

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Л. С. Золин, А. Б. Кайдалов, В. А. Свиридов,
Л. Н. Струнов, И. В. Чувило

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	119
1.1. Предмет обзора (119). 1.2. Амплитуда рассеяния (121).	
2. Цели и методы исследования упругого рассеяния адронов	123
2.1. Теоретические аспекты проблемы рассеяния адронов при высоких энергиях (123). а) Дисперсионные соотношения и асимптотические предсказания теории (124). б) Теоретические модели (125). 1) Оптические модели (125). 2) Модель полюсов Редже (126). 3) Квазипотенциал (129). 4) Модель кварков (129).—2.2. Экспериментальные методы исследования упругого рассеяния (130). а) Измерение дифференциальных сечений в области кулон-ядерной интерференции (130). б) Способ определения поляризационных параметров (132). в) Исследование упругого рассеяния в широком интервале переданных импульсов (133).	
3. Экспериментальные результаты	134
3.1. Амплитуды упругого рассеяния адронов вперед (134) а) Мнимая часть амплитуды (134). б) Вещественная часть амплитуды (137). 1) pp -рассеяние (137). 2) $K^{\pm}p$ -рассеяние (139). 3) $\pi^{\pm}p$ -рассеяние (140). 3.2. Наклоны дифракционных конусов (141). а) Сужение конусов (142). б) Зависимость наклона конуса от переданного импульса (145). в) Сравнение $d\sigma/dt$ для частиц и античастиц (146). 3.3. Поведение сечений в области $0,5 < -t < 3$ ($\text{Гэв}/c$) ² (147). 3.4. Поляризационные измерения и восстановление амплитуд πN -рассеяния (148). 3.5. Рассеяние на большие углы (151). а) Рассеяние вблизи $\theta = 90^{\circ}$ и проблема структуры нуклона (151). б) Рассеяние назад (152).	
4. Заключение	155
Цитированная литература	156

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Предмет обзора

В обзоре рассмотрены экспериментальные данные об упругом рассеянии мезонов и нуклонов на протонах. Исследования, выполненные в последнее десятилетие как в СССР, так и на зарубежных ускорителях, существенно изменили сложившееся к началу 60-х годов представление о картине взаимодействия адронов и их структуре: обнаружение в опытах по рассеянию протонов и пионов существенной интерференции кулоновского и ядерного рассеяний показало ограниченность чисто дифракционной трактовки рассеяния адронов при высоких энергиях ($E \sim 1-10$ Гэв). Сейчас видно, что и при энергиях в сотни раз более высоких ($E \sim 100-1000$ Гэв) картина взаимодействия далека от той асимптотики, которая предсказывалась в начале 60-х годов: с увеличением энергии полные сечения начали расти, вещественная часть амплитуды pp -рассеяния вместо ожидаемого быстрого приближения к нулю продолжает расти, растет и радиус взаимодействия.

Ниже представлена информация, полученная в экспериментах последних лет по исследованию полных сечений, интерференции кулоновского и ядерного рассеяния, поляризации. Все эти эксперименты объединены тем, что в них изучаются в основном свойства амплитуды упругого рассеяния частиц. Например, измерение полных сечений σ_t благодаря условию унитарности, из которого следует оптическая теорема, позволяет вычислить мнимую часть амплитуды упругого рассеяния вперед. Анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния в области малых углов,

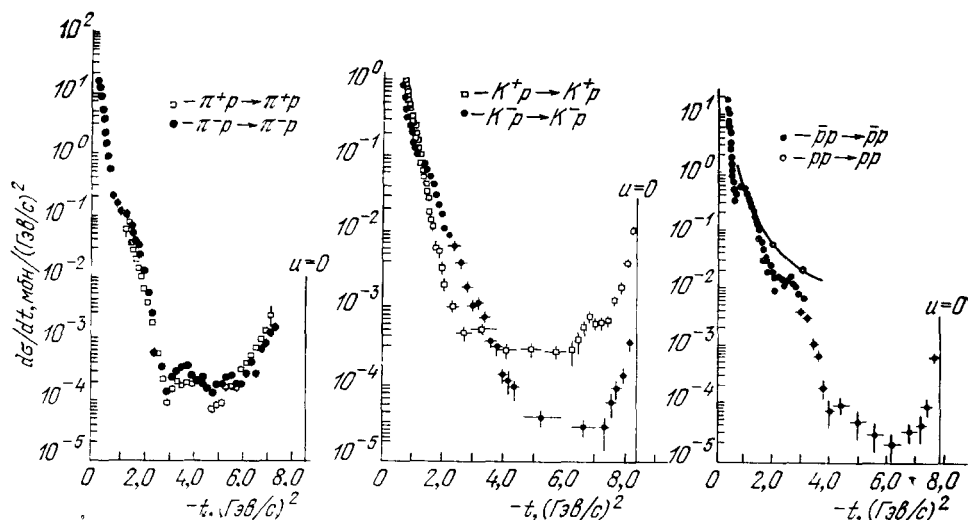


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния адронов на протонах при импульсе 5 ГэВ/с .

где существенно кулоновское взаимодействие, позволяет по величине интерференционного эффекта определить вещественную часть ядерной амплитуды вблизи нулевого угла рассеяния.

Характерные черты картины упругого рассеяния адронов высоких энергий видны из рис. 1, где приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния адронов на протонах при импульсе $p = 5 \text{ ГэВ/с}$. Общим свойством всех процессов является наличие максимумов в рассеянии вперед и назад, которые, по-видимому, связаны с обменной природой рассеяния. Пик вперед обусловлен t -канальными особенностями, назад — u -канальными. Между пиками лежит широкая область, где сечение на 5–6 порядков ниже, чем «оптические точки» соответствующих процессов. Для всех реакций, кроме не имеющих резонансов в прямом канале, характерно наличие структур в дифференциальном сечении $d\sigma/dt$ в области $0,5 \leq -t \leq 3 (\text{ГэВ/с})^2$. Эта область переданных импульсов является переходной от режима рассеяния на нуклоне, как целом, к рассеянию с большими передачами, которое может быть связано с рассеянием на субструктуре нуклона.

Как видно из рис. 1, t -зависимость $d\sigma/dt$ в этой переходной области, вообще говоря, не монотонна и, возможно, является следствием эффектов интерференционного типа. Структура в t -зависимости $d\sigma/dt$ скоррелирована с особенностями в t -зависимости поляризации. Эксперименты в области больших углов рассеяния, где энергетические и угловые зависимости дифференциальных сечений имеют совершенно другой вид, чем

в дифракционном конусе, открывают возможность ответить на вопрос об элементарности нуклона или исследовать его внутреннюю структуру. Как и во времена Резерфорда, опыты по упругому рассеянию продолжают играть первостепенную роль в понимании природы сильных взаимодействий.

1.2. Амплитуда рассеяния

Процесс упругого рассеяния бесспиновых частиц 1 и 2

$$1 + 2 \rightarrow 1' + 2' \quad (1.1)$$

описывается амплитудой рассеяния $T(s, t)$, являющейся функцией кинематических инвариантов s, t или u , которые связаны с 4-импульсами частиц до рассеяния p_i и после рассеяния p'_i формулами

$$\left. \begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2, \\ t &= (p'_1 - p_1)^2, \\ u &= (p_1 - p'_2)^2. \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

Если частицы, участвующие в реакции, обладают спинами, то амплитуда рассеяния будет зависеть не только от кинематических инвариантов s, t или u , но и от инвариантов, составленных из волновых функций частиц, число которых ограничено условием симметрии сильных взаимодействий по отношению к P, C и T преобразованиям. В частности, в случае рассеяния пиона (спин 0) на протоне (спин 1/2) процесс описывается двумя независимыми амплитудами, а для рассеяния частиц со спином 1/2 на частицах со спином 1/2 ($pp - pp$, например), амплитуда состоит из пяти членов. В первом случае ядерная амплитуда упругого рассеяния в области малых углов содержит всего два вещественных параметра $T = \text{Re } T + i \text{Im } T$ и их отношение $\rho = \text{Re } T / \text{Im } T$ может быть определено из измерений интерференции кулоновского и ядерного рассеяний. В случае pp -рассеяния, когда обе частицы имеют спин, анализ экспериментальных данных при $t \sim 0$, как правило, проводится в предположении, что взаимодействие протонов в области больших энергий в триплетном и синглетном состоянии одинаково.

Дифференциальное сечение связано с амплитудами кулоновского T_C и ядерного рассеяний формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|T_C(1 + 2i\eta) + T|^2}{64\pi p^2 s}; \quad (1.3)$$

здесь η — сдвиг фаз между кулоновским и ядерным рассеянием (в области кулон-ядерной интерференции $\eta \sim 10^{-2}$). Зависимость ядерной амплитуды от t аппроксимируется обычно экспонентой $\exp(Bt)$ и с учетом оптической теоремы

$$\text{Im } T(t) = 2p \sqrt{s} \sigma_t \exp\left(\frac{Bt}{2}\right). \quad (1.4)$$

Поскольку кулоновская амплитуда T_C известна из теории, а мнимая часть ядерной амплитуды T при $t \sim 0$ определяется по оптической теореме величиной полного сечения, то из результатов измерений удастся выделить интерференционный вклад $\sim 2T_C \text{Re } T$ и, следовательно, определить $\text{Re } T$.

Для определения параметра наклона B измерения проводятся в более широком интервале $10^{-3} \leq -t \leq 10^{-1} \text{ (Гэв/c)}^2$. Обычно при определении из интерференционных экспериментов параметров ρ и B значение $\text{Im } T(t = 0)$ вычисляется из данных о полных сечениях, которые измеряются трансмиссионным методом с высокой степенью точности. В опытах на

встречных пучках, где трансмиссионный метод неприменим, полное сечение взаимодействия может быть определено с использованием оптической теоремы из дифференциальных сечений упругого рассеяния, включающих область интерференции:

$$\sigma_t = \frac{\text{Im } T(t=0)}{2p \sqrt{s}}. \quad (1.5)$$

Заметим, что до начала интерференционных экспериментов делались попытки оценить вещественную часть амплитуды упругого рассеяния по превышению экстраполированного к нулевому углу дифференциального сечения над «оптическим» пределом $\sim |\text{Im } T(0)|^2$. Помимо того, что в таком способе не определяется знак $\text{Re } T$, сама процедура извлечения сведений о $\text{Re } T$ оказывается весьма ненадежной: во-первых, превышение может быть связано не только с $\text{Re } T$, но и со спиновыми эффектами; во-вторых, такая процедура очень чувствительна к неопределенностям в абсолютной нормировке сечений и, наконец, к выбору эмпирической формулы для экстраполяции сечений к нулевому углу. Последнее обстоятельство было особенно существенным, поскольку известные тогда способы измерений не работали в области переданных импульсов, достаточно близких к нулю.

Итак, вблизи $t \sim 0$ амплитуда упругого рассеяния пионов (и в некотором приближении для протонов) на протонах целиком определяется из измерений полных сечений взаимодействия этих частиц и дифференциальных сечений упругого рассеяния в области кулон-ядерной интерференции.

Рассеяние на произвольный угол бесспиновой частицы на нуклоне описывается в общем случае двумя комплексными амплитудами $f_{++}(s, t)$ и $f_{+-}(s, t)$, где «+», «-» — знаки спиральностей начального и конечного нуклонов. При нулевом угле рассеяния ($t \sim 0$) остается одна амплитуда f_{++} , отвечающая сохранению спиральности нуклона. Амплитуды процессов

$$\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p, \quad (1.6)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (1.7)$$

в силу изотопической инвариантности могут быть выражены через две независимые изотопические амплитуды f^0 и f^1

$$f(\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p) = f^0 \pm f^1, \quad (1.8)$$

$$f(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \sqrt{2} f^1.$$

Амплитуды f^0 и f^1 соответствуют изотопическому спину 0 и 1 в t -канале.

Таким образом, имеется восемь вещественных функций, полностью определяющих амплитуды πN -рассеяния. Эти величины могут быть определены из экспериментальных данных о дифференциальных сечениях, поляризациях и параметрах поворота спина R , A , которые следующим образом выражаются через амплитуды f_{++} и f_{+-} :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi (|f_{++}|^2 + |f_{+-}|^2)}{p^2}, \quad (1.9)$$

$$P = -\frac{2 \text{Im}(f_{++} f_{+-}^*)}{|f_{++}|^2 + |f_{+-}|^2}, \quad (1.10)$$

$$R(|f_{++}|^2 + |f_{+-}|^2) = -(|f_{++}|^2 - |f_{+-}|^2) \cos \theta_L - 2 \text{Re}(f_{++} \cdot f_{+-}^*) \sin \theta_L, \quad (1.11)$$

$$A(|f_{++}|^2 + |f_{+-}|^2) = (|f_{++}|^2 - |f_{+-}|^2) \sin \theta_L - 2 \text{Re}(f_{++} \cdot f_{+-}^*) \cos \theta_L, \quad (1.12)$$

где θ_L — угол вылета нуклона отдачи в лабораторной системе. Очевидно, что измерений этих величин в процессах (1.6), (1.7) достаточно для восстановления с точностью до общей фазы всех амплитуд.

Общую фазу амплитуд при $t = 0$ можно определить как это уже обсуждалось выше, из данных о σ_t^{pN} и кулоновской интерференции, используя оптическую теорему. Для углов, отличных от нулевого, общая фаза не определяется непосредственно из экспериментальных данных о pN -рассеянии, но может быть найдена косвенными методами.

Амплитудный анализ pp -рассеяния существенно более сложен: нужны эксперименты не только с поляризованной мишенью, но и с поляризованным пучком.

2. ЦЕЛИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ

Экспериментальные данные об упругом рассеянии адронов играют важную роль в понимании всей картины сильных взаимодействий при высоких энергиях: они предоставляют возможности для проверки следствий из фундаментальных принципов теории (имеется в виду проверка дисперсионных соотношений, правил сумм, а также асимптотических соотношений). Эти же данные являются основой, на которой строятся те или иные модели теории, описывающие механизм сильных взаимодействий: модели с обменом реджизованными частицами, оптические и квазипотенциальные модели, кварковая модель и многие другие.

2.1. Теоретические аспекты проблемы рассеяния адронов при высоких энергиях

В релятивистской квантовой теории фундаментальную роль играют такие принципы, как лоренц-инвариантность, унитарность, аналитичность и кроссинг. В силу лоренц-инвариантности амплитуда рассеяния бесспиновых частиц $f(ab \rightarrow a'b')$ является скалярной функцией двух независимых инвариантов s и t .

Важнейшим динамическим принципом теории является условие унитарности S -матрицы

$$S^+ S = 1, \quad (2.1)$$

которое является следствием принципа суперпозиции и сохранения нормировки состояний в квантовой механике. Из условия унитарности, в частности, вытекает оптическая теорема

$$\text{Im } f(s, 0) = \frac{p\sigma_t}{4\pi}. \quad (2.2)$$

Если разложить амплитуду упругого рассеяния по парциальным волнам

$$f(s, t) = \frac{1}{p} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta_s) f_l(s), \quad (2.3)$$

то из условия унитарности следует ограничение на величины парциальных амплитуд

$$\text{Im } f_l(s) \geq |f_l(s)|^2, \quad |f_l(s)| \leq 1. \quad (2.4)$$

Знак равенства достигается при энергии ниже порога неупругих процессов, когда возможно только упругое рассеяние. Свойство (2.4) парциальных амплитуд используется при доказательстве ряда асимптотических теорем.

Существенным свойством амплитуд рассеяния является аналитичность. В ряде случаев аналитические свойства амплитуды могут быть строго доказаны в рамках квантовой теории поля¹ и являются фактически следствием принципа микропричинности.

В релятивистской квантовой теории одна и та же аналитическая функция $T(s, t, u)$ описывает как процесс $a + b \rightarrow a' + b'$ (так называемый s -канал реакции), так и процессы $a + \bar{a}' \rightarrow \bar{b} + b'$ (t -канал) и $a + \bar{b}' \rightarrow a' + \bar{b}$ (u -канал), хотя области изменения инвариантных переменных для этих процессов разные. Это свойство, позволяющее связать между собой амплитуды различных физических процессов, часто называют кроссингом. Если $b = \bar{b}'$ ($b = \bar{a}'$), то амплитуда должна быть симметрична при замене $s \rightleftharpoons u$ ($s \rightleftharpoons t$) (кроссинг-симметрия).

а) Д и с п е р с и о н н ы е с о о т н о ш е н и я и а с и м п т о т и ч е с к и е п р е д с к а з а н и я т е о р и и. Аналитические свойства амплитуды $T(s, t)$ и кроссинг позволяют получить так называемое дисперсионное соотношение *)

$\text{Re } T(s, t) =$

$$= \frac{c_1}{s_1 - s} + \frac{c_2}{u_1 - u} + \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{s_2}^{\infty} \frac{\text{Im } T(s' + i\varepsilon, t)}{s' - s} ds' + \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{u_2}^{\infty} \frac{\text{Im } T(u' + i\varepsilon, t)}{u' - u} du. \quad (2.5)$$

Знак \mathcal{P} указывает, что интеграл берется в смысле главного значения, s_1 и u_1 соответствуют квадратам масс стабильных частиц в s - и u -каналах, s_2 и u_2 — порогами образования двух частиц в соответствующих каналах. Рассмотрим более детально дисперсионные соотношения для упругого πN -рассеяния вперед ($t = 0$). Учитывая кроссинг-симметрию амплитуд рассеяния, удобно рассматривать определенные комбинации амплитуд

$$\begin{aligned} T^+(E) &= \frac{1}{2} [T_+(E) + T_-(E)], \\ T^-(E) &= \frac{1}{2} [T_-(E) - T_+(E)], \end{aligned} \quad (2.6)$$

где $T_+(E)$, $T_-(E)$ — амплитуды упругого $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -рассеяния соответственно, $E = (s - t - u)/4m$ — энергия в лабораторной системе. Используя общие свойства аналитичности и унитарности, можно написать дисперсионное соотношение для симметричной амплитуды с одним вычитанием. Чаще всего при сравнении с экспериментом используются дисперсионные соотношения в форме ^{3, 4}

$$D^+(E) = D^+(\mu) + \frac{f^2 k^2 [E^2 - (\mu^2/2m)^2]^{-1}}{m [1 - (\mu/2m)^2]} + \frac{k^2}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{\mu}^{\infty} \frac{dE'}{k'} \frac{E' (\sigma_- + \sigma_+)}{(E'^2 - E^2)}, \quad (2.7)$$

$$D^-(E) = 2f^2 E \left[E^2 - \left(\frac{\mu^2}{2m} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{E}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{\mu}^{\infty} dE' \frac{k' (\sigma_- - \sigma_+)}{E'^2 - E^2}, \quad (2.8)$$

где $D^{\pm}(E) = \text{Re } T^{\pm}(E) k/8\pi p \sqrt{s}$, $f^2 = 0,80 \pm 0,03$ — константа связи π -мезона с нуклоном, $k = \sqrt{E^2 - \mu^2}$ — импульс в лабораторной системе, μ и m — массы пиона и нуклона **).

Дисперсионное соотношение для $D^-(E)$ в виде (2.8) записано без вычитаний, при этом предполагается, что разность сечений $\sigma_- - \sigma_+$ убывает при $E \rightarrow \infty$ так, что $\lim_{E \rightarrow \infty} (\sigma_- - \sigma_+) \ln E \rightarrow 0$. Основанием для такого предположения является соотношение Померанчука ⁵. Анализ подынтегрального выражения в формулах (2.7), (2.8) говорит о том, что

*) Это соотношение справедливо, если $T(s, t) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$. Если это не так, то следует записать дисперсионное соотношение с вычитанием.

**) Здесь и в дальнейшем используются единицы $\hbar = c = 1$.

при небольших E значения $D(E)$ слабо зависят от асимптотики полных сечений ⁴.

Измерение вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед при энергии E_1 вместе с результатами измерений полных сечений σ_t в широком интервале E позволяет количественно проверить дисперсионные соотношения и, следовательно, основные принципы локальной теории поля.

При очень высоких энергиях, когда $s \rightarrow \infty$, сложная картина сильных взаимодействий, по-видимому, должна упрощаться и амплитуды рассеяния будут удовлетворять ряду асимптотических соотношений. Одно из первых соотношений такого рода, устанавливающее равенство полных сечений взаимодействия частиц и античастиц при $s \rightarrow \infty$, было получено в 1958 г. Померанчуком ⁵, использовавшим для доказательства дисперсионные соотношения и предположение о конечности эффективного радиуса взаимодействия при $s \rightarrow \infty$. Несколько позже результат Померанчука был получен на более общей основе ⁶. Предположение о конечности асимптотического радиуса взаимодействия можно заменить более слабым предположением о том, что

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\operatorname{Re} T(s, t=0)}{\operatorname{Im} T(s, t=0)} \frac{1}{\ln(s/s_0)} \rightarrow 0. \quad (2.9)$$

Соотношение Померанчука может быть обобщено на дифференциальные сечения упругого рассеяния частиц и античастиц ⁷

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \left[\frac{d\sigma}{dt}(a+b \rightarrow a+b) \right] / \frac{d\sigma}{dt}(\bar{a}+b \rightarrow \bar{a}+b) = 1. \quad (2.10)$$

Другое важное ограничение на амплитуду рассеяния при $s \rightarrow \infty$ было получено Фруассаром ². Используя аналитические свойства амплитуды упругого рассеяния по переменной t , т. е., учитывая, что ближайшая особенность по t (при $t = 4\mu^2$) находится на конечном расстоянии от физической области s -канала ($t < 0$), можно показать, что максимальные значения парциальных волн в (2.3), которые могут давать существенный вклад в амплитуду рассеяния при $s \rightarrow \infty$, ограничены условием

$$l_{\max} = L \leq c \frac{\sqrt{s}}{\mu} \ln s, \quad (2.11)$$

где c — некоторая константа, μ — масса.

Из (2.11) и ограничения (2.4) на парциальные амплитуды следует ограничение Фруассара ² на степень роста амплитуды при $s \rightarrow \infty$.

$$|T(s, 0)| \leq \text{const} \cdot s \ln^2 s; \quad \sigma_t(s) \leq \text{const} \cdot \ln^2 s. \quad (2.12)$$

Из неравенства (2.11) следует также важное ограничение на величину наклона дифракционного копуса $B(s) = d \ln(d\sigma/dt)_{t=0}/dt$.

$$B(s) \leq \text{const} \cdot \ln^2 s \text{ при } s \rightarrow \infty. \quad (2.13)$$

В последние годы проводилось интенсивное исследование асимптотических неравенств, в частности были уточнены константы в неравенствах (2.11) — (2.13). Были получены также неравенства ⁸, которые должны выполняться и при неасимптотических энергиях. Обсуждение последних результатов, полученных в этой области, содержится в обзорах ^{7,9}.

6) Теоретические модели. 1) *Оптические модели*. При высоких энергиях в разложении амплитуды рассеяния в ряд по парциальным волнам (2.3) существенную роль играют большие значения $l \sim pR$, где R — радиус взаимодействия. Поэтому при рассеянии на малые углы,

учитывая, что $P_l(\cos \theta) \approx J_0((l + 1/2)\theta)$, где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, можно записать амплитуду рассеяния в виде

$$T(s, t) = 8\pi \sqrt{s} f(s, t) \approx 16\pi \int_0^\infty f_l(s) J_0(l\theta) dl^2 \approx \\ \approx 4\pi s \int_0^\infty f(s, b) J_0(qb) db^2, \quad (2.14)$$

где $b = l/p$ — прицельный параметр, а $q = p\theta \approx \sqrt{-t}$. Учитывая, что вектор переданного импульса \mathbf{q} при $\theta \ll 1$ является поперечным, и вводя поперечный вектор \mathbf{b} в пространстве прицельных параметров, соотношение (2.14) можно также записать в виде

$$T(s, t) = 4s \int_0^\infty f(s, b) e^{iqb} d^2\mathbf{b}. \quad (2.15)$$

Амплитуда $f(s, b)$ удовлетворяет ограничениям (2.4) и может быть представлена в форме

$$f(s, b) = \frac{1}{2i} (e^{2i\delta(s, b)} - 1), \quad (2.16)$$

причем $\text{Im } \delta(s, b) \geq 0$ (знак равенства имеет место при наличии только упругого рассеяния).

Представление амплитуды в виде (2.14) — (2.16) часто используется при построении оптических или геометрических моделей. Рассмотрим простейший пример. Предположим, что из-за наличия большого числа открытых каналов при высокой энергии падающая волна испытывает сильное поглощение при прицельных параметрах $b \leq R$, тогда $\text{Im } \delta(s, b) \gg 1$ при $b \leq R$, т. е. $f(s, b) = i/2$ в этой области и равна нулю вне нее. Такая модель полностью соответствует дифракции на черном шарике радиуса R .

Из формулы (2.14) следует, что в этом случае

$$T(s, t) = isF(t), \quad \sigma_t = 2\sigma_{\text{el}} = 2\pi R^2, \quad (2.17)$$

где

$$F(t) = 4\pi R^2 \cdot J_1(qR)/qR.$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния максимально при $t = 0$ и убывает в e раз при изменении t на величину $\sim 1/R^2$, т. е. ширина дифракционного конуса обратно пропорциональна R^2 (это справедливо и при более реалистическом виде функции $f(s, b)$). Из общих принципов S -матрицы, как отмечалось выше, следует, что

$$R \sim b_{\text{max}} = \frac{L}{p} \leq \text{const} \cdot \frac{\ln s}{\mu}.$$

Рассмотренная модель рассеяния на черном шарике с резким краем является весьма упрощенной и дает лишь качественное представление о характере упругого рассеяния в области малых углов. При анализе экспериментальных данных использовались и более реалистические модели¹⁰, учитывающие прозрачность, вещественную часть, размытость края и т. д.

2) *Модель полюсов Редже*. В рамках метода комплексных моментов амплитуда рассеяния при высоких энергиях определяется особенностями парциальных амплитуд перекрестного t -канала $\phi(j, t)$, которые являются

функциями комплексного орбитального момента $j(t)$ *). При этом существенно используются свойства аналитичности и кроссинга амплитуд рассеяния. Для получения информации об особенностях $\varphi(j, t)$ обычно используется условие унитарности в t -канале. Из двухчастичного условия унитарности в t -канале следует, что $\varphi(j, t)$ имеет, как и в нерелятивистской теории, полюсы в точках $j = \alpha_i(t)$ — полюса Редже. Амплитуда рассеяния в модели полюсов Редже имеет простой вид

$$T(s, t) = \sum b_i^\sigma(t) \eta(\alpha_i^\sigma(t)) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}, \quad (2.18)$$

где $\eta(\alpha_i^\sigma(t)) = -(1 + \sigma \exp(-i\pi\alpha_i(t))/\sin \pi\alpha_i(t))$ — сигнатурный множитель; $\sigma = \pm 1$ — сигнатура; $b_i(t)$ — вычет, который является вещественной функцией t в физической области s -канала, $b_i(t)$ удовлетворяет также условию факторизации $b_i(t) = g_i^{bb'}(t) g_i^{aa'}(t)$, где $g_i^{aa'}(t)$ — вершина, зависящая только от свойств aa' . Явный вид функций $g(t)$ теорией не предсказывается. Обмену полюсом Редже можно поставить в соответствие график, изображенный на рис. 2.

Полюс Редже обобщает понятие обмена элементарной частицей с определенным значением спина на любые значения, лежащие на траектории $j(t)$. Как и обычная частица, полюс Редже обладает определенными значениями сохраняющихся квантовых чисел таких, как четность, изоспин, странность и т. д. Связь полюсов Редже с резонансными состояниями позволяет использовать информацию о спектре частиц и резонансов для определения параметров траекторий и тем самым предсказывать энергетическую зависимость процессов рассеяния. Имеются следующие главные бозонные полюсы Редже: полюс Померанчука P (или вакуумный) с $\alpha_P(0) = 1$, ответственный за постоянство полных сечений при больших энергиях, он имеет $\sigma = +1$ и поэтому автоматически обеспечивает выполнение соотношения Померанчука; вторичные полюсы f, A_2, ω, ρ с $\alpha_i(0) \sim 0,5$, на которых расположены соответствующие резонансы. Из спектра частиц и резонансов следует, что все вторичные полюсы имеют $\alpha_i' \equiv (d\alpha_i/dt)|_{t=0} \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Если при очень больших энергиях ограничиться самым правым, имеющим наибольшее значение $\alpha(0)$, полюсом Редже, то дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{b^2(t)}{16\pi} |\eta(\alpha(t))|^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha(t)-1)}. \quad (2.19)$$

Раскладывая $\alpha(t)$ в ряд по t , получим при малых t

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha(0)-1)} \exp \left[2\alpha' t \ln \left(\frac{s}{s_0} \right) \right] F_1(t). \quad (2.20)$$

При очень больших энергиях, когда $2\alpha' \ln(s/s_0) \gg 1/m^2$, из формулы (2.20) следует, что наклон дифракционного конуса растет $\sim \ln(s/s_0)$ (соответственно ширина конуса сужается $\sim 1/\ln(s/s_0)$). Это означает, что эффективный радиус взаимодействия в модели полюсов Редже растет $\sim \sqrt{\ln(s/s_0)}$. Постоянство полного сечения взаимодействия (при $\alpha_P(0) = 1$) осуще-

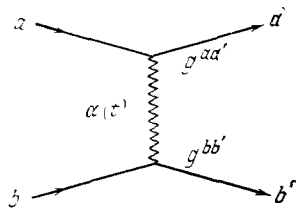


Рис. 2. График, соответствующий обмену полюсом Редже.

*) Подробное изложение теории полюсов Редже и сравнение ее предсказаний с данными опыта можно найти, например, в обзорах ¹¹⁻¹³.

ствляется за счет того, что парциальные амплитуды $f(s, b)$ логарифмически убывают при $s \rightarrow \infty$. Это означает, что наряду с ростом эффективного радиуса взаимодействия адрон с увеличением энергии становится все более прозрачным.

К сожалению, полюсы Редже не являются единственными особенностями в j -плоскости. В релятивистской теории имеются также многочастичные члены в условии унитарности t -канала, которые, как показывает теоретический анализ¹⁴, приводят к появлению в j -плоскости новых

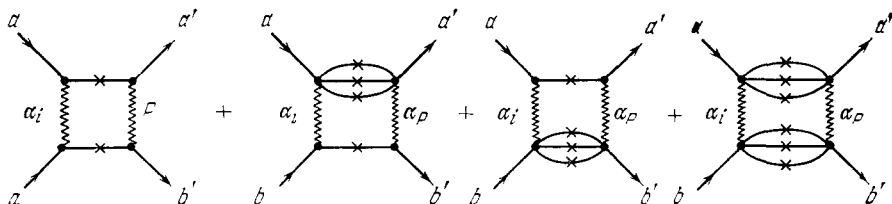


Рис. 3. График, соответствующий обмену ветвлениями в t -канале. Крестики на линии обозначают, что частицы берутся на массовой поверхности.

особенностей — движущихся точек ветвления. Такие точки ветвления соответствуют обмену несколькими полюсами Редже в t -канале. При учете точек ветвления асимптотическая картина рассеяния усложняется, хотя многие предсказания модели полюсов Редже остаются в силе (см., например, лекцию¹⁵). Ветвления можно рассматривать как последовательные перерасеяния, соответствующие графикам, изображенным на рис. 3 (в качестве примера приведено двухреджеонное ветвление).

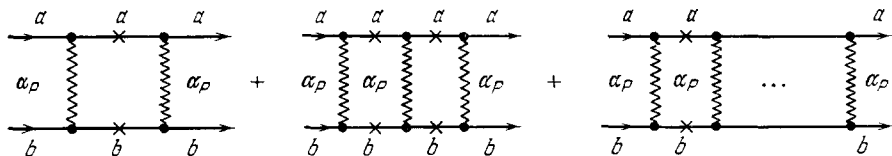


Рис. 4. График, соответствующий упругим перерасеяниям на P -полюсе Редже.

Если просуммировать все вакуумные ветвления, соответствующие только упругим перерасеяниям, т. е. графикам рис. 4, то амплитуда рассеяния может быть записана¹⁶ в компактном виде, соответствующем эйконольному представлению (2.15), (2.16), где

$$\delta(s, b) = \delta_P(s, b) = \frac{1}{8\pi s} \int T_P(s, t) e^{-iqb} \frac{d^2 q}{2\pi}. \quad (2.21)$$

$T_P(s, t)$ — амплитуда (2.18), соответствующая обмену P -полюсом Редже.

Наиболее полное количественное описание экспериментальных данных о процессах упругого рассеяния и перезарядок в рамках модели полюсов Редже с учетом ветвлений было проведено в работе¹⁷. Движущиеся ветвления, связанные с последовательными перерасеяниями на частицах составляющих адрон, приводят к появлению характерных минимумов в дифференциальных сечениях процессов упругого рассеяния и перезарядок, аналогичных эффектам, возникающим при описании рассеяния частиц на ядрах с помощью глауберовского подхода¹⁸. Аналогия с рассеянием на ядрах позволяет понять также ряд других качественных эффектов, связанных с ветвлениями. Ветвления в амплитуде упругого рассеяния

соответствуют экранировке и имеют знак, противоположный вкладу полюса Редже. С ростом энергии адрон становится все «более» прозрачным, и экранировка уменьшается. Это приводит к предасимптотическому росту полных сечений¹⁹. Отношение $\text{Re } T(s, 0)/\text{Im } T(s, 0)$ при очень больших энергиях должно становиться положительным и убывать $\sim 1/\ln^2 s$ при $s \rightarrow \infty$.

3) *Квазипотенциал*. Как отмечалось, при высоких энергиях и малых углах рассеяния амплитуда может быть представлена в эйкональной форме (2.14) — (2.16). В релятивистской квантовой механике фаза $\delta(s, b)$ следующим образом выражается через потенциал V :

$$\delta(b) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} V(\sqrt{b^2 + z^2}) dz, \quad (2.22)$$

где z — координата в направлении движения частицы.

В релятивистской квантовой теории может быть введена величина $V(s, r)$ -квазипотенциал²⁰, которая является обобщением обычного потенциала. В рамках метода квазипотенциала^{21,22} амплитуда упругого рассеяния при высокой энергии имеет вид (2.15), (2.16), а эйкональная фаза выражается через квазипотенциал

$$\delta(s, b) = \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{\infty} V(s, \sqrt{b^2 + z^2}) dz. \quad (2.23)$$

Такое представление амплитуды является асимптотически точным. Однако, для того чтобы сделать какие-то заключения об амплитуде рассеяния, необходимо знать зависящий от энергии квазипотенциал. Обычно для описания упругого рассеяния при высоких энергиях используется чисто мнимый квазипотенциал гауссовского типа^{21,22} $V(s, t) = isg \exp \lambda t$, где $\lambda = c_1 + c_2 \ln s$. При указанном выборе квазипотенциала амплитуда рассеяния описывается формулами (2.15), (2.16), (2.21) и в точности соответствует сумме графиков рис. 4, отвечающих упругим перерассеяниям на полюсе Померанчука. Гладкие квазипотенциалы, так же как и перерассеяния в рамках метода комплексных моментов, приводят²² в области больших $|t|$ к амплитуде типа $T(s, t) \sim \exp(-\sqrt{\alpha' t \ln s})$ с дополнительными осцилляциями²³. Существенно, что поведение амплитуды в области малых $|t|$ определяет ее свойства в широкой области переданных импульсов.

4) *Модель кварков*. Для описания взаимодействий адронов при высокой энергии используются также модели, в которых адрон рассматривается как составная частица. Наиболее популярна модель кварков. В рамках этой модели протон состоит из трех кварков, бозоны — из кварка и антикварка, и амплитуда рассеяния адронов выражается через амплитуды рассеяния кварков, что позволяет связать между собой амплитуды различных процессов²⁴. Используя гипотезу об аддитивности взаимодействия кварков, можно, например, получить соотношения следующего типа:

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_t^{\bar{p}p} - \sigma_t^{pn}) - (\sigma_t^{\bar{n}p} - \sigma_t^{pn}) &= \sigma_t^{\pi p} - \sigma_t^{\pi^+ p}, \\ (\sigma_t^{K^- p} - \sigma_t^{K^+ p}) - (\sigma_t^{K^- n} - \sigma_t^{K^+ n}) &= \sigma_t^{\pi^- p} - \sigma_t^{\pi^+ p}, \\ \sigma_t^{\pi N} &= \frac{2}{3} \sigma_t^{NN}. \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

В последнее время модель кварков применяется не только для установления связей типа (2.24), но и для определения зависимостей амплитуд от s и t .

Естественно считать, что внутренняя структура адронов может проявиться при исследовании рассеяния с большими переданными импульсами $|t| \sim s \gg m^2$, поскольку в силу соотношения неопределенности $\Delta p \cdot \Delta x \sim 1$, таким процессам отвечает взаимодействие на очень малых расстояниях $x \sim |t|^{-1/2}$. Простой анализ размерности амплитуд в рамках модели кварков²⁵ приводит к следующему выражению для дифференциального сечения двухчастичных процессов при рассеянии на фиксированный угол θ частиц высокой энергии

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(\theta) s^{-m}, \quad (2.25)$$

$$m = \sum_{i=1}^4 n_i - 2, \quad (2.26)$$

где n_i — число элементарных составляющих (кварков или антикварков) в частице i . Для упругого pp -рассеяния, согласно (2.26), $m = 10$, для упругого pN^- , KN -рассеяния $m = 8$.

Степенное падение (2.25) сечений двухчастичных процессов с ростом энергии характерно для большинства моделей, в которых рассеяние адронов с большими поперечными импульсами происходит за счет взаимодействия или обмена элементарными составляющими (партонами, кварками), однако величина m существенно зависит от вида используемой модели.

2.2. Экспериментальные методы исследования упругого рассеяния

Большой перепад сечений при измерениях в широком интервале t и различие в требованиях к аппаратуре, определяемое физической задачей, разделяют современные эксперименты по упругому рассеянию на несколько разновидностей: интерференционные измерения $10^{-4} \leq -t \leq 10^{-2}$ ($\text{Гэв}/c$),² измерения в дифракционном конусе ($-t \leq 0,5$ ($\text{Гэв}/c$)²), в области больших передач ($-t \sim u \sim s$, $\theta \sim 90^\circ$) и исследование рассеяния назад.

а) Измерение дифференциальных сечений в области кулон-ядерной интерференции. Особенностью интерференционных измерений являются исключительно высокие требования, предъявляемые к угловому разрешению аппаратуры. Определение фазы амплитуды упругого рассеяния вперед при высоких энергиях стало возможным только после разработки новых методов исследования, позволивших регистрировать рассеяние вплоть до очень малых передач $-t \sim 10^{-3}$ ($\text{Гэв}/c$)², при которых сечение определяется уже не только ядерным взаимодействием, но также кулоновским рассеянием и эффектом его интерференции с ядерным.

Упругое рассеяние частиц можно изучать, регистрируя быструю рассеянную частицу или частицу отдачи. В первом случае (если регистрируется только быстрая рассеянная частица) в области высоких энергий возникают технические трудности, связанные с уменьшением среднего угла рассеяния частиц по мере роста энергии. Известно, что средний переданный импульс p_t в упругом рассеянии частиц с увеличением энергии уменьшается незначительно, поэтому средний угол рассеяния $\varphi \sim p_t/p$ уменьшается пропорционально импульсу рассеивающихся частиц p . Соответственно пропорционально импульсу растут требования на угловое (и энергетическое) разрешение экспериментальной аппаратуры.

Подобных трудностей не возникает, если упругое рассеяние исследуется по частице отдачи. Однако при рассеянии на малый угол частица

отдачи имеет малую энергию, и поэтому ее начальная скорость и направление вылета изменяются вследствие взаимодействия с веществом мишени, что препятствует выделению упругих случаев по соотношению угол—импульс. Упомянутое ограничение не является принципиальным, и были найдены пути реализации такой схемы эксперимента. В начале 60-х годов в Дубне были разработаны и применены в опытах по pp и $\pi - p$ -рассеянию

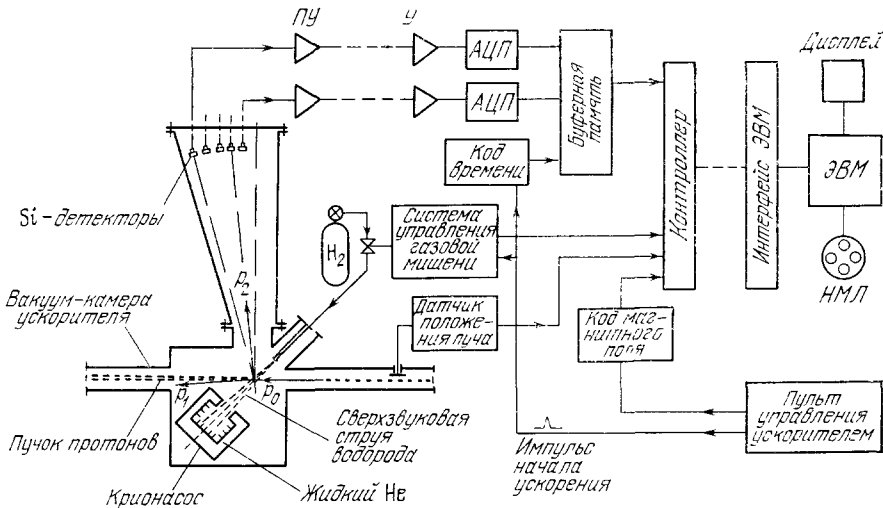


Рис. 5. Схема спектрометра с полупроводниковыми детекторами для изучения упругого pp -рассеяния на малые углы, который был использован в экспериментах на ускорителях в Серпухове²⁹ и Батавии³⁰.

Спектрометр содержит 12 спектрометрических каналов, каждый из которых состоит из полупроводникового детектора, предусилителя (ПУ), спектрометрического усилителя (У) и аналогоцифрового преобразователя (АЦП). Мишенью служит сверхзвуковая струя водорода, пересекající внутрен- ний пучок ускорителя.

методы исследования интерференционной области по частице отдачи²⁶, в которых применялись мишени весьма малой плотности и вместе с тем обеспечивалась большая скорость набора статистики и высокое разрешение по переданному импульсу.

В интерференционных опытах по pp -рассеянию использовалось свойство циклических ускорителей удерживать на орбите протоны, прошедшие через мишень, если потери энергии в ней не превышают величины, допустимую условием автофазировки. Благодаря реализации режима многократных прохождений пучка через мишень возможно существенное уменьшение ее размеров. В результате улучшаются условия опыта: кулоновское рассеяние протонов 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; помимо выигрыша по разрешающей способности и светимости, значительно улучшается отношение эффекта к фону от ускорителя.

Первые эксперименты²⁷ были осуществлены на синхрофазотроне ОИЯИ, который является ускорителем со слабой фокусировкой. Существенное развитие эта методика получила в экспериментах, выполненных на ускорителях Серпухова^{28,29} и Батавии (США)^{30,31}. Регистрация протонов отдачи осуществлялась многоканальным спектрометром с полупроводниковыми детекторами, работающими на линии с ЭВМ. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.

Меньшие размеры пучка по сравнению со слабофокусирующим ускорителем позволили использовать в качестве мишени газовую водородную струю с плотностью $\sim 10^{17}$ протонов на см^2 , исключив тем самым практически полностью перерассеяние протона отдачи веществом мишени. Несмотря на столь малое количество вещества в мишени, принцип многократного прохождения пучка протонов через мишень обеспечивает высокую скорость набора статистики упругих событий ($\sim 10^6$ событий в час), которая в настоящее время является рекордной в экспериментах по упругому рассеянию. На примере этих экспериментов можно видеть, что развитие электроники и применение ЭВМ меняют традиционную ситуацию в физике высоких энергий, когда число зарегистрированных событий влияло определяющим образом на величину ошибки измерений. В экспериментах, где статистическая точность столь велика, определенную роль начинают играть методические ошибки измерений (стабильность регистрирующей аппаратуры, правильность учета поправок, связанных с геометрией опыта, разрешающей способностью, потерями в счете и т. п.) или теоретические неопределенности в процедуре анализа экспериментальных данных (например, связанные с плохой точностью вычисления электромагнитных поправок к амплитуде упругого рассеяния).

Методика с тонкой мишенью не эффективна на выведенных пучках частиц, когда невозможно обеспечить условия многократного прохождения частиц через мишень. Для измерения сечения рассеяния π -мезонов с малыми передачами импульса ($30 \text{ Мэв/с} < p_t < 100 \text{ Мэв/с}$) был разработан другой метод ³², в котором функции газовой водородной мишени и детектора медленных частиц отдачи выполнялись одним и тем же прибором. Для выделения по кинематике упругих случаев измерялся импульс протона и его угол с направлением пучка мезонов в точке взаимодействия. Измерение пробега протона отдачи обеспечивало разрешение по t лучше чем $10^{-3} (\text{Гэв/с})^2$.

В ряде экспериментов упругое рассеяние исследовалось методом спектрометрирования углов и импульсов рассеянных пионов с помощью магнитных спектрометров. В экспериментах в Брукхейвене ³³ и Серпухове ³⁴ в качестве координатных детекторов, с помощью которых измерялись углы рассеяния и углы поворота частиц анализирующим магнитом, применялись годоскопические системы. В опытах по рассеянию протонов на протонах, выполненных в ЦЕРН и в Резерфордской лаборатории (Англия) ³⁵, и при исследовании $\pi - p$ -рассеяния в Дубне ³⁶ вместо сцинтилляционных годоскопов применялись искровые камеры. Большое мертвое время искровых камер приводит к необходимости использовать быстрые (наносекундные) логические системы предварительного селектирования событий рассеяния ³⁶.

б) С п о с о б о п р е д е л е н и я п о л я р и з а ц и о н н ы х п а - р а м е т р о в. Поляризационные параметры (1.10) — (1.12) определяются в опытах по рассеянию частиц на поляризованных мишенях. Обычно в качестве мишени используются содержащие значительные количества водорода органические соединения (например, бутанол $\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$, этиленгликоль $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}_2$), охлажденные до температуры $\sim 0,3^\circ\text{K}$. При таких низких температурах поляризация ядер водорода в мишени может достигать величины 70—90% ³⁷.

Поляризация P в упругом рассеянии определяется из измерений лево-правой асимметрии рассеяния в плоскости, перпендикулярной направлению поляризации мишени. Для определения параметров поворота спина R и A необходим анализ поляризации протона отдачи P_f после рассеяния в условиях, когда направление поляризации мишени P_i совпадает

с плоскостью рассеяния (рис. 6). Соотношения между компонентами начальной поляризации \mathbf{P}_i и конечной поляризации \mathbf{P}_f для pr -рассеяния записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} u &= \mathbf{P}_f [\mathbf{k}_i \mathbf{n}] = \{R \mathbf{P}_i [\mathbf{k}_i \mathbf{n}] - A \mathbf{P}_i [\mathbf{k}_i]\} (1 + P \mathbf{P}_i \mathbf{n})^{-1}, \\ v &= \mathbf{P}_f \mathbf{k}_p = \{R \mathbf{P}_i \mathbf{k}_i + A \mathbf{P}_i [\mathbf{k}_i \mathbf{n}]\} (1 + P \mathbf{P}_i \mathbf{n})^{-1}, \\ w &= (P + \mathbf{P}_i \mathbf{n}) (1 + P \mathbf{P}_i \mathbf{n})^{-1}; \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

здесь $\mathbf{n} = [\mathbf{k}_i \mathbf{k}_f] / |\mathbf{k}_i \mathbf{k}_f|$, \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_f и \mathbf{k}_p — единичные векторы в лабораторной системе координат, направленные вдоль импульсов падающего пиона, рассеянного пиона и протона отдачи соответственно. В свою очередь дифференциальное сечение и поляризационные параметры связаны с амплитудами рассеяния формулами (1.9) — (1.12). Из рис. 6 и формул (2.27) видно, что для определения параметра A (R) необходим анализ компоненты поляризации протона отдачи u в условиях, когда мишень была поляризована в направлении \mathbf{k}_i (перпендикулярно \mathbf{k}_i).

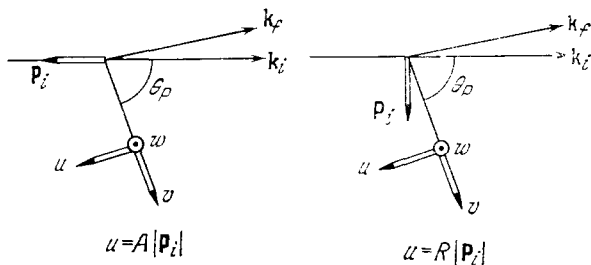


Рис. 6. К определению параметров P , R , A в опытах с поляризованной мишенью.

Определение этой компоненты поляризации ведется с помощью измерения азимутального распределения протонов отдачи, рассеиваемых на мишени-анализаторе (углероде). Кроме детектирования протона отдачи, необходимо регистрировать и рассеянный пион для выделения событий на водороде из фона реакций на ядрах мишени. Методические причины ограничивают снизу исследуемый интервал передач $-t \geq 0,2$ ($\text{Гэв}/c$)².

в) Исследование упругого рассеяния в широком интервале переданных импульсов. При переходе из интерференционной области в область больших передач быстро возрастают пробоги частиц отдачи (а сечения падают почти экспоненциально), и становится возможным (а из-за уменьшения сечения и необходимым) использование двух плечевых спектрометров для одновременной регистрации обеих частиц.

Примером экспериментальной установки, применяемой при исследовании рассеяния в широкой области значений t , является магнитный спектрометр ЦЕРН³⁸, на котором было проведено исследование упругого рассеяния пионов, каонов, протонов и антипротонов на протонах при импульсе $5 \text{ Гэв}/c$. Спектрометр (рис. 7) включает следующие элементы: сцинтилляционные годоскопы (H_i), определяющие направление входящих частиц с точностью $\pm 0,8 \text{ мрад}$; пороговые черенковские счетчики (C_i), выделяющие пионы, каоны и нуклоны из падающего пучка частиц; сцинтилляционные счетчики (S_i) и вето-счетчики (V_i), которые отсекают гало пучка и частицы, прошедшие мишень без взаимодействия; два плеча спектрометра, состоящие из набора счетчиков, определяющих рабочую апертуру каждого плеча, анализирующего магнита и телескопов искровых камер (W_i). Описанная система регистрирует частицы, рассеянные в лабораторном интервале углов от 4 до $\sim 180^\circ$ (в случае Kp -реакции перекрываются 98% допустимого t -интервала). При интенсивности падающего пучка $\sim 5 \cdot 10^5$ частиц за один цикл ускорения, установка регистрировала ~ 10 событий в цикле, удовлетворяющих критериям запуска. Информация

со всех счетчиков и камер поступала в ЭВМ для последующего анализа. Полное число полезных событий по каждой из изучаемых реакций составило 10^4 — 10^5 , диапазон измеряемых дифференциальных сечений изменяется от 10 до 10^{-5} мбн ($\text{Гэв}/c$)².

Описанная установка типична для физики высоких энергий. Широкоапертурные быстродействующие детекторы заряженных частиц, имеющие

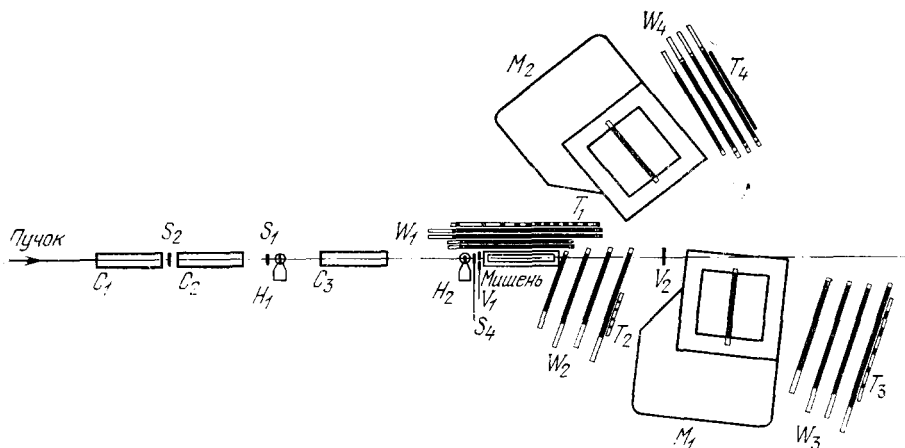


Рис. 7. Схема магнитного спектрометра для изучения упругого рассеяния адронов в широком интервале переданных импульсов³⁸.

пространственное разрешение порядка долей миллиметра, работают на линии с ЭВМ, обеспечивая высокую скорость набора и анализа экспериментальной информации.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Амплитуды упругого рассеяния адронов вперед

а) Мнимая часть амплитуды. Полные сечения благодаря оптической теореме (2.2) определяют мнимую часть амплитуды упругого рассеяния для $t = 0$. В случае NN -рассеяния выражение (2.2) имеет место для усредненного по спинам взаимодействия. На рис. 8 представлены данные по полным сечениям в области больших энергий $E > 5 \text{ Гэв}$, где уже не просматривается структура в зависимости $\sigma_t(E)$, связанная с s -канальными резонансами. При измерении полных сечений $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -, pp и $\bar{p}p$ -взаимодействий до 30 Гэв была установлена их степенная зависимость от энергии

$$\sigma_t = \sigma_\infty + \frac{a}{p^m}. \quad (3.1)$$

Важным результатом экспериментов в Серпухове³⁹, выполненных с высокой точностью, было обнаружение несостоятельности экстраполяции подобной зависимости в сторону больших энергий. Было установлено, что полные сечения pp -, $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -взаимодействий в области энергий 30 — 50 Гэв остаются практически постоянными (например, в случае π^-p - и K^-p -взаимодействий полные сечения могут быть аппроксимированы прямыми, наклон которых оказывается равным соответственно $-0,004 \pm \pm 0,004 \text{ мбн}/(\text{Гэв}/c)$ и $-0,007 \pm 0,004 \text{ мбн}/(\text{Гэв}/c)$).

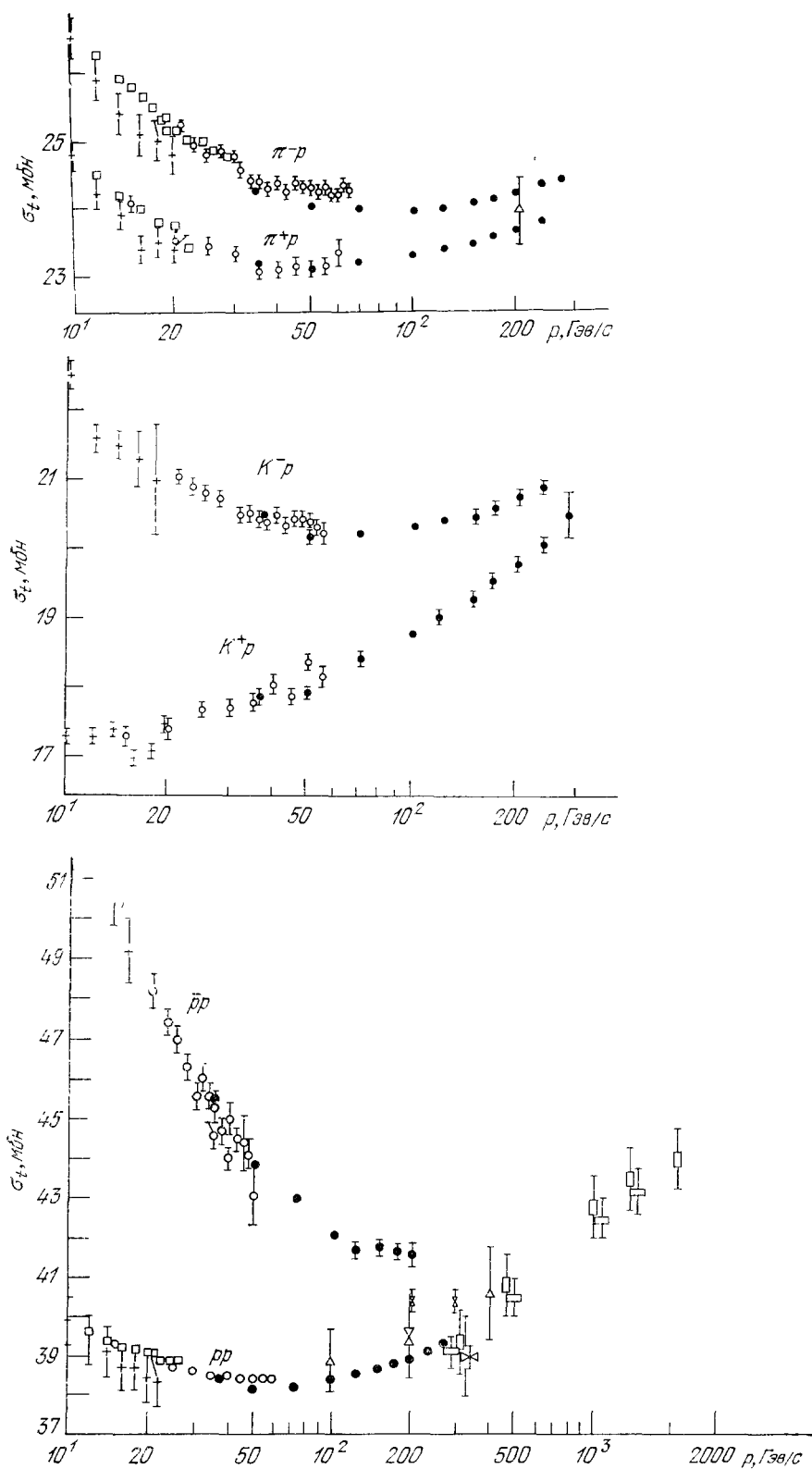


Рис. 8. Полные сечения $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействия ^{39-41, 43}.

Еще более значительным результатом серпуховских экспериментов является обнаружение факта роста полных сечений в K^+p -системе. Измерения полных сечений, выполненные на встречных пучках в ЦЕРН (ISR) ⁴⁰, ⁴¹ вплоть до значений $s = 2800 \text{ Гэв}^2$ (эквивалентное значение импульса в лабораторной системе координат $p = 1500 \text{ Гэв}/c$), продемонстрировали рост полных сечений и в случае pp -системы. Качественно такое поведение полных сечений было предсказано теорией комплексных моментов, учитывающей разрез ¹⁹. Существенно, однако, что эффект роста полных сечений оказался неожиданно большим (порядка 10% при увеличении \sqrt{s} от 23 до 53 Гэв) и проявился при энергиях значительно меньших, чем ожидалось (см. рис. 8). Опыты в космических лучах тоже указывали на рост сечений нуклон-ядерного взаимодействия с энергией ⁴². Следует, однако, отметить, что результаты работы ⁴² вызвали оживленную дискуссию.

Последние измерения полных сечений π^\pm -, K^\pm - и \bar{p} -взаимодействий с водородом и дейтерием в Батавии ⁴³ подтверждают универсальность явления роста сечений. Факт роста пока не установлен для $\bar{p}p$ -взаимодействия, однако тенденция поведения $\sigma_t^{\bar{p}p}(E)$ соответствует универсальной картине (скорость падения $\sigma_t(\bar{p}p)$ замедляется).

Рост полных pp -сечений в области энергий ISR описывается зависимостью ⁴⁰

$$\sigma_t = a_0 + a_1 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^\nu, \quad (3.2)$$

где $\nu = 1,8 \pm 0,4$ (такая энергетическая зависимость мнимой части амплитуды рассеяния с $\nu \leq 2$ не противоречит ограничению Фруассара (2.12)).

Разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с увеличением энергии уменьшаются по степенному закону

$$\Delta\sigma = \frac{b}{p^n}, \quad (3.3)$$

установленному в широком интервале энергий $6 \lesssim E \lesssim 200 \text{ Гэв}$. Величины n при энергиях Серпухова ⁴⁴ и Батавии ⁴³ согласуются между собой и варьируются для разных реакций от $\sim 0,4$ до $\sim 0,6$. Закон убывания разности сечений в Kp -системе был установлен как в измерениях полных сечений заряженных каонов, так и в опытах по измерению амплитуды регенерации нейтральных каонов на водороде, которая пропорциональна разности сечений ⁴⁵:

$$\frac{2}{s} \text{Im } T(K_L^0 \rightarrow K_S^0) = \sigma_t(K^0 p) - \sigma_t(\bar{K}^0 p) = \Delta\sigma_t. \quad (3.4)$$

Приведенная информация об энергетической зависимости разности полных сечений свидетельствует о том, что теорема Померанчука об асимптотическом равенстве полных сечений частиц и античастиц не противоречит эксперименту. Параметризация (3.3) естественным образом объясняется в рамках метода комплексных моментов: все разности полных сечений должны асимптотически убывать степенным образом, так как они определяются вкладами вторичных редже-траекторий ρ , ω , A_2 . Это справедливо (с точностью до логарифмических членов) и при учете ветвлений *)

$$\Delta\sigma = \sum_i \left(\frac{s_0}{s} \right)^{1-\alpha_i(0)} f \left(\ln \frac{s}{s_0} \right). \quad (3.5)$$

*) При существующих энергиях учет логарифмической зависимости от s , связанной с движущимися ветвлениями, оказывается довольно существенным. Вследствие этого значения n , найденные из опыта, должны несколько отличаться от реальных значений $1 - \alpha_i(0)$, определенных, например, из спектра резонансов.

б) Вещественная часть амплитуды. Ниже приведены экспериментальные данные о вещественной части амплитуды упругого рассеяния мезонов и протонов на протонах. Они получены из анализа дифференциальных сечений в области кулоновской интерференции. Для определения вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед дифференциальные сечения, измеренные вплоть до $|t| \approx 4 \cdot 10^{-4} (Гэв/c)^2$, аппроксимировались формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi p_s^2} |T_C(1 + 2i\eta) + (\rho + i) \operatorname{Im} T|^2, \quad (3.6)$$

в которой $T = (\rho + i) \operatorname{Im} T$ — адронная амплитуда рассеяния (бесспиновое приближение); $T_C = 16\pi p \sqrt{s} e^2 F(t)/tv$ — амплитуда кулоновского рассеяния; e и v — заряд и скорость частиц; $F(t)$ — электромагнитный формфактор протона; $\eta = -(e^2/v) \ln(b' \sqrt{|t|})$ — сдвиг фаз ядерной и кулоновской амплитуд, вычисленный в работах ⁴⁶ (значение b' определяется параметром наклона B дифракционного конуса и электромагнитными радиусами рассеивающихся частиц). Для небольших передач $|t|$ справедливо представление $\operatorname{Im} T(t)$ в виде экспоненты (1.4).

1) *pp-рассеяние*. Упругое рассеяние протонов на протонах вызывает особое внимание в последние годы, поскольку процесс *pp*-рассеяния изучен при максимально доступных на ускорителях энергиях ($s \sim 3000 Гэв^2$) и, следовательно, дает наиболее интересную информацию об асимптотическом поведении амплитуды рассеяния.

Первые измерения отношения вещественной части амплитуды к мнимой интерференционным методом были выполнены в Дубне в 1963 г. ²⁷. Эксперимент показал, что в *pp*-рассеянии в области энергий 1—10 *Гэв* вещественная часть амплитуды сравнима с мнимой и отрицательна ($\rho = \operatorname{Re} T / \operatorname{Im} T \approx -0,3$). Вслед за этими опытами последовали аналогичные измерения в других лабораториях и расчеты на основе дисперсионных соотношений вещественной части амплитуды для области высоких энергий, которая стала доступной эксперименту ^{47,48}. Началась реализация программы проверки основных принципов теории сопоставлением в рамках дисперсионных соотношений результатов экспериментов по полным сечениям и результатов измерения вещественной части амплитуды.

Сравнение измеренных значений ρ (*pp*) и вычисленных по дисперсионным соотношениям приведено на рис. 9. Экспериментальные значения ρ в *pp*-рассеянии, полученные в интервале энергий 1—500 *Гэв* на ускорителях Дубны ^{51,52}, Серпухова ²⁹, ЦЕРН ^{35,53}, Брукхейвена ³³ и Батавии ³¹ качественно соответствуют дисперсионным расчетам. Количественное сопоставление в случае *pp*-взаимодействия осложнено двумя неопределенностями, влияние которых, однако, уменьшается с ростом энергии. При вычислении вещественных частей *pp*-амплитуды при малых энергиях существенно влияние нефизической области, а при анализе интерференционных данных необходим учет спин-спинового взаимодействия. Вклад в дисперсионный интеграл нефизической области определяется сравнением дисперсионных расчетов с результатами фазового анализа *pp*-рассеяния при малых энергиях, его величина убывает ⁴⁷ с ростом энергии $\sim E^{-1}$ и при $E \approx 10 Гэв$ не превышает 10%. Исследование взаимодействий протонов в чистых спиновых состояниях ⁵⁴ и оценки спиновых эффектов в интерференционных экспериментах ^{52,55} показывают, что их влияние на результаты анализа сечений в области кулон-ядерной интерференции при больших энергиях также мало.

Теория накладывает ряд ограничений на поведение амплитуды упругого рассеяния. В частности, установлено ⁵⁶⁻⁵⁸, что знак вещественной

части амплитуды при высоких энергиях прямо связан с асимптотикой полных сечений

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \rho \sim \frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma_t}{d \ln S}. \quad (3.7)$$

Поэтому после появления первых указаний на рост полных сечений pp -взаимодействия при высоких энергиях возникла задача изучить предсказываемые изменения в энергетической зависимости $\rho(s)$. Последние данные, полученные на встречных пучках ЦЕРН⁵³ и в советско-американском эксперименте на ускорителе лаборатории им. Ферми³¹, показали,

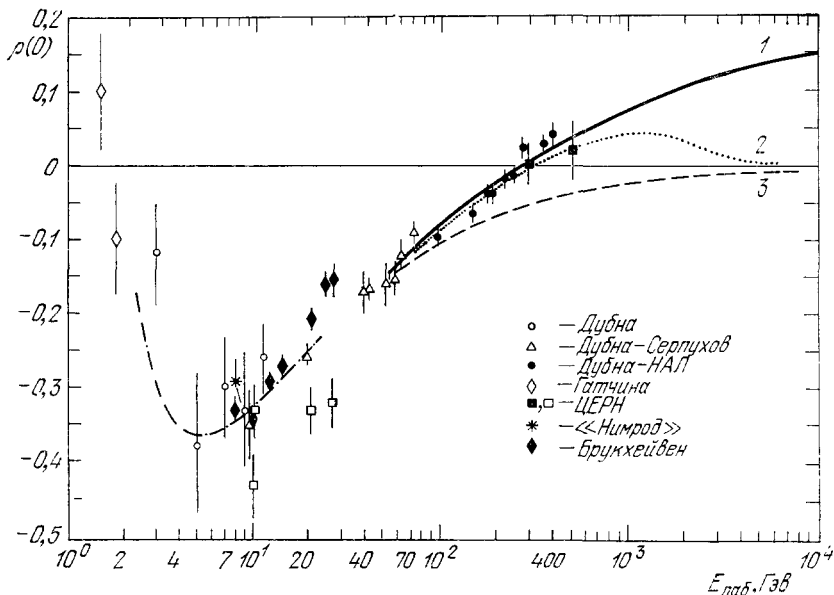


Рис. 9. $\rho(0) = \text{Re } T(0)/\text{Im } T(0)$ — отношение вещественной части амплитуды к мнимой в упругом pp -рассеянии вперед^{29, 31, 33, 35, 49, 51, 53}.

Кривые 1 — 3 соответствуют различным предположениям о поведении полных сечений при высоких энергиях (см. текст).

что вещественная часть амплитуды меняет знак (становится положительной) при $E \sim 280 \text{ ГэВ}$. Изменение знака вещественной части амплитуды и рост полных сечений pp -рассеяния — взаимно согласованные эффекты. Важной особенностью дисперсионных соотношений для рассеяния вперед является чувствительность рассчитанных значений вещественной части амплитуды к асимптотическому поведению полных сечений. Благодаря этому измерение вещественной части амплитуд вблизи верхней границы доступных энергий может быть хорошей проверкой поведения полных сечений за этой границей⁵⁹. Очевидно, однако, что чем дальше мы хотим заглянуть за предел освоенных энергий, тем более высокая точность к измерению вещественной части амплитуды должна быть предъявлена. Результаты работы³¹, точность измерений в которой составляет $\Delta\rho = 0,01-0,015$, находятся в явном противоречии с гипотезой о монотонно спадающих с выходом на константу полных сечениях: вещественная часть амплитуды должна оставаться в этом случае отрицательной при любых энергиях (кривая 3 рис. 9). Плохо подтверждается предположение о растущем $\sim \ln^2 S$ полном сечении с последующим выходом на константу при $E \sim 2000 \text{ ГэВ}$ (кривая 2 рис. 9). Более удовлетворительным является

согласие с параметризацией полных сечений в форме $\sigma_t = a_0 + a_1 [\ln(s/s_0)]^v$ (кривая 1 рис. 9; значения констант a_0 , a_1 , s_0 , v даны в работе ⁶⁰). Степень соответствия энергетической зависимости $\rho(pp)$ и дисперсионных предсказаний улучшается, однако, если предположить более быстрый закон роста полных сечений, чем предложенный в работе ⁶⁰ и обычно цитируемый (для согласования результатов теории и эксперимента авторы работы ⁶¹ используют $a_1 = 0,77$ вместо $a_1 = 0,49$ ⁶⁰).

2) $K^\pm p$ -рассеяние. В области энергий свыше 3 ГэВ точные интерференционные измерения $K^\pm p$ -рассеяния, выполненные электронной методикой, отсутствуют. Приведенные на рис. 10 данные по K^+p - и K^-p -рассеянию получены с помощью жидководородной камеры, облученной на сепарированных пучках ЦЕРН ^{62,63} и не включают область углов, где интерференционный эффект значителен. Вследствие этого точность результатов ниже, чем в случае pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния.

Первое непосредственное измерение $K^\pm p$ -рассеяния вперед, включающее интерференционную область при значениях $0,008 \leq |t| \leq 0,4 (\text{ГэВ}/c)^2$, было выполнено в ЦЕРН при импульсах от $0,9$ до $2,6 \text{ ГэВ}$ с помощью безмагнитного спектрометра с пропорциональными камерами ⁶⁴. На основе доступных данных по фазовому анализу Kp -рассеяния авторы эксперимента оценили величину спин-флипового члена *) в амплитуде рассеяния и нашли, что он менее $0,2\%$. Результаты этого эксперимента были использованы для уточнения значений констант связи ΛKN и ΣKN , знание которых необходимо при расчете вещественной части амплитуды $K^\pm p$ -рассеяния вперед на основе дисперсионной теории. Дисперсионные кривые, полученные авторами ⁶⁴, удовлетворительно описывают экспериментальные данные при $p < 3 \text{ ГэВ}/c$, но в области более высоких энергий невозможно достигнуть согласованного описания существующих данных одновременно в K^-p - и K^+p -рассеянии (см. рис. 10).

В случае каон-протонного рассеяния информация о вещественных частях $K^\pm N$ -амплитуд может быть получена не только в прямых измерениях кулоновской интерференции, но также в измерениях $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ регенерации. В опытах по регенерации измеряются кроссинг-нечетные амплитуды:

$$\begin{aligned} f(K^-p \rightarrow K^-p) - f(K^+p \rightarrow K^+p) &= -2f(K_L^0 n \rightarrow K_S^0 n), \\ f(K^-n \rightarrow K^-n) - f(K^+n \rightarrow K^+n) &= -2f(K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Используя экспериментальные данные о модуле и фазе амплитуды регенерации на водороде ^{45, 65, 66} и дейтерии ^{67, 68}, можно получить вещественную

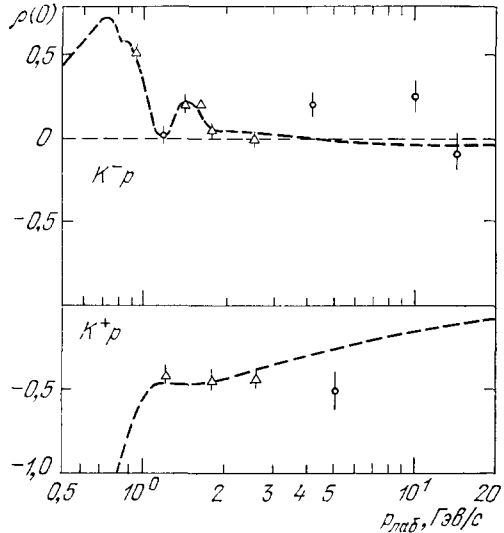


Рис. 10. $\rho(0)$ в упругом $K^\pm p$ -рассеянии ⁶²⁻⁶⁴.

Приведены результаты только интерференционных измерений. Дисперсионные кривые рассчитаны в предположении асимптотического равенства полных сечений $K^\pm p$ $\sigma_{\pm}(\infty) = 19,2 \text{ мбн}$ ⁶⁴.

*) Вклад процесса с переворотом спина.

часть амплитуды регенерации на нейтроне $\text{Re}(K_L^0 n \rightarrow K_S^0 n)$ и сопоставить с разностью вещественных частей $K^\pm p$ -амплитуд⁶⁸. Соответствующее сравнение обнаруживает существенное различие результатов. Таким образом, в каон-протонном рассеянии требуется дальнейшее экспериментальное уточнение ситуации в области высоких энергий, доступных сейчас

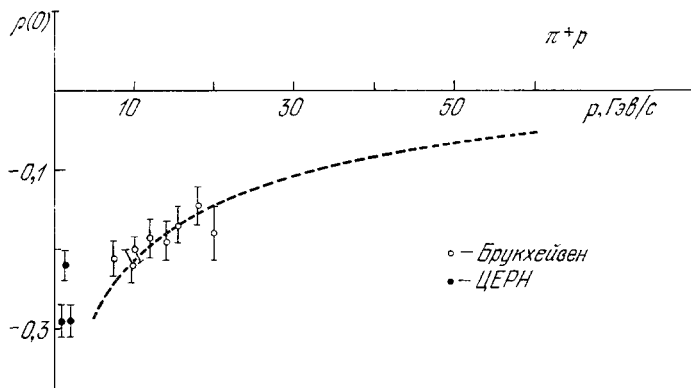


Рис. 11. $\rho(0)$ в упругом π^+p -рассеянии^{33, 64}.

Дисперсионная кривая⁵⁰ учитывает последние данные по растущим полным сечениям $\pi^\pm p$ -взаимодействия⁴³.

на ускорителях. Современное состояние проверки дисперсионных соотношений в данном случае явно неудовлетворительно.

3) $\pi^\pm p$ -рассеяние. Год назад интерференционные измерения в $p\bar{p}$ -рассеянии исчерпывались данными двух экспериментальных групп в Брукхейвене³³ (США) и Дубне^{32, 69}. В настоящее время они дополнены данными, полученными при энергиях выше 30 Гэв/с в Серпухове^{70, 71} и результатами ЦЕРН при $E \lesssim 2$ Гэв/с⁷². На рис. 11 и 12 собраны экспериментальные данные по $\pi^\pm p$ -рассеянию в интервале импульсов от 1 до 60 Гэв/с.

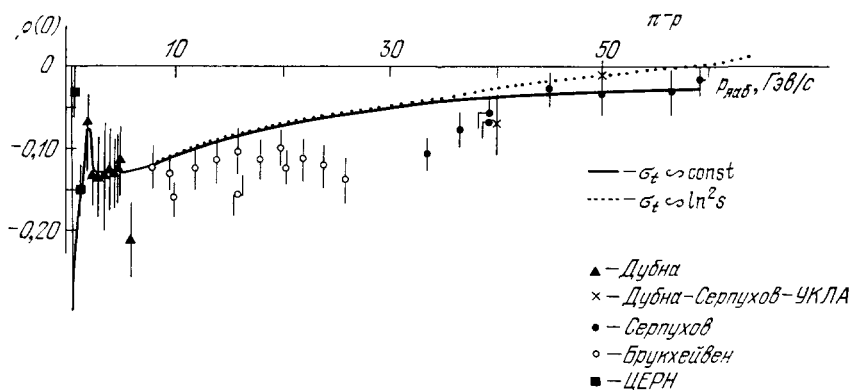


Рис. 12. $\rho(0)$ в упругом π^-p -рассеянии^{32, 33, 64, 69-71}.

Дисперсионные кривые рассчитаны при двух различных предположениях о поведении полных сечений $\pi^\pm p$ -взаимодействия^{4, 50} при $p > 60$ Гэв/с. (Пунктирная кривая учитывает рост полных сечений⁴³.)

Сопоставление данных по пион-нуклонному рассеянию вперед с предсказаниями дисперсионных расчетов предоставляет возможность наиболее непосредственной проверки основных принципов локальной теории поля. Действительно, в отличие от случая pp - и Kp -рассеяния дисперсионные соотношения для $p\bar{p}$ -рассеяния на нулевой угол не содержат ненаблю-

даемых величин и выражают вещественную часть амплитуды упругого рассеяния вперед через данные по полным $\pi^\pm p$ -сечениям и константы, определяемые из опытов по низкоэнергетическому рассеянию. Сопоставление измеренных значений $\rho(E)$ с рассчитанными из дисперсионных соотношений показывает, что в области энергий ниже 8 Гэв/с согласие результатов и расчетов хорошее. Отсутствие противоречий в области, где сильно сказывается вклад резонансов в поведение полных сечений $\pi^\pm p$ -рассеяния ($p < 2,5 \text{ Гэв/с}$) и величина $\rho(E)$ быстро меняется, говорит о хорошей общей самосогласованности данных по пион-нуклонному взаимодействию в области низких и промежуточных энергий.

При высоких энергиях сопоставление с экспериментом дисперсионных расчетов (пунктирная кривая на рис. 12), учитывающих экспериментально установленный рост полных $\pi^\pm p$ -сечений при энергиях свыше 100 Гэв ⁵⁰, показывает нарастающее с энергией отклонение данных брукхейвенской группы³³ по $\pi^- p$ -рассеянию (рис. 12) от рассчитанной зависимости $\rho(E)$. Отклонение измеренных значений ρ от рассчитанных в этой области энергий наблюдается и в работах^{70, 71}. Вместе с тем данные по $\pi^+ p$ -рассеянию (рис. 11) находятся в удовлетворительном согласии с дисперсионными расчетами. Чтобы понять эту противоречивую ситуацию, необходимы дополнительные прецизионные измерения $\rho(E)$, особенно в области $10 \lesssim E \lesssim 60 \text{ Гэв}$, где теоретические предсказания $\rho(E)$ достаточно надежны, поскольку полные сечения хорошо измерены вплоть до энергии 200 Гэв .

Касаясь вопроса о возможности нарушения дисперсионных соотношений и оценок размеров гипотетической области акаузальности l_0 ^{73, 74}, следует отметить не только необходимость надежных данных о модуле и фазе амплитуды πN -рассеяния вперед, но и необходимость достаточно последовательного аппарата, с помощью которого в теорию вводится фундаментальная длина l_0 и делаются оценки соответствующих ей эффектов. Современные экспериментальные данные по πp - и pp -рассеянию не дают указаний на существование акаузальной области, сравнимой с с радиусом сильных взаимодействий.

В ряде экспериментов зарегистрировано расхождение значений $(d\sigma/dt)_{t=0}$, полученных путем экстраполяции данных к $t = 0$, с «оптической точкой», что инициирует дискуссию о возможности нарушения оптической теоремы в адронных взаимодействиях^{75, 76}. Указанное расхождение может быть объяснено ошибочностью экстраполяции, основанной на предположении об экспоненциальной форме пика, из области значений $|t| > 0,1 \text{ (Гэв/с)}^2$. В этом смысле проверка оптической теоремы (унитарности) связана с рассмотренной ниже проблемой формы дифракционного пика при $|t| < 0,1 \text{ (Гэв/с)}^2$ и требует проведения весьма точных измерений дифференциальных сечений в этой области передач. Анализ всей совокупности экспериментальных данных, относящихся к этой проблеме, говорит о том, что нет серьезных указаний на невыполнимость оптической теоремы, так как существующие отклонения всегда порядка систематических ошибок и неопределенностей экстраполяции⁷⁶.

3.2. Наклоны дифракционных конусов

В области малых передач $|t| < 0,1 \text{ (Гэв/с)}^2$ дифференциальные сечения упругих процессов аппроксимируются экспонентой $\exp(Bt)$. Параметр наклона $B(s, t)$ является, наряду с полным сечением и фазой амплитуды рассеяния, важнейшей характеристикой процесса, так как он существенным образом входит в теорию взаимодействия адронов. Напомним, например, что экспериментальные данные по энергетической зависимости

параметра $B(s)$ были первым пробным камнем для проверки модели полюсов Редже.

При больших энергиях величина B для всех измеренных процессов упругого рассеяния адронов лежит в пределах $8-12 (Гэв/c)^{-2}$.

Значение B , вообще говоря, зависит от вида рассеивающихся частиц, их энергии и интервала t , в котором проводятся измерения. С уменьшением величины переданного импульса наклон возрастает для всех исследованных реакций. В большинстве случаев для теории представляют интерес

измерения $B(s, t)$ при малых $|t|$. Поэтому обычно мы ограничиваем наше рассмотрение областью малых передач $|t| \leq 0,1 (Гэв/c)^2$.

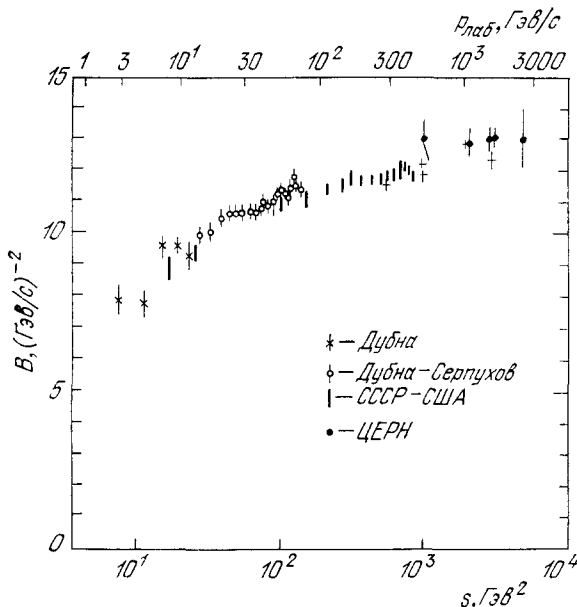


Рис. 13. Параметр наклона B дифракционного конуса в упругом pp -рассеянии при $-t \leq 0,1 (Гэв/c)^2$ 28, 30, 33, 35, 51, 77, 78.

клоне конуса pp -рассеяния 28, 30, 35, 51, 77, 78 в интервале энергий $4,5 < s < 3600 Гэв^2$ приведены на рис. 13. В эксперименте дубненско-серпуховской группы 28 измерена зависимость параметра наклона pp -рассеяния в интервале импульсов $10-70 Гэв/c$. Для области $-t \leq 0,1 (Гэв/c)^2$ энергетическое поведение параметра наклона pp -рассеяния описывается логарифмической зависимостью

$$B(s) = B_0 + 2\alpha' \ln \frac{s}{s_0}. \quad (3.9)$$

Сжатие конуса характеризуется параметром α' , величина которого для этой области энергий равна $\alpha' = 0,41 \pm 0,06 (Гэв/c)^{-2}$. Аналогичные измерения, проведенные советско-американской группой в Батавии 30, показали, что с ростом энергии рассеивающихся протонов сжатие конуса упругого pp -рассеяния продолжается, хотя возможно, происходит замедление сужения. В интервале энергий $50-400 Гэв$ $\alpha' = (0,278 \pm 0,024) (Гэв/c)^{-2}$. Вывод об уменьшении энергетической зависимости степени сжатия с ростом s усиливается, если рассматриваются данные во всем интервале энергий, начиная с $s = 4,5 Гэв^2$.

Информация о параметре наклона $\pi^\pm p$ -рассеяния представлена на рис. 14. Было замечено 79, что если ограничиться только малыми передачами

а) Сужение конуса. В области малых передач экспериментальная информация о параметре наклона довольно бедна: она получена, как правило, на тех же установках, с помощью которых проводились интерференционные измерения фазы амплитуды рассеяния вперед. Наибольшая информация получена в случае протон-протонного рассеяния, где впервые был обнаружен эффект увеличения параметра наклона при возрастании энергии — сужение дифракционного конуса.

Существующие экспериментальные данные о на-

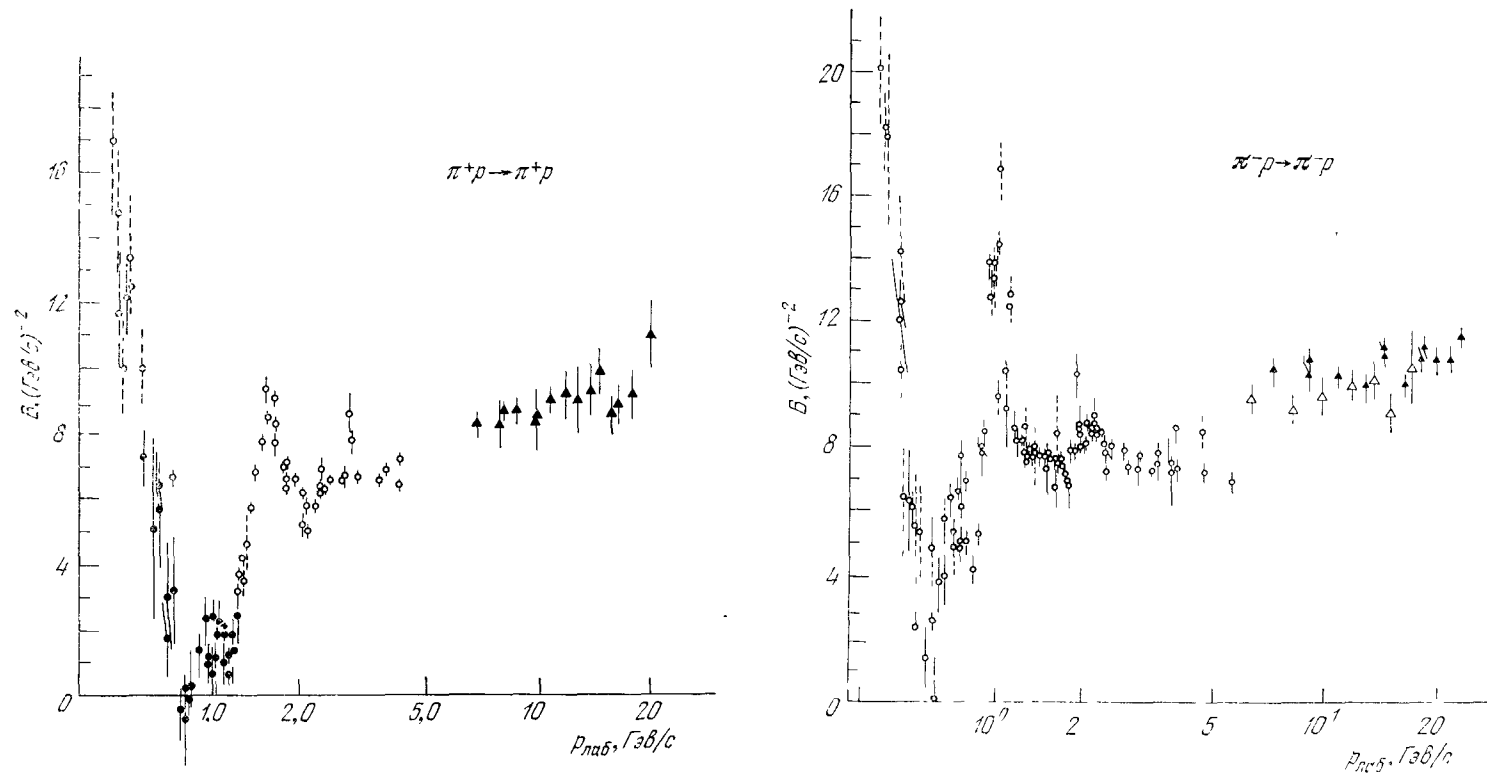


Рис. 14. Параметр наклона B в $\pi^\pm p$ -рассеянии.
Значения B при $p > 5 \text{ Гэв}/c$ определены для интервала $-t \leq 0,04 (\text{Гэв}/c)^2$ ¹⁹.

(именно такие данные использованы на рис. 14), то и в $\pi^\pm p$ -рассеянии при энергиях больше 3 Гэв наблюдается увеличение наклона конуса с ростом энергии (в области энергий $E < 3 \text{ Гэв}$, для которой характерно наличие резонансов в πp -системе, параметр B , как функция энергии, ведет себя не монотонно).

Предварительные результаты экспериментов по $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pp - и $\bar{p}p$ -рассеянию, выполненных в соседнем интервале $0,07 \leq -t \leq \leq 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$ в Батавии⁸⁰, и измерения в Серпухове⁸¹⁻⁸⁴ также свидетельствуют об увеличении параметра $B(s, t)$ с ростом s (рис. 15). (Случай $\bar{p}p$ -рассеяния, где конус расширяется с ростом s , является исключительным.

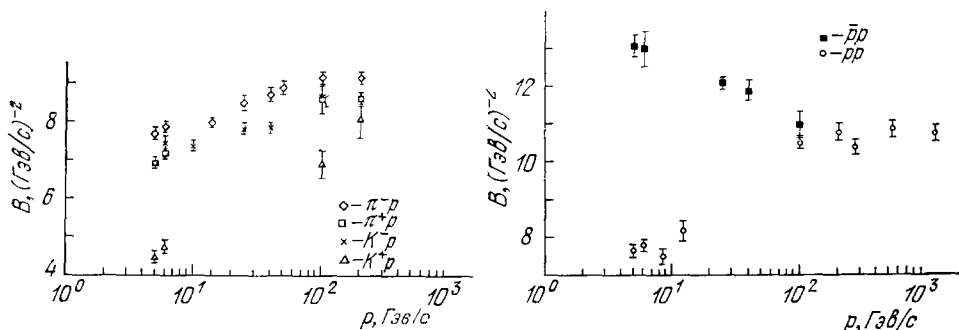


Рис. 15. Параметр B в $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pp - и $\bar{p}p$ -рассеяниях⁸⁰ для интервала $0,1 \leq -t \leq \leq 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$.

Однако остается надежда, что при больших энергиях, когда полные сечения $\bar{p}p$ перестанут уменьшаться, это отличие исчезнет.)

Напомним, что в 60-х годах считалось, что сужение конуса в πp -системе отсутствует, тогда как в случае pp -рассеяния было обнаружено весьма значительное сужение при энергиях $3 \leq E \leq 20 \text{ Гэв}$. Ныне, с расширением интервала исследованных энергий оказывается, что экспериментальная картина приближается к универсальной. Причин изменения точки зрения две: во-первых, установлено, что параметр наклона зависит от значения t , при котором он измеряется (см. раздел 3.2, б), — стало очевидным, что сравнение надо проводить в одном и том же интервале t вблизи $t = 0$; во-вторых, выяснилось, что протонный конус при переходе от энергий $3-20 \text{ Гэв}$ к области $10-70 \text{ Гэв}$ существенно замедлил свое сужение (см. рис. 13).

Из экспериментов, выполненных в интервале энергий $E \sim 10-100 \text{ Гэв}$, следует, что наклон дифракционных конусов упругого рассеяния протонов, пионов и каонов на протонах увеличивается не быстрее чем $\ln s$. Нет никаких указаний на то, что здесь могло бы не выполняться асимптотическое ограничение (2.13), накладываемое аксиоматической теорией на энергетическую зависимость параметра наклона $-B(s) \leq \text{const} \cdot \ln^2 s$.

Какова же асимптотика зависимости $B(s)$? С экспериментальной точки зрения этот вопрос наиболее проработан в настоящее время в случае протон-протонного рассеяния: в области энергий до $s \sim 750 \text{ Гэв}^2$ опыты, выполненные с использованием внутренних мишеней ускорителя²⁸⁻³⁰, проведены с высокой точностью, а данные, полученные на встречных пучках ЦЕРН^{77,78}, позволили расширить интервал исследований до энергий, соответствующих в лабораторной системе координат импульсу $1500 \text{ Гэв}/c$. К сожалению, даже в этом случае мы не можем разделить две возможности: при $s \rightarrow \infty$ продолжается логарифмический рост параметра наклона в соответствии с формулой (3.9) или при $s \rightarrow \infty$ рост $B(s)$ прекращается ($\alpha' \rightarrow 0$).

б) Зависимость наклона конуса от переданного импульса. В предыдущем параграфе при рассмотрении энергетического поведения параметра $B(s)$ область переданных импульсов была ограничена малым интервалом передач, $0,01 \leq -t \leq 0,1$ $(\text{Гэв}/c)^2$, внутри которого наклон в пределах точности эксперимента не изменяется с изменением t . (Только отсутствие хороших экспериментальных данных

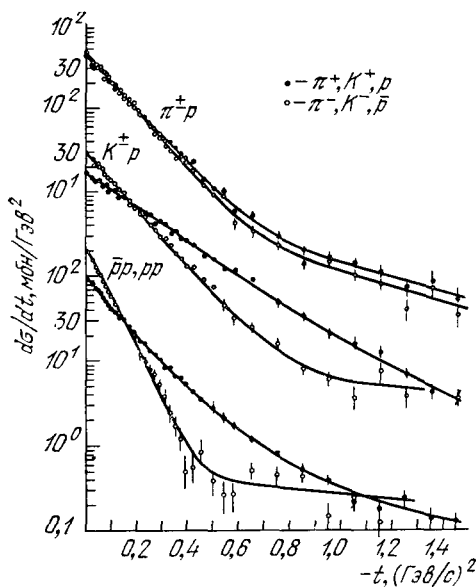


Рис. 16. Дифракционный конус в $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, $p\bar{p}$ и pp -рассеяниях при $p = 5$ $\text{Гэв}/c$ ⁸⁵.

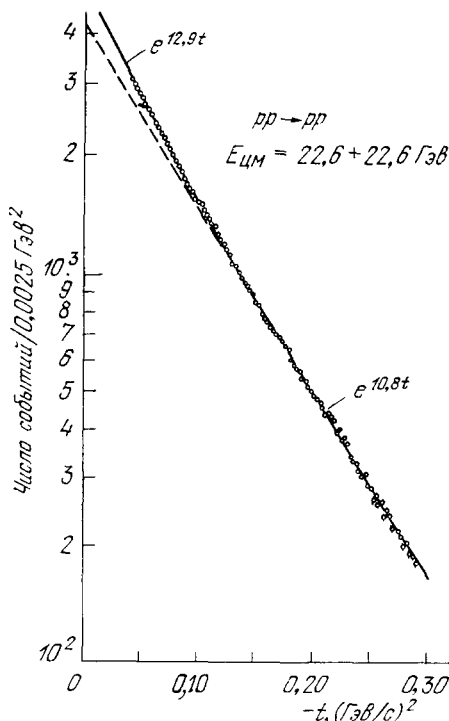


Рис. 17. Изменение наклона дифракционного конуса ⁷⁸ вблизи $-t \approx 0,12$ $(\text{Гэв}/c)^2$.

вблизи $t \sim 0$ для процессов упругого рассеяния пионов, каонов и антипротонов заставило использовать информацию из более широкого интервала t). В этом разделе обсуждается зависимость наклона конуса от переданного импульса, иными словами, рассматривается вопрос о форме дифференциальных сечений в дифракционном конусе. Интервал передач расширен. Верхняя граница $-t < 0,4$ $(\text{Гэв}/c)^2$ выбрана так, чтобы не захватывать ту область передач, где в кривой $d\sigma(t)/dt$ начинает проявляться структура, связанная, возможно, с явлениями интерференционного типа (см. рис. 16 и раздел 3.4).

До недавнего времени для параметризации сечений упругих процессов в этой области малых передач использовалась линейная по t экспонента. Основанием для такого выбора является оптическая модель, в рамках которой угловая зависимость амплитуд упругого рассеяния описывается формулой вида (2.17), которой в случае малых переданных импульсов соответствует линейная по t экспонента $d\sigma/dt \sim \exp(R^2 t/4)$.

С появлением достаточно точных экспериментальных данных по рассеянию протонов стало ясно, что линейная по t экспонента даже в этом узком интервале Δt вблизи $t = 0$ не согласуется с экспериментом. Сначала было показано ^{51, 33, 86}, что наклоны конусов, измеренные в области $-t <$

$< 0,1$ $(\text{Гэв}/c)^2$, больше, чем наклоны конусов в интервале $0,1 < -t < < 0,3$ $(\text{Гэв}/c)^2$. Затем на встречных пучках ЦЕРН было непосредственно в одном эксперименте ⁷⁸ зафиксировано изменение наклона вблизи $-t \approx \approx 0,1$ $(\text{Гэв}/c)^2$ (рис. 17). В последнее время получены прямые экспериментальные указания на то, что и в π^-p -рассеянии (опыты ⁸⁷ выполнены при энергии 8 Гэв) наклон изменяется от $B = 8,19 \pm 0,19$ $(\text{Гэв}/c)^{-2}$ при $0,02 < < -t < 0,10$ $(\text{Гэв}/c)^2$ до $B = 7,23 \pm 0,05$ $(\text{Гэв}/c)^{-2}$ для $0,15 < -t < < 0,5$ $(\text{Гэв}/c)^2$. Для рассеяния отрицательно заряженных каонов эффект изменения наклона менее выражен ⁸⁷; в случае рассеяния антипротонов он не обнаружен (рассеяние положительно заряженных частиц в этой работе не изучалось). Общепринятого объяснения этого эффекта пока не имеется. Учет аналитических свойств амплитуд рассеяния ⁸⁸ позволяет связать его с влиянием структуры близлежащих разрезов на амплитуду рассеяния в соседней физической области, что приводит к непрерывному увеличению наклона конуса, когда $t \rightarrow 0$. Параметризация дифференциальных сечений, учитывающая изменение наклона, предложена в работе ⁸⁹.

в) Сравнение $d\sigma/dt$ для частиц и античастиц. Так же, как и для полных сечений, дифференциальные сечения упругого рассеяния античастиц ($d\sigma^-/dt$) и их логарифмические производные (B^-)

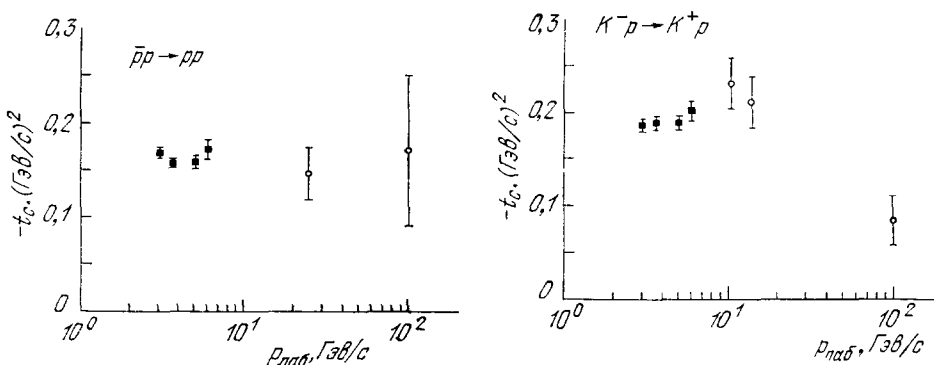


Рис. 18. Зависимость положения точки пересечения от энергии ⁹⁰.

Точки при $p < 10$ $\text{Гэв}/c$ — результаты прямых измерений. Свыше 10 $\text{Гэв}/c$ приведены значения t_c , вычисленные из данных по полным сечениям и параметрам наклона для частиц и античастиц.

при $t = 0$ превышают аналогичные величины ($d\sigma^+/dt$ и B^+) для соответствующих частиц, но так как $B^- > B^+$, то при некотором $t = t_c$ сечения сравниваются (см. рис. 16; кривые $d\sigma^-/dt$ и $d\sigma^+/dt$ пересекаются — в этом и состоит так называемое «явление пересечения»).

Вопрос о зависимости от энергии места пересечения представляет интерес, так как является чувствительной проверкой ряда теоретических моделей. Приблизительно величина разности дифференциальных сечений пропорциональна $\text{Im } V_{\Delta\lambda=0}$ — мнимой части, не изменяющей спиральность амплитуды, соответствующей t -канальным обменам с квантовыми числами векторных мезонов.

$$\Delta \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) = \frac{d\sigma^-}{dt} - \frac{d\sigma^+}{dt} \sim \text{Im } V_{\Delta\lambda=0}.$$

Для геометрической модели ⁹⁰ эта амплитуда пропорциональна функции Бесселя нулевого порядка

$$\text{Im } V_{\Delta\lambda=0} \sim J_0(R\sqrt{-t}),$$

и, следовательно, если с ростом s радиус увеличивается, то t_c движется в сторону меньших $|t|$. Для однополюсной редже-модели координата пересечения не зависит от энергии.

Экспериментальная информация об энергетической зависимости координаты точки пересечения t_c для рассеяния каонов и протонов на протонах представлена на рис. 18⁹⁰. К сожалению, малое количество экспериментов и их недостаточная точность не позволяют пока сделать определенные выводы.

3.3. Поведение сечений в области $0,5 < -t < 3 (Гэв/c)^2$

На рис. 1 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния адронов на протонах при импульсе $5 Гэв/c$, измеренные с помощью двухплечевого спектрометра³⁸ в широком интервале передач $0,2 \leq -t \leq 8 (Гэв/c)^2$. Для всех реакций, кроме K^+p - и pp -рассеяния, характерно наличие структур в $d\sigma/dt$ в области переданных импульсов $0,5 \lesssim -t \lesssim 3 Гэв^2$. Эта область передач является переходной от режима рассеяния с малыми переданными импульсами, описываемого формулами (2.17), (2.19), к рассеянию с большими передачами импульса, которое может быть связано с взаимодействием гипотетических частиц, составляющих структуру нуклона. Как видно из рис. 1, зависимость $d\sigma/dt$ от t в этой переходной области не монотонна.

Наличие структур в $d\sigma/dt$ для упругого pp , K^-p - и $\pi^\pm p$ -рассеяния и их отсутствие в K^+p - и pp -рассеянии может быть понято в рамках дуальных моделей. В этих моделях вклад вторичных полюсов Редже (ω , P' , ρ , A_2) в амплитуды упругого K^+p - и pp -рассеяния является вещественным, так как в «экзотических» каналах, к которым относятся K^+p - и pp -рассеяния, нет известных резонансов. Эти вещественные вклады при энергиях $< 5 Гэв$ полностью заполняют минимумы $d\sigma/dt$, отвечающие преимущественно мнимому вкладу вакуумной особенности. В то же время вклад вторичных полюсов в амплитуды упругого $\bar{p}p$ - и K^-p -рассеяния является чисто мнимым и приводит к дополнительной структуре в дифференциальных сечениях помимо основной, связанной с обменом помероном. Другими словами, в рамках дуальных моделей структура амплитуд во многом связана с проявлением резонансов в прямом канале, которые отсутствуют в K^+p - и pp -рассеянии и существенны в $\bar{p}p$ -, K^-p - и $\pi^\pm p$ -рассеянии.

Для параметризации сечений в интервале передач $0,03 < -t < 0,8 (Гэв/c)^2$ часто используется квадратичная по t экспонента

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(Bt + ct^2). \quad (3.10)$$

В этой формуле искусственно введенный параметр c учитывает эффекты, связанные с обсуждаемой здесь структурой дифференциальных сечений, которые более естественно описать формулой интерференционного вида

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim |a_1 \exp(B_1 t) + a_2 \exp(B_2 t)|^2. \quad (3.11)$$

Для энергий $25-40 Гэв$ величина подгоночного коэффициента c для всех частиц оказывается практически одинаковой^{82, 84} и равной $c \approx 2,5 Гэв^{-1}$. При меньших энергиях, когда структура в $d\sigma/dt$ для $\pi^\pm p$ -, K^-p - и $\bar{p}p$ -рассеяния в этой области передач еще ярче выражена (см. рис. 16), формула (3.10) непригодна.

С увеличением энергии роль вторичных особенностей уменьшается и при энергиях $\sim 1000 Гэв$ картина рассеяния становится похожей на

дифракционную. На рис. 19 приведены дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния при энергиях ISR ⁷⁸. Отчетливо виден минимум в $d\sigma/dt$ при $|t| \sim 1,3 \text{ Гэв}^2$ и второй максимум при $|t| \sim 2 \text{ Гэв}^2$. Измерения ⁹² показывают, что положение минимума с ростом энергии смещается в область меньших $|t|$, а величина $d\sigma/dt$ во втором максимуме растет. Полное сечение pp -взаимодействия и полное сечение упругого рассеяния увеличиваются одинаковым образом (на 10% в интервале энергий $400 < s < 3000 \text{ Гэв}^2$). Такое поведение соответствует предсказаниям модели «геометрического скейлинга» ^{90, 93}:

$$\sigma_t \sim R^2, \quad (3.12)$$

$$\sigma_{el} \sim R^2, \quad (3.13)$$

$$d\sigma/dt \sim \sigma_t^2(s) F(R^2 t) = \sigma_t^2(s) F(\sigma_t t). \quad (3.14)$$

В соответствии с (3.14) положение минимума $d\sigma/dt$ убывает с энергией $-t_{\min} \sim \sigma_t(s)^{-1}$, а величина $d\sigma/dt$ во втором максимуме растет с энергией $\sim \sigma_t(s)^2$.

В модели геометрического скейлинга предполагается, что «серость» адрона не зависит от энергии, а с увеличением энергии растет лишь эффективный радиус взаимодействия $R(s)$. (Парциальная амплитуда $f(s, b)$, которая в об-

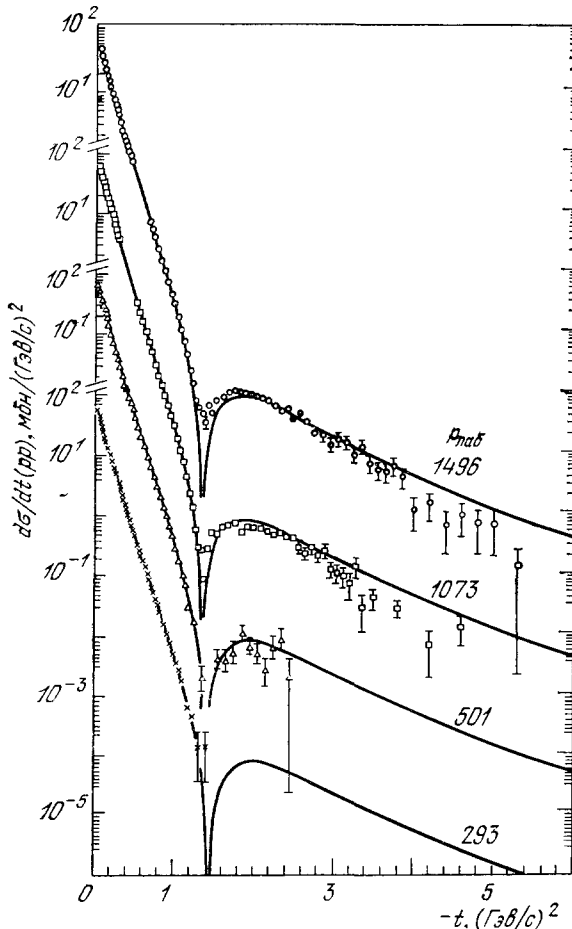


Рис. 19. Дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния при энергиях ISR ⁷⁸. Кривые демонстрируют описание дифференциальных сечений в модели геометрического скейлинга ⁹¹.

щем случае является функцией параметра удара b и энергии s , зависит в этой модели только от отношения $b/R(s)$.) Вытекающее из этого предположения условие

$$B \equiv \frac{d \ln(d\sigma/dt)}{dt} \sim \sigma_t \quad (3.15)$$

плохо подтверждается экспериментом: наклон конуса растет медленнее, чем σ_t и σ_{el} .

3.4. Поляризационные измерения и восстановление амплитуд πN -рассеяния

К настоящему времени накоплена значительная экспериментальная информация о поляризации в процессах упругого рассеяния, однако достаточный для амплитудного анализа набор данных имеется только для pp -рассеяния при относительно небольших энергиях. Данные о поляриза-

ции в $\pi^\pm p$ -рассеянии приведены на рис. 20. Характерная зависимость с максимумом $P_-(t)$ при $-t \approx 0,6 \text{ Гэв}^2$ (в котором $P_-(t) = 0$), наблюдавшаяся при энергиях $\sim 10 \text{ Гэв}$ ⁹⁴, сохраняется и при $p = 40 \text{ Гэв/с}$

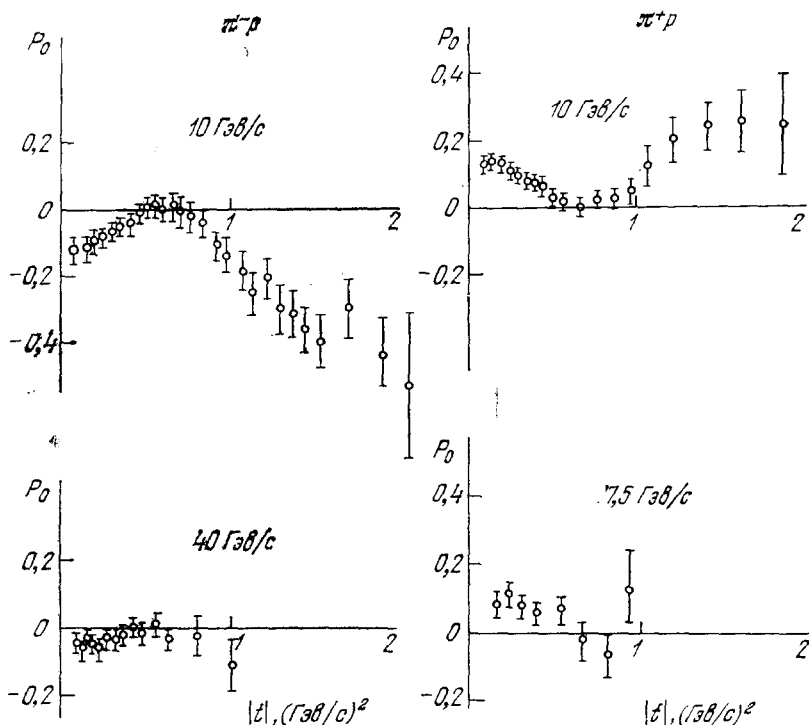


Рис. 20. Поляризация в $\pi^\pm p$ -рассеянии^{94, 95}.

(результаты совместного советско-французского эксперимента на ускорителе ИФВЭ)⁹⁵, хотя абсолютное значение поляризации при $p=40 \text{ Гэв/с}$ уменьшилось по сравнению с данными при $p = 14 \text{ Гэв/с}$ почти в два раза. Интересно, что поляризация в рассеянии положительно заряженных пионов во всей исследованной области энергий равна по величине и противоположна по знаку поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$. Энергетическая зависимость поляризации в $\pi^+ p$ -рассеянии приведена на рис. 21. Такая степенная зависимость от s поляризации согласуется с предсказаниями модели полюсов Редже, где поляризация возникает из-за интерференции P -полюса с вторичными полюсами и должна убывать как $s^{\alpha_P(t) - \alpha_P(t)}$.

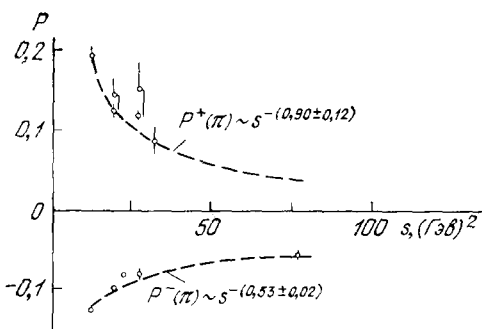


Рис. 21. Энергетическая зависимость поляризации в $\pi^\pm p$ -рассеянии ($0,1 \leq -t \leq 0,3 \text{ (Гэв/с)}^2$)⁹⁷.

При энергии 6 Гэв имеется экспериментальная информация⁹⁷ о семи величинах $d\sigma_+/dt$, $d\sigma_-/dt$, $d\sigma_0/dt$, P_+ , P_- , P_0 и

R_-^*), где $+$, $-$, 0 относятся к процессам π^+p , π^-p упругого рассеяния и реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ соответственно, что позволило провести модельно-независимый амплитудный анализ πN -рассеяния⁹⁸ (т. е. найти при различных t фазы и модули всех амплитуд πN -рассеяния). Поскольку общая фаза амплитуд не определяется, все результаты (рис. 22) приводятся относительно амплитуды f_{++}^0 , фаза которой, по-видимому, близка к $\pi/2$.

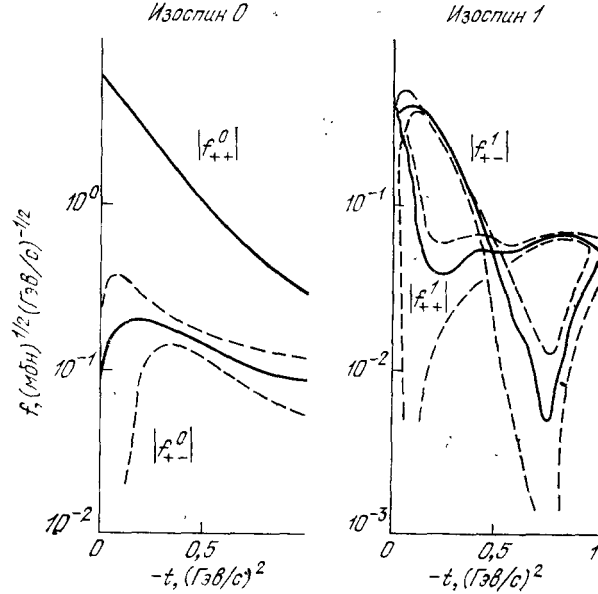


Рис. 22. Результаты амплитудного анализа πN -рассеяния при 6 ГэВ/с ⁹⁸.

Амплитудный анализ πN -рассеяния позволяет сделать следующие выводы о характере πN -взаимодействия:

а) Наибольший вклад в дифференциальные сечения дает амплитуда f_{++}^0 .

б) Амплитуда с изменением спиральности с изоспином 0 в t -канале f_{+-}^0 значительно меньше, чем f_{++}^0 и во всем исследованном интервале t имеет фазу относительно f_{++}^0 , близкую к π . В связи с этим величина $P_+ + P_-$ очень мала. Однако тот факт, что $f_{+-}^0 \neq 0$, указывает, что (во всяком случае при энергиях $\sim 6 \text{ ГэВ}$) нет сохранения спиральности в t -канале.

в) Дифференциальное сечение перезарядки определяется в основном амплитудой с изменением спиральности f_{+-}^1 , которая имеет нуль в вещественной и мнимой частях при $-t = 0,7 \text{ ГэВ}^2$, что соответствует модели полюсов Редже, где $f_{+-}^1 \sim \alpha_\rho(t)$.

г) Мнимая часть f_{++}^1 проходит через нуль в области t , где имеет место явление пересечения дифференциальных сечений $\pi^\pm p$ -рассеяния. Вещественная часть f_{++}^1 обращается в нуль при значительно больших значениях $|t|$. То, что поляризационные параметры $P(t)$ и $R(t)$ в процессах

*) Экспериментальная ситуация в измерении P_0 при энергиях $5-6 \text{ ГэВ}$ не является в настоящее время полностью выясненной. Данные ЦЕРН — Сакла — Дзэи⁹⁹ при энергии 6 ГэВ указывают на существование значительной поляризации ($P_0 \sim 0,6$) в $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ при $-t = -0,5 \text{ ГэВ}^2$. В то же время, согласно данным ANL¹⁰⁰, при 5 ГэВ поляризация в этой области не превышает 0,2. Однако результаты амплитудного анализа, приведенные ниже, мало чувствительны к величине P_0 .

πN -рассеяния не меняют своей формы, а лишь убывают степенным образом при возрастании энергии, позволяет надеяться, что основные результаты амплитудного анализа πN -рассеяния при энергии 6 Гэв останутся справедливыми и при больших энергиях. Однако окончательный ответ на этот

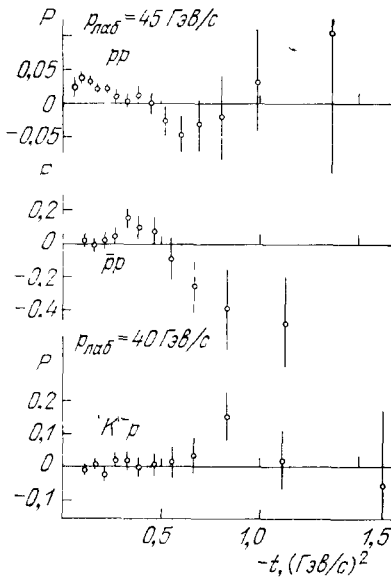


Рис. 23. Данные по поляризации в pp -, $\bar{p}p$ - и K^-p -рассеяниях, полученные советско-французской группой в Серпухове¹⁰¹.

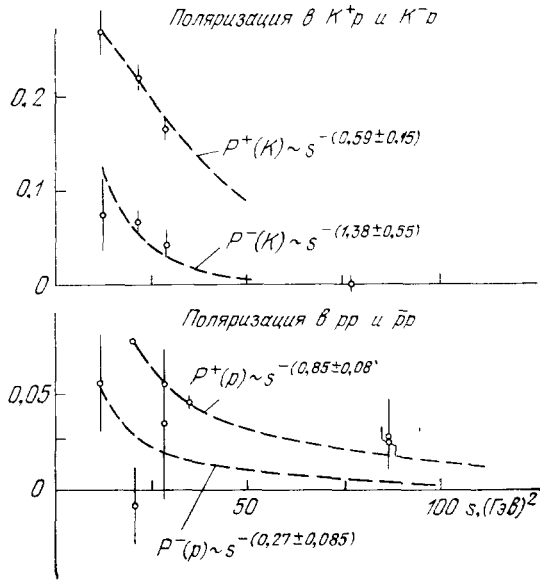


Рис. 24. Зависимость от энергии поляризации в $K^\pm p$ -, pp - и $\bar{p}p$ -рассеяниях⁹⁶ ($0,1 \leq -t \leq 0,3 \text{ (Гэв/с)}^2$).

вопрос может дать лишь полная информация о поляризационных параметрах при высоких энергиях.

Новые данные о поляризации в процессах упругого K^-p -, $\bar{p}p$ - и pp -рассеяния¹⁰¹ приведены на рис. 23. Заметим, что в соответствии с предсказаниями дуальных моделей и обменного вырождения поляризация в $K^\pm p$ - и $\bar{p}p$ -рассеянии близка к нулю в области малых переданных импульсов $|t| \lesssim 0,3 \text{ Гэв}^2$. Зависимость поляризации от энергии в этих процессах показана на рис. 24.

3.5. Рассеяние на большие углы

а) Рассеяние вблизи $\theta = 90^\circ$ и проблема структуры нуклона. Эксперимент показывает, что в области больших углов рассеяния и больших передач ($-t \approx u \approx s$) дифференциальные сечения упругого рассеяния имеют сильную зависимость от энергии (рис. 25). Данные при больших s для фиксированных углов рассеяния описываются степенной зависимостью $d\sigma/dt \sim s^{-m}$, полученной в работе¹⁰² в рамках кварковой модели. Проверка этого правила демонстрируется на рис. 25, в, г, из которого видно, что экспериментальные значения показателей степени оказались близкими к ожидаемым: $m = 10$ для pp -рассеяния и $m = 8$ для π^-p -рассеяния.

Эти эксперименты, так же как результаты опытов по глубоко неупругим взаимодействиям лептонов, указывают на возможное существование у нуклонов внутренней структуры. Выяснение того факта, что рассеяние

на большие углы может быть связано с взаимодействием точечноподобных частиц, составляющих структуру адронов, открывает новую страницу физики элементарных частиц.

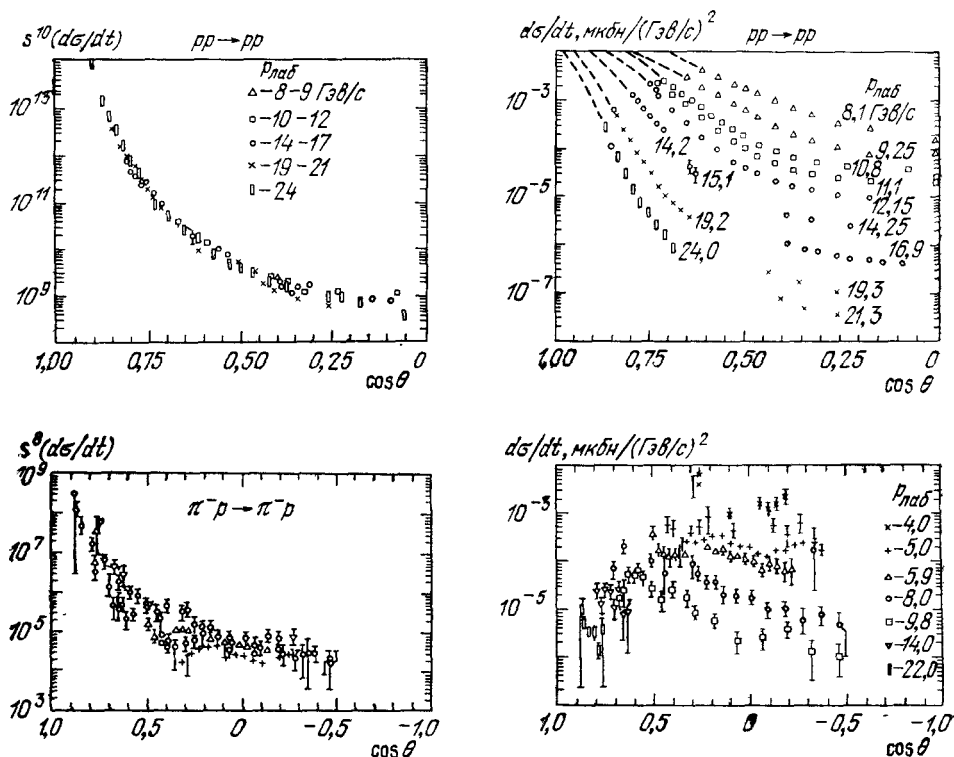


Рис. 25. Сопоставление сечений при больших углах рассеяния 90 с предсказаниями кварковой модели (правило Матвеева — Мурадяна — Тавхелидзе 102).

б) Р а с с е я н и е н а з а д. Экспериментальная ситуация для рассеяния назад $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ представлена на рис. 26. Характерной особенностью дифференциальных сечений процессов упругого рассеяния является наличие максимума при рассеянии назад, когда величина $u = (p_a - p_b)^2 = \sum_i m_i - s - t$ мала. Величина сечения в максимуме быстро убывает с ростом энергии. В отличие от максимума в рассеянии вперед (когда мала переменная $-t$ и амплитуда реакции определяется особенностями t -канала, т. е. промежуточными состояниями в реакции $a + \bar{a}' \rightarrow \bar{b} + b'$, имеющими бозонные квантовые числа), рассеяние назад при малых $|u| \sim m^2$ определяется особенностями u -канала, т. е. реакции $a + \bar{b}' \rightarrow a' + \bar{b}$. В процессах упругого $\pi^\pm p$ - и $K^+ p$ -рассеяния квантовые числа особенностей в u -канале соответствуют известным частицам и резонансам (например, N, Δ в πN и Λ, Σ, Y^* в $K^+ p$). В то же время u -каналы для реакций $K^- p$ и $\bar{p} p$ соответствуют «экзотическим» квантовым числам; в обоих случаях заряд такой системы должен быть равен -2 , кроме того, для $K^- p$ гиперзаряд $Y = -2$, а для $\bar{p} p$ — барионный заряд $|B| = 2$. Экспериментальные данные (рис. 27) показывают $^{38, 103, 104}$, что даже при сравнительно небольших энергиях (~ 5 ГэВ) имеется значительное различие в величинах $(d\sigma/dt)_{u=0}$ для процессов $\pi^\pm p$, $K^+ p$ и «экзотических» каналов — реакций $K^- p$ и $\bar{p} p$ назад. Кроме того, $(d\sigma/du)_{u=0}$ для $K^- p$ - и $\bar{p} p$ -рас-

сеяния убывают с энергией значительно быстрее ($\sim 1/s^{10}$), чем для K^+p - и πN -рассеяния. (Данные по $K^\pm p$ -рассеянию при $u = 0$ показаны на рис. 27, взятом из работы ³⁸.)

Рассмотрим рассеяние назад в рамках модели полюсов Редже. Как и в рассеянии вперед, дифференциальное сечение процесса рассеяния назад описывается вкладом самого правого в j -плоскости полюса Редже:

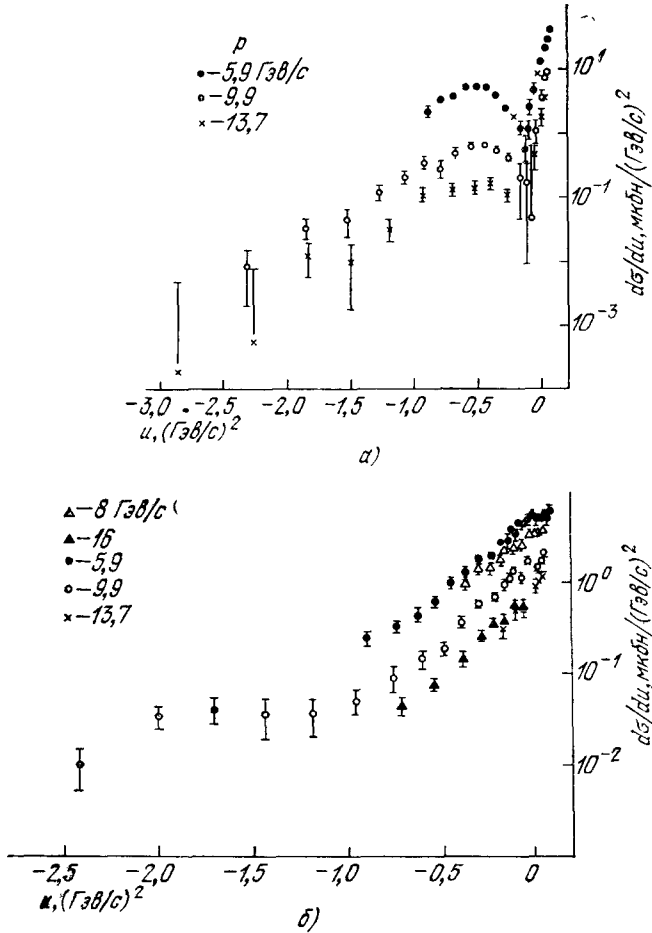


Рис. 26. Дифференциальное сечение а) π^+p - и б) π^-p -рассеяния назад в интервале импульсов от 5,9 до 13,7 GeV/c ^{104, 109}.

(формула (2.19) с заменой $t \rightarrow u$). Некоторой спецификой πN - и KN -рассеяния назад является то, что траектории имеют фермионные квантовые числа (на них расположены частицы и резонансы с полуцелыми спинами). В связи с этим вклад в амплитуду рассеяния в физической области дает пара полюсов Редже с разной четностью, которые связаны соотношением ¹⁰⁵

$$\alpha_+ (\sqrt{u}) = \alpha_- (-\sqrt{u}). \quad (3.16)$$

В отличие от бозонных полюсов Редже, фермионные полюсы зависят, вообще говоря, не от переменной u , а от \sqrt{u} . В силу соотношения (3.16) в физической области рассеяния, когда $u < 0$ α_+ и α_- являются комплексно-сопряженными: $\alpha_+ (\sqrt{u}) = \alpha_-^* \sqrt{u}$.

Анализ энергетической зависимости дифференциальных сечений рассеяния назад позволяет определить траектории полюсов Редже, дающих основной вклад в эти процессы. Обычно считается, что наибольший вклад в процессы πN -рассеяния назад дают N - и Δ -траектории. N -траектория имеет изоспин $I = 1/2$, на ней расположен нуклон, т. е. $\alpha_N(m_N^2) = 1/2$;

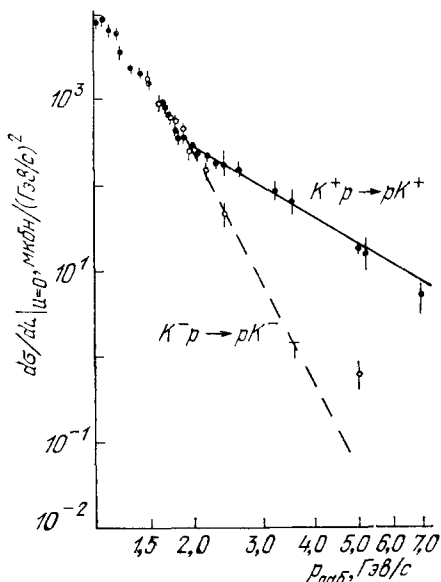


Рис. 27. Зависимость от энергии $K^\pm p$ -рассеяния при $u \approx 0^{38}$. I

линейной экстраполяцией нуклонной траектории $\alpha_N(u) = \alpha_N(0) + \alpha'_N \cdot u$ и наклоном $\alpha'_N(0) \approx 1 \text{ Гэв}^{-2}$, определенным из анализа спектра частиц и резонансов). Однако в области более высоких энергий, согласно данным, полученным в Серпухове ¹⁰⁷, скорость падения $d\sigma/du$ с энергией замедляется и $\alpha_{\text{eff}}(0) \approx 0$. Дальнейшее исследование рассеяния назад и πp -перезарядки назад позволит уточнить значение $\alpha_{\text{eff}}(0)$ и получить другие важные сведения о свойствах барионных обменов.

Реакции типа K^-p - и $\bar{p}p$ -рассеяния назад с экзотическими квантовыми числами u -канала не могут быть обусловлены обменом какими-либо известными полюсами Редже и в рамках метода комплексных моментов описываются обычно вкладами движущихся ветвлений, т. е. обменами несколькими полюсами Редже в u -канале. Так, например, K^-p -рассеяние назад может определяться вкладом (K^*N) -ветвления, а $\bar{p}p$ — (NN) - и (ΔN) -обменами. Поскольку положение соответствующей точки ветвления есть $\alpha_{12} = \alpha_1 + \alpha_2 - 1$, то для K^-p -рассеяния $\alpha_{K^*N}(0) \approx \alpha_{K^*}(0) + \alpha_N(0) - 1 \approx -1$, а для $\bar{p}p$ $\alpha_{NN}(0) = 2\alpha_N(0) - 1 \approx -1,7$, т. е. сечения этих процессов должны очень быстро убывать с ростом энергии. Простейшие оценки, основанные на графиках рис. 4, дают для сечений этих процессов очень малые значения даже при энергиях $\sim 5 \text{ Гэв}$. При энергиях до $\approx 5 \text{ Гэв}$ сечения K^-p - и $\bar{p}p$ -рассеяния назад убывают $\sim s^{-10}$. Теория комплексных моментов предсказывает, что с увеличением энергии скорость падения этих сечений с энергией уменьшается до s^{-4} в K^-p - и $s^{-5,4}$ в $\bar{p}p$ -рассеянии. Проверка этого предсказания теории представляет большой интерес.

Δ -траектория имеет $I = 3/2$ и проходит через изобару Δ_{1236} . Знание $\alpha_N(0)$ весьма существенно для решения вопроса об «элементарности» виртуального нуклона. Если виртуальный нуклон, которым происходит обмен при рассеянии назад, не реджезован, а как элементарная частица имеет спин $J = 1/2$, то дифференциальное сечение, согласно формуле (2.19), с $\alpha_N \equiv 1/2$ должно убывать $\sim 1/s$ при всех значениях u . Более быстрое падение сечения с ростом энергии и сужение конуса углового распределения означало бы, что нуклон, как и другие частицы и резонансы, расположен на траектории Редже. В настоящее время экспериментальные данные о πN -рассеянии назад указывают на реджезацию нуклона, хотя окончательно этот вопрос еще нельзя считать выясненным. Из обработки данных ¹⁰⁶ по πp -рассеянию назад при 5–18 Гэв следует $\alpha_{\text{eff}}(0) = -0,38$ (что соответствует

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

10 лет назад с разработкой методов исследования на больших ускорителях началось систематическое исследование процессов упругого рассеяния адронов. Результаты этих исследований, представленные в настоящем обзоре, коротко сводятся к следующему. Вместо ожидавшейся в 60-х годах чисто дифракционной картины рассеяния при высоких энергиях ($E > 1 \text{ Гэв}$), когда радиус взаимодействия фиксирован, амплитуда рассеяния вперед — мнимая, а полные сечения — постоянные, был обнаружен существенный вклад вещественной части амплитуды, составляющей при энергии 10 Гэв десятки процентов от мнимой. Эксперименты по pp -рассеянию в Серпухове, Батавии и на встречных пучках ЦЕРН показали, что отношение вещественной части амплитуды к мнимой отрицательное по абсолютной величине и имеющее минимум при $E \sim 5 \text{ Гэв}$, с ростом энергии начинает возрастать и при $E \approx 280 \text{ Гэв}$ меняет свой знак.

Полные сечения (соответственно мнимая часть амплитуды упругого рассеяния вперед) не вышли на постоянный асимптотический предел, более того, как было показано сначала для Kp -взаимодействия в Серпухове и затем на накопительных кольцах ЦЕРН и в опытах на выведенных пучках ускорителя в Батавии, стала качественно иной их энергетическая зависимость: режим убывающего сечения $\sigma_t(s) = \sigma_\infty + (a/p^m)$ при энергиях $\lesssim 30 \text{ Гэв}$ сменился режимом логарифмического роста при энергиях выше 100 Гэв .

Наклон дифракционного конуса во всех процессах упругого рассеяния (кроме $\bar{N}N$) систематически растет (приблизительно логарифмически) вплоть до энергий $\sim 10^3 \text{ Гэв}$. Темп роста наклона конуса в pp -рассеянии при энергиях выше 100 Гэв значительно меньше, чем наблюдаемый при энергиях $\sim 10 \text{ Гэв}$, и соответствует сравнительно небольшой эффективной величине наклона траектории полюса Померанчука $\alpha_P(0) \approx 0,3 \text{ Гэв}^{-2}$. Экспериментальные данные о других упругих процессах не противоречат такой величине $\alpha_P(0)$. Отличие α_P от нуля означает, что радиус взаимодействия растет с энергией.

Измерения в широком интервале энергий $3 < E < 200 \text{ Гэв}$ показали, что разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с нуклонами убывают в исследованной области энергий степенным образом, что согласуется с теоремой Померанчука. Степенным образом также убывают сечения реакций перезарядок $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ и $K_L^- p \rightarrow K_S^0 p$ и т. д. Эти данные и результаты измерений поляризационных эффектов согласуются с предсказаниями теории с обменом реджезованными частицами: процессы, обусловленные обменами невакуумными квантовыми числами, с увеличением энергии вымирают в соответствии с характерной степенной зависимостью (2.20).

Результаты исследования рассеяния адронов в области больших углов и перпендикулярных импульсов p_\perp , где подавлены вклады, связанные с t - и u -канальными особенностями, указывают, что рассеяние здесь определяется иным механизмом, существенной чертой которого является взаимодействие точноподобных частиц (кварки, партоны), составляющих структуру нуклона. Этот механизм, по-видимому, сказывается и в процессах образования частиц с большими поперечными импульсами¹⁰⁹. С ростом энергии сечение инклюзивного образования частиц с большими p_\perp быстро растет. Интересен вопрос о влиянии этого эффекта на поведение полного сечения взаимодействия адронов¹¹⁰. Явление роста σ_t могло бы иметь пороговый характер. В этом случае область энергий $s \sim 10^2 \text{ Гэв}^2$ была бы не началом асимптотики, а порогом, с которого начинаются новые физические явления.

Отметим, что тенденции, наблюдаемые в существующих экспериментальных данных, указывают на то, что область энергий $s \sim 10^3 \text{ Гэв}^2$ еще не является асимптотической. Действительно, если бы зависимости полных сечений $\sigma_t(s)$ и наклона конуса $B(s)$ вида (3.2) и (3.9) сохранились при $s \rightarrow \infty$, то это приводило бы к нарушению условия унитарности, согласно которому $B(s) \geq \sigma_t/18\pi$, т. е. наклон асимптотически не может расти медленнее, чем полное сечение, как это следует из эмпирических зависимостей (3.2), (3.9).

Таким образом, исследование процессов упругого рассеяния при высоких энергиях существенно расширило и углубило наши представления о характерных свойствах сильных взаимодействий. Оно привело к появлению ряда новых интересных идей и подходов к проблеме взаимодействия адронов при высоких энергиях. Однако, несмотря на существенное расширение интервала исследованных энергий, мы все еще не можем окончательно ответить на такие важные вопросы, как: стремится ли полное сечение к постоянному пределу или продолжает неограниченно расти при $s \rightarrow \infty$? Если рост сохраняется, то по какому закону он происходит? Сохраняется ли логарифмическое сужение конуса при больших энергиях? Обращается ли вещественная часть амплитуды в нуль при $s \rightarrow \infty$?

Решение этих проблем требует и новых высокоточных экспериментов при существующих энергиях и исследования процессов рассеяния при более высоких энергиях.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)
Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., Физматгиз, 1958.
2. M. Froissart, Phys. Rev. **123**, 1053 (1961).
3. M. L. Goldberger, Relations de dispersion et particules elementaires (Les Houches), P., Hermann, 1960.
4. G. Höhler, G. Ebel, J. Giesecke, Zs. Phys. **180**, 430 (1964).
G. Höhler, R. Strauss, Tables of Pion-Nucleon Forward Amplitudes. Preprint University of Karlsruhe, 1970.
5. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **34**, 725 (1958).
6. Н. Н. Мейман, ЖЭТФ **43**, 2277 (1962).
7. А. А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И. Т. Тодоров, УФН **88**, 51 (1966).
А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, О. А. Хрусталева, Пробл. физ. ЭЧАЯ **3**, 515 (1972).
8. Ю. С. Вернов, ТМФ **4**, 3 (1970).
9. A. Martin, Scattering Theory. Unitarity, Analyticity and Crossing, Lecture Notes in Physics, No. 3, B., Springer-Verlag, 1969.
F. J. Yndurain, Rev. Mod. Phys. **44**, 645 (1972).
S. M. Roy, Phys. Rept. **5C**, 125 (1972).
10. В. Г. Гришин, И. С. Саитов, И. В. Чувилло, ЖЭТФ **34**, 1221 (1958).
Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, В. Г. Гришин, *ibid.* **35**, 311.
11. К. А. Тер-Мартirosyan, в кн. Вопросы физики элементарных частиц, вып. 5, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1966, стр. 479.
12. E. Leader, Rev. Mod. Phys. **38**, 467 (1966).
13. П. Коллинз, Э. Сквайрс, Полюса Редже в физике частиц, М., «Мир», 1971.
14. В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, К. А. Тер-Мартirosyan, ЯФ **2**, 361 (1965).
15. А. Б. Байдалов, в кн. Элементарные частицы, вып. 2, М., Атомиздат, 1973, стр. 18.
16. К. А. Тер-Мартirosyan, ЯФ **10**, 1047 (1969).
17. К. Г. Боресков, А. М. Лapidус и др., ЯФ **14**, 814 (1971).

18. Chan Hong-Mo, in: Proc. of 14th Intern. Conference on High Energy Physics, Geneva, 1968, p. 391.
R. J. Glauber, in: Lectures in Theoretical Physics, v. 1, N. Y., Interscience Publ. 1959, p. 1.
19. а) V. N. Gribov, A. A. Migdal, in: 14th Intern. Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968, papers 943, 944.
б) В. Ю. Глебов и др., ЯФ 10, 1065 (1969).
в) F. Frautschi, V. Margolis, цит. в ^{19а} сборник, papers 727.
г) А. И. Лендел, К. А. Тер-Мартirosян, Письма, ЖЭТФ 11, 70 (1970).
20. A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze, Nuovo Cimento 29, 380 (1963).
21. V. R. Garisevanishvili et al., Phys. Lett. B29, 191 (1969).
22. A. Tavkhelidze, in: High Energy Physics, Kiev, «Naukova Dumka», 1972, p. 367.
23. А. А. Ансельм, И. Т. Дятлов, ЯФ 6, 591, 603 (1967); 9, 416 (1969).
24. Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, Письма ЖЭТФ 2, 105 (1965); УФН 94, 244 (1968).
Р. Мурадян, Препринт ОИЯИ P2-6762, Дубна, 1972.
25. V. Matveev, R. Muradyan, A. Tavkhelidze, Nuovo Cimento Lett. 7, 719 (1973).
S. J. Brodsky, G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. 31, 1153 (1973).
26. В. А. Никитин, В. А. Свиридов и др., ЖЭТФ 46, 1608 (1964).
27. Б. Беккер и др., в кн. Материалы XI конференции по физике высоких энергий, Женева, 1962, стр. 582.
Л. Ф. Кириллова и др., ЖЭТФ 45, 1261 (1963); Phys. Lett. 13, 93 (1964).
28. Г. Г. Безногих и др., ЯФ 10, 1212 (1969); Phys. Lett. B30, 274 (1969).
29. G. G. Veznogikh et al., ibid. B39, 411 (1972).
30. V. Bartenev et al., Phys. Rev. Lett. 31, 1088 (1973).
31. V. Bartenev et al., ibid., p. 1367.
32. В. А. Никитин, А. А. Номофилов, В. А. Свиридов, Л. А. Слепец, И. М. Ситник, Л. Н. Струнов, ЯФ 1, 183 (1965).
Л. С. Золин, А. А. Номофилов, И. М. Ситник, Л. А. Слепец, Л. Н. Струнов, Письма, ЖЭТФ 6, 546 (1967); Phys. Lett. 22, 350 (1966).
33. K. J. Foley et al., Phys. Rev. 181, 1775 (1969); Phys. Rev. Lett. 19, 193, 330 (1967).
34. А. А. Борисов и др., Препринт ИФВЭ СЭФ-72-7, Серпухов, 1972.
35. G. Bellettini, et al., Phys. Lett. 14, 164 (1965); 19, 705 (1966).
A. E. Taylor et al., ibid. 14, 54 (1965).
36. I. V. Chuvilo et al., in: Proc. of Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics (Stanford University, September 1966), Springfield, 1966, p. 579.
Г. Г. Воробьев и др., Препринты ОИЯИ, Дубна. PI-4445 (1969), EI-7552 (1973).
37. M. Borghini, et al., Nucl. Instr. and Meth. 105, 215 (1972).
38. V. Chabaud et al., Phys. Rev. Lett. B38, 441, 445, 449 (1972).
39. S. P. Denisov et al., Phys. Lett. B36, 415, 528 (1971).
40. U. Amaldi et al., ibid. B44, 112 (1973).
41. S. R. Amendolia et al., ibid., p. 119.
42. N. L. Grigorov et al., in: Proc. of 9th Intern. Conference on Cosmic Rays, London, 1965, p. 860.
43. A. S. Carroll et al., Phys. Rev. Lett. 33, 928, 932 (1974).
44. Ю. П. Горин и др., ЯФ 17, 309 (1973).
45. В. К. Бирюлев и др., ЯФ 15, 959 (1972).
46. H. Bethé, Ann. Phys. (N.Y.) 3, 190 (1958).
M. P. Locher, Nucl. Phys. B2, 525 (1967).
C. B. West, D. R. Yennie, Phys. Rev. 172, 1413 (1968).
L. D. Soloviev, A. V. Schelkachev, Nucl. Phys. B40, 596 (1972).
В. Г. Горшков и др., ЖЭТФ 60, 1211 (1971).
В. М. Буднев, И. Ф. Гинзбург, Письма, ЖЭТФ 13, 519 (1971).
47. P. Söding, Phys. Lett. 8, 283 (1964).
48. I. I. Levintov, G. M. Adelson-Velsky, ibid. 13, 185 (1964).
V. S. Barashenkov, V. I. Dedu, Nucl. Phys. 64, 636 (1965).
49. A. A. Vorobyov et al., Phys. Lett. B41, 639 (1972).
50. G. Höhler, H. P. Jakob, Zs. Phys. 268, 75 (1974); Preprint Karlsruhe ТКР 9/74 (1974).
51. Л. Ф. Кириллова и др., ЯФ 1, 533 (1965).
52. Н. Далхажави и др., ЯФ 8, 342 (1968).
53. U. Amaldi et al., Phys. Lett. B43, 231 (1973).
54. R. C. Fernow et al., ibid. B52, 243 (1974).
55. C. Bourrely, J. Soffer, D. Wray, Nucl. Phys. B77, 386 (1974).

56. T. K h u r i, T. K i n o s h i t a, Phys. Rev. **B137**, 720; **B140**, 706 (1965).
57. Ю. С. В е р н о в, ЖЭТФ 53, 191 (1967).
58. Г. Г. В о л к о в, Препринт ИФВЭ СТФ-71-8, Серпухов, 1971.
59. U. P. S u k h a t m e, J. N. N g, Nucl. Phys. **B70**, 229 (1974).
60. E. L e a d e r, U. M a o r, Phys. Lett. **B43**, 505 (1973).
61. W. v o n S c h l i p p e, D. W. J o y n s o n, Preprint of Westfield College, London, May 1974.
62. T. H. B e l l m et al., Nuovo Cimento Lett. **3**, 389 (1970); Phys. Lett. **B33**, 438 (1970).
63. R. C a m p b e l l e et al., Nucl. Phys. **B64**, 1 (1973).
64. P. B a i l l o n et al., Phys. Lett. **B50**, 377, 383 (1974).
65. C. W. B r a n d e n b u r g et al., Preprint SLAC-PUB-1339 (1973).
66. A. D. B r o d y et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1050 (1971).
67. P. D a r r i u l a t et al., Phys. Lett. **B33**, 470 (1970).
68. K. F. A l b r e c h t et al., *ibid.* **B48**, 257 (1974).
69. D. F r e y t a g et al., Report submitted to Aix Conference, 1973.
70. R. J. N. P h i l l i p s, Nucl. Phys. **B72**, 481 (1974).
71. Г. Г. В о р о б ъ е в и др., ЯФ 19, 849 (1974).
72. V. D. A p o k i n et al., in: 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974, paper 786.
73. V. D. A p o k i n et al., *ibid.*, paper 786.
74. P. B a i l l o n et al., Phys. Lett. **B52**, 387 (1974).
75. R. O e h m e, Phys. Rev. **100**, 1503 (1955).
76. Д. И. Б л о х и н ц е в, УФН 89, 185 (1966).
77. P. H. E b e r h a r d, CERN/D, Ph. 11/PHYS 72-38.
78. М. К у р ц з ы н с к и, Phys. Lett. **B47**, 224 (1973); *цит. в* ⁷⁰ сборник, papers 58-62.
79. G. H ö h l e r, P. K r o l l, Phys. Lett. **B49**, 280 (1974).
80. U. A m a l d i et al., *ibid.* **B36**, 504 (1971).
81. G. B a r b i l l i n i et al., *ibid.* **B39**, 663 (1972).
82. T. L a s i n s k i et al., Phys. Rev. **179**, 1426 (1969); Nucl. Phys. **B37**, 1 (1972).
83. C. W. A k e r l o f et al., Preprint Michigan UM-HE-74-20 (1974); *цит. в* ⁷⁰ сборник, paper 492.
84. А. А. Д е р е в ш ч и к о в et al., Nucl. Phys. **B80**, 442 (1974).
85. Yu. M. A n t i p o v et al., *ibid.* **B57**, 333 (1973).
86. А. А. Д е р е в ш ч и к о в et al., Phys. Lett. **B48**, 367 (1974).
87. Yu. M. A n t i p o v et al., Preprint IHEP 74-99 (1974).
88. I. A m b a t s et al., Phys. Rev. **D9**, 1179 (1974).
89. R. A. C a r r i g a n, Phys. Rev. Lett. **24**, 168 (1970).
90. D. B i r n b a u m et al., *цит. в* ⁷⁰ сборник, paper 770.
91. A. A n s e l m, V. G r i b o v, Phys. Lett. **B40**, 487 (1972).
92. O. V. D u m b r a j s et al., Nucl. Phys. **B69**, 336 (1974).
93. V. B a r g e r, Reactions Mechanisms at High Energy. Plenary Session Talk at 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974.
94. R. H e n z i, P. V a l i n, Phys. Lett. **B48**, 119 (1973).
95. E. N a g y et al., *цит. в* ⁷⁰ сборник, paper 488.
96. A. J. B u r a s, J. D i a s d e D e u s, Nucl. Phys. **B71**, 481 (1974).
97. M. B o r g h i n i et al., Phys. Lett. **B36**, 493, 497, 501 (1971).
98. C. B r u n e t o n et al., *ibid.* **B44**, 471 (1973).
99. A. N. D i d d e n s, Rapporteur's talk at the 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974.
100. A. D e L e s q u e n et al., Phys. Lett. **B40**, 277 (1972).
101. G. G o z z i k a et al., *ibid.*, p. 281.
102. P. B o m a m y et al., Nucl. Phys. **B52**, 382 (1973).
103. D. H. H i l l et al., Phys. Rev. Lett. **30**, 239 (1973).
104. A. G a i d o t et al., *цит. в* ⁷⁰ сборник, papers 782, 783, 1019.
105. V. M a t v e e v, R. M u r a d y a n, A. T a v k h e l i d z e, Nuovo Cimento Lett. **5**, 907 (1972); Препринт ОИЯИ Д2-7110, Дубна, 1973.
106. D. P. O w e n et al., Phys. Rev. **181**, 1794 (1969).
107. E. W. A n d e r s o n et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 1529 (1968).
108. В. И. Г р и б о в, ЖЭТФ 43, 1529 (1962).
109. D. P. O w e n et al., Phys. Rev. **18**, 1794 (1969).
110. W. F. B a k e r et al., Nucl. Phys. **B25**, 385 (1971).
111. А. В а б а е в et al., Phys. Lett. **B38**, 342 (1972).
112. M. J a c o b, CERN, Preprint 74-15, 31 July 1974.
113. B. A l p e r et al., Phys. Lett. **B44**, 521, 527 (1973).
114. M. B a n n e r et al., *ibid.*, p. 537.
115. F. W. B ü s s e r et al., *ibid.* **B46**, 471.
116. F. H a l z e n, Preprint University of Wisconsin, June 1974.
117. S. W. M a c D o w e l l, A. M a r t i n. Phys. Rev. **B135**, 960 (1964).