -и $\lambda = 4$ для K^+ -рассеяния. В таблице 1 приведены также значения наклонов дифференциальных сечений, вычисленные при $t = -0,2$ (ГэВ/с)².

В таблице 2 даны полные сечения упругого рассеяния изучаемых реакций.

Таблица 2

	Π^+p	K^+p	$\bar{p}p$	Π^+p	K^+p	pp
σ_{el}	3,24	2,55	8,55	3,05	2,51	7,88
$\mu\text{бн}$	$\pm 0,08$	$\pm 0,27$	$\pm 1,81$	$\pm 0,20$	$\pm 0,91$	$\pm 0,40$

Глава III. Редкие-анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния адронов^{4/}

В третьей главе диссертации изучаются s - и t -зависимости дифференциальных сечений упругого рассеяния, на основании которых: 1) делается вывод о величине вклада вторичных реджеонов с отрицательной сигнатурой в амплитуду рассеяния и выясняются неко-

5

торые их свойства; 2) проверяются следствия гипотезы о кварковой структуре адронов; 3) изучаются свойства померонного вклада в амплитуду рассеяния.

1. Для оценки относительного вклада вторичных реджеонов в дифференциальные сечения определяется зависимость $\frac{\Delta(s,t)}{4(s,t)}$, где $\Delta(s,t)$ — разность сечений рассеяния частицы и античастицы на протоне. Анализ результатов проведенного эксперимента^{/3/} показывает, что эта величина для мезон-нуклонного рассеяния не превосходит 10% во всем интервале изучаемых переданных импульсов. В pp-рассеянии при $|t| > 0,8$ (ГэВ/с)² вклад вторичных реджеонов быстро растет с увеличением $|t|$, достигая величины, близкой к 100%.

Величина $\Delta(s,t)$ обращается в нуль в точках $t \approx -0,2$ (ГэВ/с)² и $t \approx -0,7$ (ГэВ/с)². Изменение знака разности дифференциальных сечений рассеяния частиц и античастиц в первой точке известно под названием "кросс-овер"-эффекта. В диссертации проведен анализ того, какую роль в этом явлении играют реджеонские ветвления. Для этого на основе существующих экспериментальных данных и результатов проведенного эксперимента^{/3/} получена эффективная траектория Редже $\alpha_{pp}(t)$, описывающая энергетическую зависимость $\Delta^p(s,t)$ (рис.10). Из рисунка видно, что зависимость $\alpha_{pp}(t)$ противоречит предположению о доминировании полюсного вклада в $\Delta(s,t)$. В то же время, проведенный расчет показал, что найденная зависимость согласуется с тем, что именно ветвления играют главную роль в "кросс-овер"-эффекте.

К такому же выводу приводит сравнение экспериментальных значений положения точки "кросс-овера" t_c с зависимостью $t_c(s)$, вычисленной в приближении эйконала (рис.11).

2. На основе гипотезы о кварковой структуре адронов получено соотношение для значений $\Delta(s,t)$ в процессах рассеяния П- и К-мезонов на протонах, которое имеет следующий вид:

$$\Delta^{KP}(s,t) = 2\Delta^p(s,t). \quad (5)$$

Результаты эксперимента^{/3/}, приведенные на рис.12, подтверждают справедливость этого соотношения.

3. Далее, в третьей главе, на основе существующих данных и результатов эксперимента^{/3/} изучается явление геометрического скейлинга (ГС)^{/6/}, обнаруженное впервые при энергиях ISR. Показано, что ГС для мезон-нуклонного рассеяния имеет место, на-

чиная с энергий ~ 40 ГэВ. Действительно, результаты проведенного эксперимента демонстрируют независимость от энергии функции

$\varphi(\sigma_{tot}, t) = \frac{d\sigma^{\pm}(s,t)}{dt} / \frac{d\sigma^{\pm}(s,0)}{dt}$ (рис.13). Кроме того, наши данные подтверждают универсальность функции $\varphi(\sigma_{tot}, t)$ для Пр- и Кр-рассеяния.

О наличии ГС при этих энергиях в мезон-нуклонном рассеянии свидетельствует также S-зависимость дифференциальных сечений Пр- и Кр-рассеяния при фиксированных значениях t (рис.14,15). Из рисунков видно, что экспериментальные данные согласуются с выполненными расчетами для энергетической зависимости $\frac{d\sigma^{\pm}(s)}{dt}(s)$ в предположении о существовании ГС. Отклонения от предсказаний ГС могут быть связаны с вкладом вторичных реджеонов в амплитуду рассеяния. Выполненные оценки, однако, показали, что эти отклонения в случае Пр- и Кр-рассеяния пренебрежимо малы.

В случае pp-рассеяния, как уже отмечалось, вклад вторичных реджеонов при $|t| \geq 0,8$ (ГэВ/с)² резко возрастает, поэтому ГС в этой области сильно нарушен (рис.16). Действительно, в pp-рассеянии при $|t| \approx 1,3+1,5$ (ГэВ/с)² померонная часть амплитуды обращается в нуль, поэтому вклад вторичных реджеонов здесь особенно велик, и наблюдается очень сильная зависимость дифференциального сечения от S.

Отсутствие такого явления в Пр- и Кр-рассеянии говорит о том, что померонная часть амплитуды упругого рассеяния в этих процессах не меняет знака вплоть до $t = -2$ (ГэВ/с)².

Заключение

1. При участии автора диссертации создана установка для изучения упругого рассеяния адронов на поляризованной протонной мишени. Установка позволяет проводить измерения поляризации, поворота спина и дифференциального сечения упругого рассеяния в интервале квадратов переданных импульсов $0,1 \leq |t| \leq 2,5$ (ГэВ/с)² в одном и том же эксперименте. При работе в несепарированных пучках установка дает возможность вести исследования с использованием всех компонентов пучка одновременно.

2. Методом Монте-Карло произведен расчет эффективности установки при регистрации случаев упругого рассеяния $\xi(t)$.

3. Сделан подробный анализ источников фона, возникающего от неупругих столкновений и квазиупругого рассеяния на нуклонах сложных ядер, содержащихся в ПМ. Показано при этом, что с учетом истинных параметров установки вклад фона в зарегистрированные

случаи упругого рассеяния пренебрежимо мал ($\leq 1\%$) по сравнению со статистическими ошибками.

4. Определены дифференциальные сечения упругого $P^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, pp -рассеяния при импульсе 44,5 ГэВ/с и $P^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, $\bar{p}p$ -рассеяния при импульсе 39 ГэВ/с. При этом впервые на этих энергиях получены данные в области больших передач $|t| \geq 1(\text{ГэВ}/c)^2$, где сечения упругого рассеяния составляют $10^{-30} - 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стерад}$. Анализ полученных результатов показал, что при энергии $\sim 40 \text{ ГэВ}$ зависимость $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ P^{\pm} и K^{\pm} -рассеяния в области $|t| > 0,6 (\text{ГэВ}/c)^2$ меняет свой характер: из экспоненциальной превращается в степенную $\frac{d\sigma}{dt} \sim |t|^{-\lambda}$, где $\lambda = 4,7$ и $4,0$ для P^{\pm} и K^{\pm} упругого рассеяния, соответственно, что ранее наблюдалось только при заметно более высоких энергиях ($\sim 200 \text{ ГэВ}$) и в более узком интервале $|t| \approx 0,5 - 1 (\text{ГэВ}/c)^2$.

5. На базе теории комплексных угловых моментов проведен анализ полученных данных по дифференциальным сечениям $P^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, pp и $\bar{p}p$ упругого рассеяния при импульсах 40-45 ГэВ/с. При этом показано, что:

а) вклад вторичных реджеонов с отрицательной сигнатурой (ρ, ω) в амплитуду P^{\pm} и K^{\pm} упругого рассеяния уже при 40 ГэВ/с в области до $|t| \approx 2 (\text{ГэВ}/c)^2$ не превышает 5-10%;

б) энергетическая зависимость вклада вторичных реджеонов с отрицательной сигнатурой указывает на наличие излома в эффективной траектории вторичных реджеонов $\alpha_{\rho, \omega}(t)$ при $t \approx t_c$, где t_c - координата точки, в которой наблюдается "кросс-овер"-эффект. Это свидетельствует в пользу того, что "кросс-овер"-эффект обусловлен деструктивной интерференцией вкладов полюса и ветвлений в амплитуду упругого рассеяния адронов протонами. На это же указывает и энергетическая зависимость $\epsilon_c(s)$.

6. Впервые показано, что геометрический скейлинг (ГС) в P^{\pm} и K^{\pm} упругом рассеянии имеет место в интервале до $|t| \approx 2(\text{ГэВ}/c)^2$, начиная с $s \sim 80 \text{ ГэВ}^2$. Проведенные оценки показали, что отклонения от ГС при этой энергии находятся в пределах экспериментальных ошибок.

а) Зависимость $\frac{d\sigma}{dt}(s,t) / \frac{d\sigma}{dt}(s,0)$ является универсальной функцией произведения ($\sigma_{tot} \cdot t$) при P^{\pm} и K^{\pm} -рассеянии, начиная с $P_{\text{лаб}} \approx 40 \text{ ГэВ}/c$.

б) В упругом pp -рассеянии при 40 ГэВ/с и $|t| \approx 1 (\text{ГэВ}/c)^2$ ГС резко нарушен, что объясняется взаимной компенсацией вкладов полюса и ветвлений в померонной части амплитуды и относительно

большим вкладом вторичных реджеонов.

в) Наличие ГС в P^{\pm} и K^{\pm} -рассеянии в интервале $|t| \leq 2(\text{ГэВ}/c)^2$ указывает на то, что в этих процессах минимум в зависимости дифференциальных сечений от t может появиться с ростом энергии лишь при $|t| > 2 (\text{ГэВ}/c)^2$.

7. Получены кварковые соотношения между разностями сечений упругого рассеяния частицы и античастицы в P^{\pm} и K^{\pm} -рассеянии, которые хорошо согласуются с результатами экспериментов при импульсах 40 ГэВ/с и 10,4 ГэВ/с.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах 3,4,5.

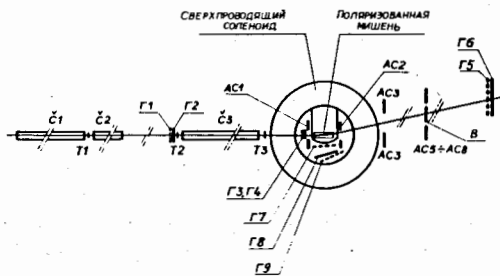


Рис. 1. Экспериментальная установка.

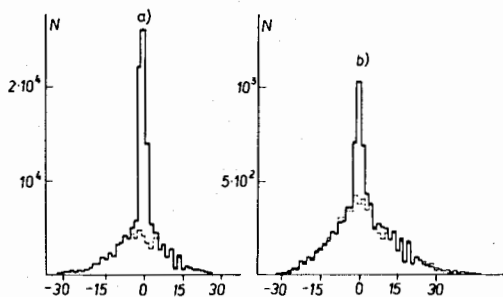


Рис. 2. Гистограммы распределения событий рассеяния для двух интервалов квадратов переданных импульсов: а) $0,32 \leq |t| < 0,38 (\text{ГэВ}/c)^2$; б) $1,0 \leq |t| < 1,14 (\text{ГэВ}/c)^2$. Сплошные и пунктирные линии показывают распределения событий по $\Delta \varphi_p = (\varphi_p^+ - \varphi_p^-)$ на поляризованной и фоновой мишенях.

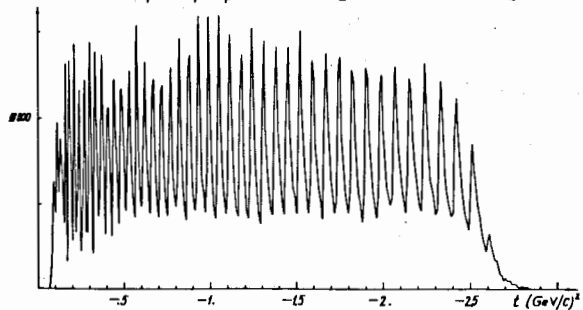


Рис. 3. Эффективность регистрации $\varepsilon(t)$, рассчитанная для $\Pi^+\Pi^-$ -рассеяния.

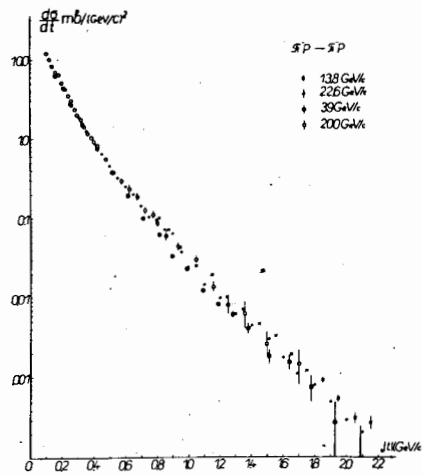


Рис. 4. Дифференциальное сечение $\Pi^+\Pi^-$ упругого рассеяния. ● - /3/; ✕, + - /7/; ○ - /8/.

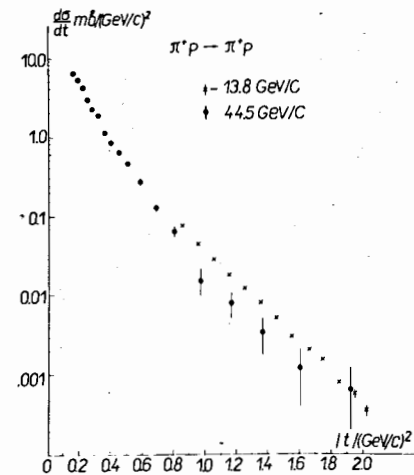


Рис. 5. Дифференциальное сечение $\Pi^+\Pi^-$ упругого рассеяния. ● - /3/; ✕ - /9/.

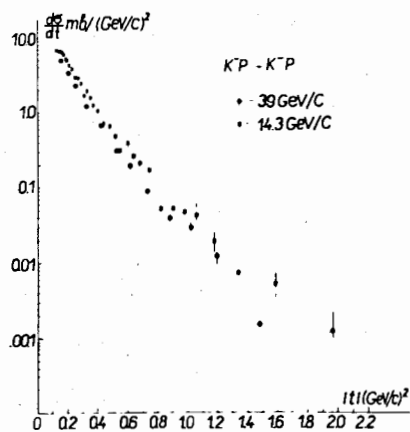


Рис. 6. Дифференциальное сечение K^+p упругого рассеяния. ● - /3/; ✕ - /10/.

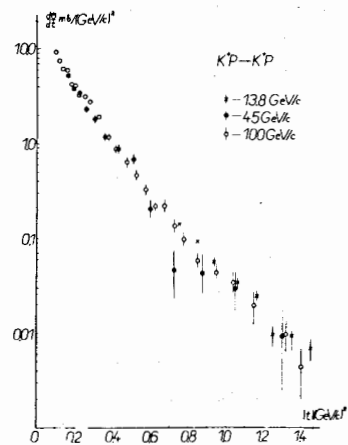


Рис. 7. Дифференциальное сечение K^+p упругого рассеяния. ● - /3/; ✕ - /11/; ○ - /8/.

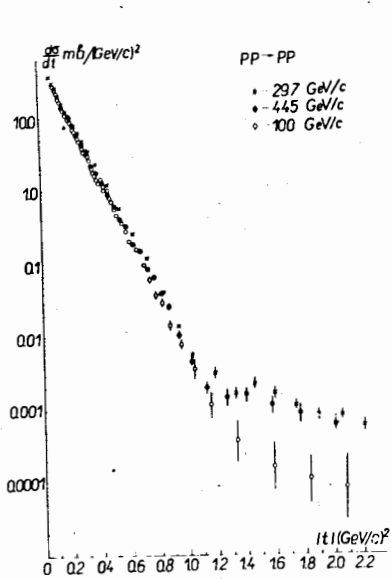


Рис.8. Дифференциальное сечение pp упругого рассеяния. ● - /3/; ж - /12/; о - /8/.

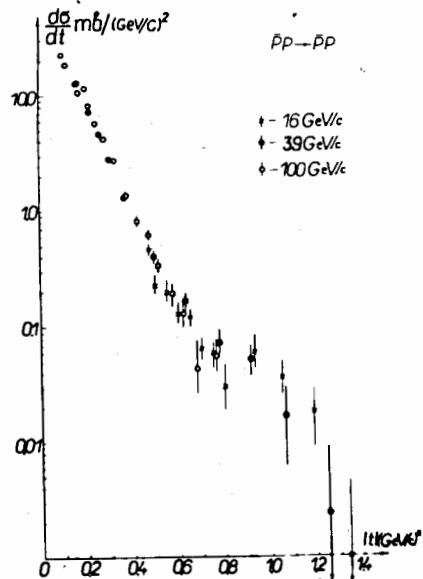


Рис.9. Дифференциальное сечение $p\bar{p}$ упругого рассеяния. ● - /3/; ж - /9/; о - /8/.

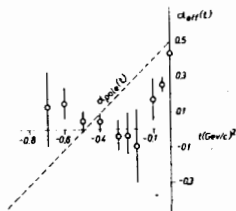


Рис.10. Эффективная траектория, описывающая энергетическую зависимость $\Delta^{PP}(s,t)$, полученная из анализа данных работ /13,14,15/ и проведенного эксперимента /3/.

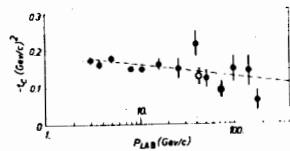


Рис.11. Зависимость положения точки "кросс-овер" t_c для pp -рассеяния от импульса налетающих частиц. ● - данные работ /13,14,15/; о - результат эксперимента /3/.

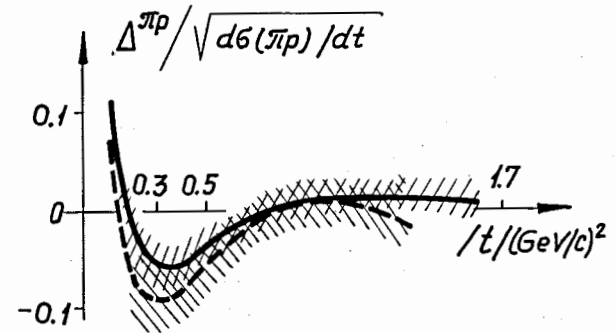


Рис.12. Проверка кваркового соотношения (5).
--- значение $\Delta^{\pi p} (d\sigma(\pi p)/dt)^{-1/2}$,
— значение $\frac{1}{2} \Delta^{\kappa p} (d\sigma(\kappa p)/dt)^{-1/2}$.

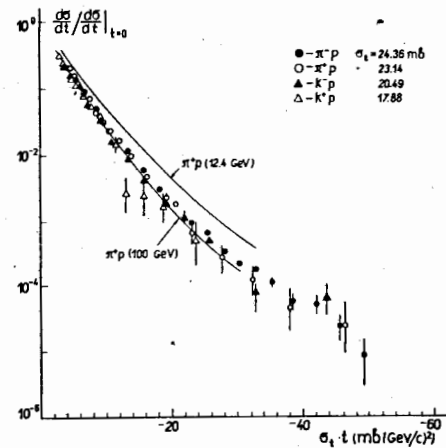


Рис.13. Проверка ГС. Экспериментальные точки - результат проведенного эксперимента /3/. Сплошные кривые воспроизводят хоц экспериментальных данных при $P_{\text{лаб.}} = 12,4$ ГэВ/с и 100 ГэВ/с для Π^+ р упругого рассеяния.

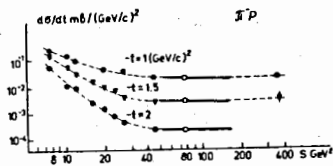


Рис.14. S -зависимость дифференциального сечения Πp упругого рассеяния при фиксированных значениях t . — — поведение сечений при $P_{\text{лаб.}} = 40 \text{ ГэВ/с}$, следующее из ИС; - - - проведены на глаз. \bullet, ∇, \circ - результат эксперимента ^{3/}.

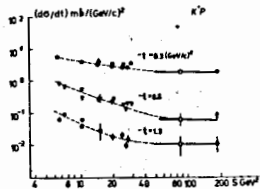


Рис.15. S -зависимость дифференциального сечения K^+p упругого рассеяния при фиксированных значениях t . — — поведение сечений при $P_{\text{лаб.}} = 40 \text{ ГэВ/с}$, следующее из ИС; - - - \bullet, ∇, \circ - результат эксперимента ^{3/}.

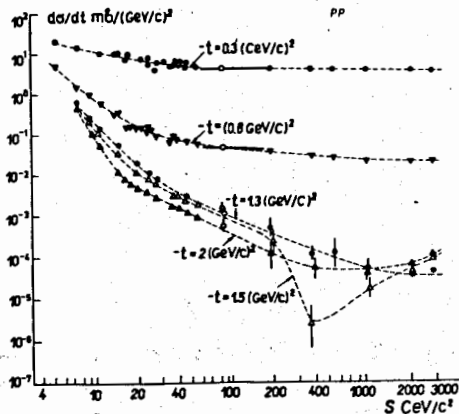


Рис.16. S -зависимость дифференциального сечения pp упругого рассеяния при фиксированных значениях t . — — поведение сечений при $P_{\text{лаб.}} = 40 \text{ ГэВ/с}$, следующее из ИС; - - - проведены на глаз. $\bullet, \blacktriangle, \blacktriangledown, \triangle$ - /8,12,17/; \circ - результат эксперимента ^{3/}.

Л и т е р а т у р а

1. A.Gaidot, ..., I.Potashnikova. Phys.Lett., 57B(1975)389; 61B(1976)103.
2. J.Pierrard, ..., I.Potashnikova. Phys.Lett., 57B(1975)393; 61B(1976)107.
3. C.Bruneton, ..., I.Potashnikova. JINR Preprint, E1-10063, Dubna, 1976.
4. И.Поташникова, ОИЯИ, P2-10073, Дубна, 1976.
5. К.Брнетон, ..., И.Поташникова. ПТЭ, 5, (1976) 46.
6. V.Barger et al. Nucl.Phys., B88(1975)327.
7. P.Cornillon et al. Phys.Lett., 30(1973)403.
8. C.W.Akerlof et al. Phys.Rev.Lett., 35(1975)1406; Phys.Lett., 59B(1975)197.
9. R.Rubinstein et al. Phys.Rev.Lett., 30(1973)1010.
10. R.J.Miller et al. Phys.Lett., 34B(1971)230.
11. C.Birnbaum et al. Phys.Rev.Lett., 23(1969)663.
12. R.M.Edelstein et al. Phys.Rev., D5(1972)1073.
13. D.S.Ayres et al. Phys.Rev.Lett., 35(1975)1195.
14. P.K.Carnegie et al. Phys.Lett., 58B(1975)371.
15. H.A.Gordon et al. Phys.Rev., D5(1972)1113. Y.M.Antipov et al. Nucl.Phys., B57(1973)333. I.Ambats et al. Phys.Rev., D9(1974)1179.
16. W.Baere et al. Nuovo Cim., 45(1966)885. P.L.Jain et al. Nucl.Phys., B19(1970)568. V.Chabaudet et al. Phys.Lett., 38B(1972)445. R.K.Carnegie et al. Phys.Lett., 59B(1975)308.
17. A.Böhm et al. Phys.Lett., 49B(1974)491.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 марта 1977 года.