

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539 12 01

СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЕСЬМА ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	3
II. Метод движущихся полюсов	6
1. Вводные замечания	6
2. Вывод основной асимптотической формулы	8
3. Свойства амплитуды упругого рассеяния при высоких энергиях	13
4. Распространение на другие процессы	17
5. Упругое π^-p -рассеяние и противоречие теории с экспериментом	20
III. Теория периферических взаимодействий	22
1. Исходные представления и формула полного сечения	22
2. Классификация методов	25
3. Двухцентровая модель	29
4. Полностью периферическая модель	36
5. Дополнительные замечания	41
IV. Экспериментальные данные при $E_L \gtrsim 10^{11}$ эв. Сравнение с теорией	42
1. Сводка прежних результатов	42
2. Методы анализа эксперимента	43
3. Основные экспериментальные результаты последних лет и их значение для теории	50
4. Заключение	64
V. Связь метода движущихся полюсов с диаграммным подходом и однозонным приближением	65
1. Постановка вопроса	65
2. Диаграммный смысл МДП	65
3. Смешанная модель	67
4. Неупругие процессы в ОМП и МДП	70
Приложение	74
Цитированная литература	78

I. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет произошли серьезные сдвиги в изучении процессов сильных взаимодействий в области весьма высоких энергий. Речь идет об опытах в области $(1 \div 3) \cdot 10^{10}$ эв — на уникальных ускорителях, а выше 10^{11} эв — в космических лучах. В то же время возникли новые подходы, новые теории, делающие определенные предсказания о деталях процесса, предсказания, уже допускающие экспериментальную проверку. Краткому обзору экспериментальных фактов — прежде всего в космических лучах, при энергии $E > 10^{11}$ эв (но также и на ускорителях, где в начале 1963 г. были получены результаты фундаментального значения), — изложению главных пунктов теорий, их взаимосвязи, их соответствия экспериментальным данным и посвящена настоящая статья.

Несомненно, предшествующие обзоры ¹⁻³ уже успели сильно устареть. Что касается теорий, то их развитие ознаменовано, с одной стороны,

появлением метода движущихся полюсов (или метода комплексных орбитальных моментов, метода полюсов Редже), далее обозначаемого как МДП, двухлетняя история которого блестяща и драматична. С другой стороны, приобрело гораздо более полную, строгую и развитую форму так называемое одномезонное приближение (ОМП), в физической основе восходящее к давним, почти наивным представлениям типа метода Вейцекера — Вильямса и выросшее из полюсного метода.

Разумеется, самый факт употребления слова «теория» во множественном числе является малоободряющим. Если бы существовала одна хорошая теория, то ее было бы достаточно. Оба упомянутых выше метода исходят не из какой-либо фундаментальной основы, но содержат гипотезы или постулаты. Каждый из этих методов охватывает только часть процессов: метод движущихся полюсов — только упругие (в лучшем случае квазиупругие) процессы и связанное с ними оптической теоремой полное сечение; одномезонное приближение — неупругие периферические соударения и обусловленные ими упругие.

Простота и изящество МДП и всего связанного с ним направления — «реджистики» привлекли множество поклонников. Математическая стройность метода искупала его некоторую абстрактность и тот факт, что физический смысл некоторых из его постулатов не вполне ясен.

Энтузиазм еще более возрос, когда эксперименты по рассеянию протон — протон (pp) на ускорителях в области $10 - 20$ Бэв подтвердили один из основных выводов МДП. Высказывалось мнение, что МДП уже в той форме, которая предполагает учет только одного, крайнего правого полюса, — всеобъемлющая теория и описывает все процессы при высоких энергиях.

Однако вскоре выяснилось, что это не так. Главную роль при этом сыграли появившиеся примерно через год после опытов с pp -рассеянием данные об упругом π - p -взаимодействии в той же области энергий, которые решительно разошлись с предсказаниями МДП. Стало ясно, что область применимости МДП, по крайней мере в известной его форме, более ограничена, чем считали его наиболее горячие сторонники. Поэтому многие восприняли эту неудачу как крах всего метода.

Нам кажется, что сейчас в некоторой степени выяснились его сильные и слабые стороны, его связь с другими методами и он занял хотя и более скромное, чем пророчили вначале, но прочное и важное место в физике процессов высокой энергии.

С другой стороны, развивавшееся параллельно с методом Редже и независимо от него одномезонное приближение было более традиционным, быть может, менее изящным и не претендовало на всеобъемлющую роль. В то же время оно, постепенно развиваясь, объяснило ряд экспериментальных фактов. Его привлекательная сторона — конкретность.

В создавшейся ситуации особенно важно выяснить, в какой мере выводы обеих теорий согласуются с действительными фактами.

В настоящее время возник в некотором смысле новый этап в исследовании сильных взаимодействий при высоких энергиях, когда становится возможным изучение взаимной связи упругих и неупругих процессов. В свете этого нужно вновь обсудить также место гидродинамической теории, долгое время бывшей единственной серьезной теоретической схемой процессов при сверхвысоких энергиях. Самый факт существования или несуществования гидродинамических процессов имеет большое значение для теории.

Особого внимания требует вопрос об информации, извлекаемой из экспериментальных данных в космических лучах. Конечно, даваемая ими картина все еще не полна. Как всегда бывало в космических лучах,

эксперимент здесь труден, неуправляем и часто кажется неоднозначным. Но, как и всегда это было при более низких энергиях, он при внимательном анализе дает новые фундаментальные сведения. Уже теперь в области энергий $10^{11} \div 10^{13}$ эв с его помощью получены многие четкие характеристики акта взаимодействия, имеющие решающее значение при обсуждении теоретических вопросов. Ряд надежно определенных количественных характеристик относится к энергиям вплоть до $10^{15} \div 10^{16}$ эв.

Ниже будут рассматриваться в основном взаимодействия нуклонов между собой и с мезонами, когда энергия нуклона в лабораторной системе E_L превышает 10^{11} эв. Эта энергия выделена по трем причинам.

Во-первых, вероятно, еще на 5—10 лет эта энергия останется верхним пределом достижений ускорителей.

Во-вторых, существенно новые черты явлений, о которых пойдет речь (образование независимо распадающихся сгустков и т. п.), наступают тогда, когда число рождающихся частиц n велико, $n \gg 1$. Но опыт показывает, что в среднем

$$\bar{n} \sim \left(\frac{E_L}{\mu} \right)^{\frac{1}{4}},$$

где μ — масса пиона *). Таким образом, если $n \sim 5$, то $E_L \sim \mu n^4 \sim 10^{11}$ эв.

В-третьих, уже теперь ясно, что существенную роль играет условие, встречающееся как в методе движущихся полюсов, так и в одномезонном приближении,

$$\ln \frac{s}{s_0} \gg 1,$$

где

$$\frac{s}{s_0} = \frac{E_L}{M}$$

(M — масса нуклона), причем существен знак \gg . При $E_L \sim 10^{11}$ эв имеем $\ln \frac{s}{s_0} \approx 4$. Таким образом, область $E_L > 10^{11}$ эв действительно выделена физически.

Несколько слов о характере изложения теоретических вопросов. В литературе, по-видимому, нет доступного неспециалистам изложения основ метода движущихся полюсов. Мы попытались осветить их здесь достаточно полно, избегая сложных элементов, из-за чего соответствующий раздел (гл. II) разросся и содержит больше материала, чем необходимо для одного лишь сравнения выводов теории с экспериментом. Математическая часть по возможности выделена в приложение.

В известной мере то же можно сказать об одномезонном приближении (гл. III). Широко применяемое многими авторами для анализа самых различных экспериментов, оно используется в разных вариантах без достаточной дифференциации терминологии и делаемых предположений. Для уяснения этих вопросов пришлось и здесь несколько расширить изложение.

В гл. IV излагаются некоторые экспериментальные результаты исследований в области $E_L > 10^{11}$ эв (космические лучи), причем значительное место уделено особым методам анализа данных, применяемым в этих вопросах. Экспериментальные данные, полученные при проверке предсказаний МДП в ускорительной области, даются в гл. II по ходу изложения теории, а также в гл. V, в которой рассмотрена взаимосвязь обоих теоретических методов. Следует оговорить, что здесь, помимо широко применяемых и признанных соображений, излагается также общая точка

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

зрения авторов, основывающаяся на ряде недавних работ, еще не обсуждавшихся достаточно широко. Выводы из этих работ и упоминавшаяся точка зрения сводятся к утверждению, что асимптотические свойства упругого рассеяния, вытекающие из МДП в его традиционной форме (учет одного — крайнего правого — полюса), отражают результат одномезонных неупругих взаимодействий тех же частиц. Хотя нельзя считать, что это утверждение строго доказывается, нам оно представляется в известной мере обоснованным как экспериментально, так и теоретически. Оно позволяет обрисовать единую схему, в которой МДП и ОМП не противопоставляются, а дополняют друг друга.

II. МЕТОД ДВИЖУЩИХСЯ ПОЛЮСОВ

1. Вводные замечания

Неэффективность квантовой теории поля, столь успешно примененной в электродинамике, обнаружившаяся при попытках использовать ее в области сильных взаимодействий, усилила стремление построить теорию на других формальных основаниях. Сначала приобрел популярность диаграммный метод. В этом методе за основу при вычислении амплитуды вероятности перехода принимается какая-либо фейнмановская диаграмма (или набор таких диаграмм), в которой, однако, вершинные части и функции распространения считаются «обросшими», учитывающими все порядки теории возмущений. Они должны подчиняться ряду общих соотношений, устанавливаемых в теории поля (спектральные представления Лемана и т. д.), и за отсутствием последовательной теории могут иногда учитывать информацию, извлекаемую из сравнения результатов подсчета с экспериментом. Примером диаграммного метода является одномезонное приближение (гл. III). Таким образом, здесь отход от обычной теории поля состоит почти только в отказе от теории возмущений.

Однако постепенно стало развиваться и более крайнее направление, основанное на использовании лишь самых общих теоретических положений, принимаемых как обязательные для всякой теории. Действительно, нужно считаться с возможностью того, что в новой интересующей нас области явлений окажется непригодным привычное описание с помощью ψ -функций, ψ -операторов и гамильтониана, примененных к каждой стадии процесса. Еще в 1943 г. Гейзенберг выдвинул программу описания соударений элементарных частиц исключительно в терминах матричных элементов (амплитуд вероятности) переходов из начального (реально наблюдаемого) состояния системы невзаимодействующих частиц в конечное (тоже реально наблюдаемое) состояние также свободных частиц. Эта концепция исходит из возможности того, что в действительности принципиально нельзя проследить процесс взаимодействия частиц, используя на каждом этапе детализованные представления квантовой теории поля. Совокупность амплитуд перехода образует S -матрицу, охватывающую всю возможную информацию о процессах. Конечно, в будущей теории должен содержаться некоторый алгоритм (типа уравнения движения), который позволит S -матрицу вычислять. Пока же нужно стараться по возможности полнее использовать тот факт, что S -матрица должна удовлетворять некоторым общим требованиям. Ими являются: 1) причинность, понимаемая как отсутствие связей между наблюдаемыми событиями, если события разделены пространственноподобными интервалами (когда при наличии связей потребовалось бы распространение сигнала со скоростью, превышающей скорость света); 2) тесно связанная с этим релятивистская ковариантность всех соотношений; 3) унитарность, т. е.

требование нормировки: полная вероятность перехода из каждого начального состояния (просуммированная по всем конечным) должна оставаться равной единице; 4) принцип соответствия, т. е. требование, чтобы при переходе к случаю, допускающему описание с точки зрения квантовой теории поля (например, к квантовой электродинамике), теория S -матрицы переходила в соответствующую обычную теорию (более подробно см. ⁴).

Разумеется, полученные на этом пути результаты (если их удастся получить) должны сохранить свое значение, даже если окажется, что общие принципы и методы обычной теории остаются справедливыми и в рассматриваемых проблемах.

Перечисленных постулатов, конечно, недостаточно для создания теории. Поскольку уравнение для S -матрицы неизвестно, все попытки (в том числе и метод движущихся полюсов) основываются на отыскании дополнительных условий, накладываемых на S -матрицу, условий, которые позволили бы ее конкретизировать хотя бы в некоторых частных случаях. Обычно их стараются найти из общих соображений, изучая свойства S -матрицы в электродинамике или по теории возмущений и т. п. и затем постулируя справедливость тех или иных из этих свойств также и в новой ситуации. В частности, подобным образом были постулированы двойные дисперсионные соотношения для амплитуды рассеяния, было сформулировано условие перекрестной симметрии («кросс симметрия») и т. д. На этих основах и возник метод движущихся полюсов МДП.

И двойные дисперсионные соотношения, и МДП рассматривают только амплитуду взаимного рассеяния двух частиц. Эта амплитуда является функцией энергии и угла рассеяния или передаваемого импульса. Она описывает переход частиц с 4-импульсами p_1 и p_2 в частицы с 4-импульсами p_3 и p_4 . Удобными релятивистски инвариантными двумя переменными, отражающими энергию и угол рассеяния θ_s , являются пере-

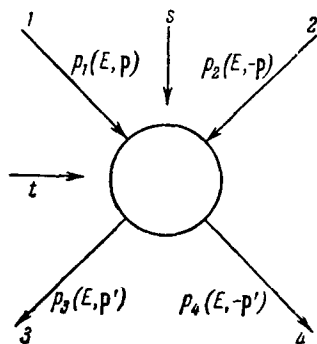


Рис. 1. Обозначения импульсов.

$$s = -(p_1 + p_2)^2 \quad \text{и} \quad t = -(p_1 - p_3)^2 {}^*.$$

В системе центра инерции, где, если говорить о соударении одинаковых частиц, энергия каждой частицы равна E , импульсы до соударения равны \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$, после соударения \mathbf{p}' и $-\mathbf{p}'$, эти переменные имеют вид (рис. 1)

$$s = (p_{10} + p_{20})^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = 4E^2, \quad (2,1)$$

$$t = (p_{10} - p_{30})^2 - (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2 = -2\mathbf{p}^2(1 - \cos \theta_s). \quad (2,2)$$

Далее речь будет идти об амплитуде процесса $A(s, t)$, которая связана с сечением $d\sigma_{el}(\theta_s)$ упругого рассеяния на угол θ_s соотношением (вместо нерелятивистской амплитуды F , $d\sigma_{el} = |F|^2 d\Omega$, мы вводим «инвариантную амплитуду» A)

$$d\sigma_{el} = \frac{16\pi}{s^2} |A(s, t)|^2 dt \quad \left(A = \frac{s}{4|\mathbf{p}|} F \right). \quad (2,3)$$

Исследование амплитуды упругого рассеяния ценно, в частности, потому, что согласно оптической теореме, справедливой при самых общих

^{*}) Квадрат 4-вектора понимается в смысле $p^2 = \mathbf{p}^2 - p_0^2$, где \mathbf{p} — пространственный вектор.

предположениях, знание A для угла $\theta_s = 0$ обеспечивает знание полного сечения $\sigma(s)$:

$$\text{Im } A(s, 0) = \frac{s}{16\pi} \sigma(s). \quad (2,4)$$

2. Вывод основной асимптотической формулы

На диаграмме рис. 1, описывающей взаимное рассеяние частиц 1 и 2, время течет сверху вниз. Однако эту же диаграмму можно прочесть и иначе, если представить себе, что время течет слева направо. В таком случае встречаются линии частиц с 4-импульсами p_3 и p_2 , направленные обратно оси времени. Как известно, они описывают античастицы с 4-импульсами $-p_3$ и $-p_2$. Следовательно, с точки зрения общего правила при таком прочтении диаграммы речь идет об упругом рассеянии частицы с 4-импульсом $p'_1 = p_1$ на античастице $p'_2 = -p_3$, дающем античастицу $p'_3 = -p_2$ и частицу $p'_4 = p_4$. Для этого второго процесса параметры s и t (мы обозначаем их s' и t') равны

$$s' = -(p'_1 + p'_2)^2 = -(p_1 - p_3)^2 = t = -2p^2(1 - \cos \theta_s), \quad (2,5)$$

$$t' = -(p'_1 - p'_3)^2 = -(p_1 + p_2)^2 = s = 4E^2. \quad (2,6)$$

Таким образом, в перекрестном канале реакции роль «энергетического» параметра играет величина s' , равная квадрату передаваемого 4-импульса в прямом канале t , а роль квадрата передаваемого импульса — величина t' , равная квадрату энергии s в прямом канале. Обычно не вводят новых (штрихованных) величин s' и t' , ограничиваясь выписанными выше величинами s и t , но говорят, что первый канал — это « s -канал», поскольку здесь роль (квадрата) энергии играет s , а второй канал — « t -канал», поскольку здесь квадратом энергии является t . Это и указано дополнительными стрелками на рис. 1.

В формулах (2,2), (2,6) фигурирует косинус угла рассеяния в прямом канале (в котором s — квадрат энергии). Можно ввести косинус угла рассеяния в перекрестном канале $\cos \theta_t = z$; в дальнейшем эта величина будет играть существенную роль. Аналогично (2,1) — (2,2) имеем

$$s = -2p^2(1 - \cos \theta_t), \quad (2,5a)$$

$$t = 4E^2, \quad (2,6a)$$

где E и p — энергия и импульс в системе центра инерции (СЦИ) частиц, сталкивающихся в перекрестном канале. Величина p^2 законами сохранения связывается с массами взаимодействующих частиц и энергией \sqrt{t} . В случае, если массы одинаковы и равны m , в t -канале имеем

$$p^2 = \frac{1}{4}(t - 4m^2), \quad (2,5b)$$

$$\cos \theta_t \equiv z = 1 + \frac{2s}{t - 4m^2} *). \quad (2,6b)$$

*) В более общем случае выражение для z усложняется. Так, если в результате соударения частиц массы m одна из них приобретает массу M , то, используя законы сохранения, после некоторых вычислений можно найти

$$z = \frac{-t(s_2 - m^2 - t) + 2t(s - 4m^2)}{(t^2 - 4m^2t)^{1/2} [(s_2 - m^2 - t)^2 - 4m^2]^{1/2}}, \quad s_2 = M^2. \quad (2,6b)$$

Если речь идет о взаимном упругом рассеянии двух частиц разных масс, μ и m , то

$$z = \frac{t - 2(m^2 + \mu^2) - 2s}{\sqrt{t - 4m^2} \sqrt{t - 4\mu^2}}. \quad (2,6g)$$

Следовательно, амплитуда $A(s, t)$, изображаемая диаграммой рис. 1, может рассматриваться либо как амплитуда упругого рассеяния в s -канале с квадратом полной энергии, равным s , и с квадратом передаваемого 4-импульса t , либо как амплитуда упругого рассеяния в t -канале для частицы и античастицы с квадратом полной энергии t и квадратом передаваемого 4-импульса s . Здесь обнаруживается важное усложнение. Если мы знаем $A(s, t)$ для реального процесса в s -канале, то $s > 0, t < 0$ (см. (2,1), (2,2)). Но в t -канале для реального процесса должно быть $t > 0$ (ибо здесь это квадрат полной энергии) и $s < 0$ (ибо здесь это квадрат передаваемого 3-импульса со знаком минус). Когда речь идет о какой-то одной амплитуде $A(s, t)$ для обоих каналов, мы, по существу, механически объединяем в одну две разные функции, определенные в разных (неперекрывающихся) интервалах переменных: одну при $s > 0$ и $t < 0$, другую — при $s < 0$ и $t > 0$. В частности, конечно, знание $A(s, t)$ для реального процесса в одном канале пока ничего не прибавляет в смысле знания амплитуды рассеяния для реального процесса в другом канале. Пользуясь координатами s, t (рис. 2), можно сказать, что если m — масса частиц и античастиц, то здесь области значений переменных s и t , соответствующие разным каналам, различны (на рис. 2 они заштрихованы). Новое положение создается, только если мы высказываем утверждение, что это действительно единая аналитическая функция. В таком случае, зная ее как функцию своих переменных в одном канале, мы можем переходить (продолжая ее аналитически) в другой канал. Этот постулат принимается в МДП и двойных дисперсионных соотношениях.

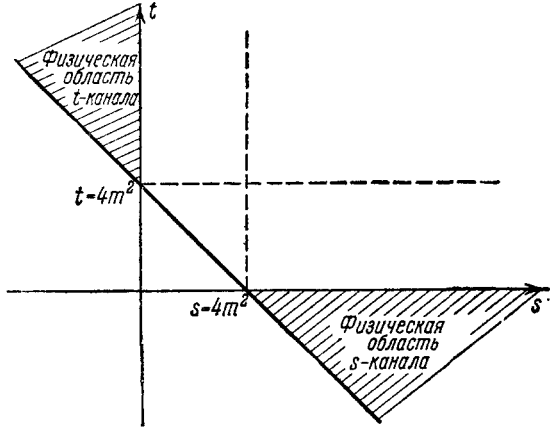


Рис. 2. Физические области значений переменных s и t .

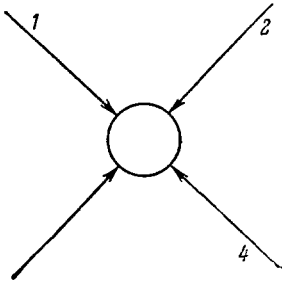


Рис. 3. Симметризованная схема соударения.

Заметим, что задачу обычно симметризируют (для удобства записи). Вместо обычного упругого рассеяния рассматривают упругое рассеяние с превращением в античастицы (рис. 3).

Тогда параметры s и t , а также аналогичный им третий параметр u , который однозначно определяется через s и t , равны

$$s = -(p_1 + p_2)^2, \quad t = -(p_1 + p_3)^2, \quad u = -(p_1 + p_4)^2, \quad (2,7)$$

$$p_1 + p_2 + p_3 + p_4 = 0, \quad p_1^2 = p_2^2 = p_3^2 = p_4^2 = -m^2, \quad s + t + u = 4m^2. \quad (2,8)$$

Соответственно в плоскости (s, t) удобно выбрать косоугольные координаты. Тогда она изображается схемой рис. 4. Таким образом, физические (реальные) области разных каналов (здесь добавляется еще u -канал — столкновение частиц 1 и 4) не перекрываются.

При описанной постановке проблемы становится понятным, почему вопрос об аналитических свойствах функции $A(s, t)$ приобретает фунда-

ментальное значение. Решив его, удастся связать вероятности совершенно различных процессов и получить определенные (хотя и ограниченные по содержанию) предсказания для эксперимента.

Аналитические свойства $A(s, t)$ в некоторой мере определяются уже требованиями причинности и унитарности, на которых основывается вывод так называемых дисперсионных соотношений. Заметим, что на основании обыкновенных дисперсионных соотношений был получен важный вывод о том, что если сечение взаимодействия частицы A с частицей B по мере роста энергии стремится к постоянной величине, то к той же постоянной величине должно стремиться и сечение взаимодействия античастицы \bar{A} с той же частицей B (так называемая теорема Померанчука⁵⁾).

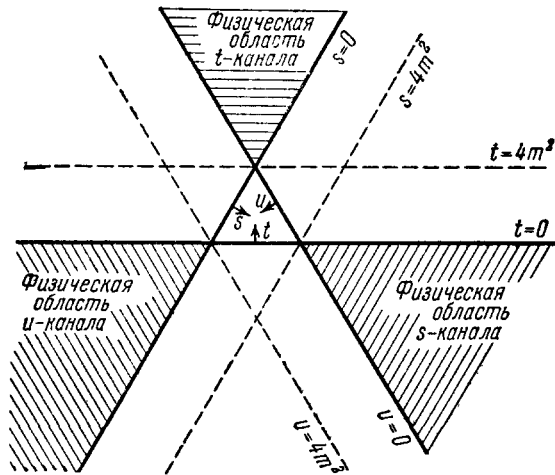


Рис. 4. Физические области значений переменных s , t и u .

Эксперименты по pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиям, по-видимому, подтверждают это соотношение. Далее, на основе двойных дисперсионных соотношений — и, следовательно, после добавления некоторых не очевидных постулатов — был получен вывод о том, что полное сечение не может расти с энергией $E = \sqrt{\frac{s}{4}}$ быстрее, чем⁶

$$(\ln E)^2 \sim \left(\ln \frac{s}{4} \right)^2.$$

Экспериментальные данные заведомо удовлетворяют этому условию.

Прежде чем обсуждать аналитические свойства функции $A(s, t)$, представим ее в иной форме.

Вместо того чтобы рассматривать непосредственно функцию A , можно, взяв ее в t -канале, когда $s = s(\theta_t)$, разложить эту функцию по полиномам Лежандра $P_l(\cos \theta_t)$:

$$A(s, t) = \sum_l f_l(t) P_l(\cos \theta_t) (2l+1),$$

и анализировать коэффициенты разложения $f_l(t)$ (являющиеся по своему смыслу амплитудами рассеяния частиц определенного орбитального момента l) как функции от t и l .

Центральным пунктом здесь является формальный прием — преобразование суммы по дискретным значениям l (имеющим ясный физический

смысл) в интеграл по некоторому контуру в комплексной плоскости l (такого смысла не имеющей *). Этот прием давно известен в теории распространения радиоволн вокруг сферической Земли (преобразование Ватсона — Зоммерфельда ⁷), где волновое уравнение имеет такую же форму, как нерелятивистское уравнение Шрёдингера, а сферически симметричному потенциалу соответствует радиальное убывание разности $\varepsilon(r) - 1$, где $\varepsilon(r)$ — диэлектрическая проницаемость среды.

Все дальнейшее существенно зависит от аналитических свойств функции $f(l, t)$ (где l — непрерывная комплексная переменная), т. е. от особенностей этой функции в l -плоскости. Характер и число этих особенностей и определяют физическое содержание метода комплексных орбитальных моментов.

Здесь мы подходим к центральному пункту. Поскольку не существует последовательной релятивистской теории сильно взаимодействующих полей, мы вынуждены привлечь какие-то дополнительные соображения. Путь указала работа Редже ⁸. Редже занимался на первый взгляд чисто академической проблемой. Он исследовал аналитические свойства функции $f(l, t)$ в нерелятивистской теории для частицы в потенциальном поле (уравнение Шрёдингера), но для широкого класса потенциалов юкавовского типа при произвольной силе взаимодействия. Редже показал, что в этом случае функция $f(l, t)$ имеет в l -плоскости (при $\text{Re } l > -1/2$) только простые полюсы, и расположены они в первой четверти.

*) Поясним, как это делается. Поскольку сумма по l берется по точкам $l=0, 1, 2, \dots$, каждый член суммы можно заменить интегралом по маленькой окружности Γ_l вокруг соответствующей точки в комплексной плоскости l (рис. 5):

$$A(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(t) P_l(\cos \theta_t) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2\pi i} \oint_{\Gamma_l} \frac{\pi (-1)^l f_l(t)}{\sin \pi l} (2l+1) P_l(\cos \theta_t) dl. \quad (2,8')$$

Действительно, подынтегральная функция имеет полюсы в точках $l=0, 1, 2, \dots$,

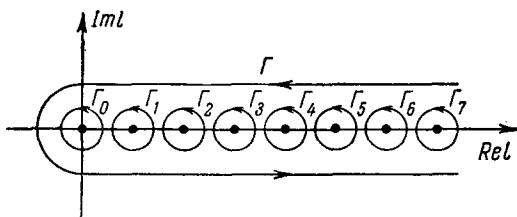


Рис. 5. Первоначальный контур интегрирования в l -плоскости.

и по общему правилу интеграл по контуру Γ_l получим, заменив $\sin \pi l$ его разложением около этого полюса $l^{(i)}$:

$$\sin \pi l \approx \sin \pi l^{(i)} + \pi \cos \pi l^{(i)} (l - l^{(i)}) = \pi (-1)^{l^{(i)}} (l - l^{(i)}),$$

после чего вычет интеграла дает то, что нужно.

Теперь сумму контуров можно заменить одним контуром Γ , если предварительно положить $(-1)^l = e^{i\pi l}$:

$$A(s, t) = \frac{1}{2i} \int_{\Gamma} \frac{e^{i\pi l} f_l(t) (2l+1) P_l(\cos \theta_t)}{\sin \pi l} dl. \quad (2,8'')$$

Некоторое усложнение вносит необходимость рассматривать порознь четные и нечетные l (подробнее см. приложение)¹⁰.

Заметим, что то же имеет место и в проблеме распространения радиоволн в однородной атмосфере вокруг однородной же сферической Земли. В проблеме Редже это соответствует потенциалу в виде прямоугольного сферически-симметричного выступа. Фактически (в несколько иной форме) указанное свойство имеет место даже тогда, когда Земля окружена неоднородной (сферически симметричной) атмосферой, что при довольно общих предположениях о ходе $\varepsilon(r)$ показал В. А. Фок⁹.

Строгий результат, полученный Редже в нерелятивистской теории, был использован в качестве наводящего указания Чу, Грибовым и другими в релятивистской проблеме, о которой идет речь. Здесь используются два пути.

С одной стороны, можно просто постулировать, что и в релятивистской теории имеются только те же особенности — простые полюсы в первой четверти, которые нашел Редже. Этот смелый постулат и составляет основу МДП. Математическое его содержание можно сформулировать как принцип максимальной аналитичности в том смысле, что

допускаются только те особенности, которые должны быть сохранены из соображений соответствия релятивистской и нерелятивистской теорий. Физическая же его сущность не очевидна. К этому вопросу мы вернемся в гл. V.

С другой стороны, были сделаны попытки доказать это свойство на основе двойных дисперсионных соотношений Мандельштама (которые, как уже упоминалось, сами содержат сильный постулативный элемент). Эти попытки не увенчались полным успехом. Удалось лишь показать¹⁰, что функция $f(l, t)$ должна иметь

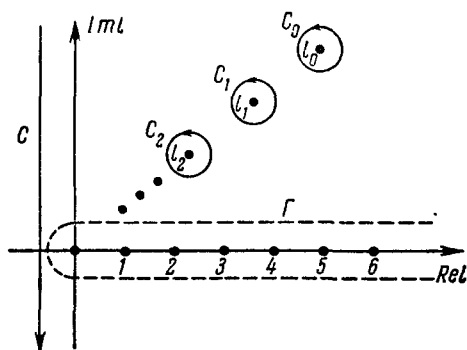


Рис. 6. Преобразованный контур интегрирования в l -плоскости.

полюсы в первой четверти, но не доказано, что там отсутствуют другие особенности.

Лишь для ограниченного класса диаграмм^{11, 12} или при определенных предположениях о релятивистском потенциале¹³ желаемое свойство удалось доказать последовательно.

Итак, примем это положение. Тогда, согласно основному свойству аналитических функций, $f(l, t)$ можно представить в виде разложения по полюсам

$$f(l, t) = \sum_i \frac{r_i(t)}{l - l_i(t)} + f_1, \quad (2,9)$$

где $l_i(t)$ — полюс при данном t , $r_i(t)$ — соответствующий вычет, а f_1 — функция, не имеющая особенностей в правой полуплоскости l (точнее, при $\text{Re } l > -1$).

Используя это выражение, можно контур в плоскости l преобразовать так, что $A(s, t)$ сведется к интегралу J вдоль вертикальной прямой и к сумме вычетов в полюсах $l_i(t)$, лежащих, как сказано, в первой четверти справа от упомянутой прямой (рис. 6)*.

При изменении t положение полюсов может изменяться, $l_i = l_i(t)$, они будут двигаться (откуда и происходит название метода) вдоль неко-

*) Для этого контур Γ разгибается, превращаясь в контур C , причем добавляются интегралы по контурам C_0, C_1, C_2, \dots , окружающим полюсы l_0, l_1, l_2, \dots функции $f(l, t)$.

торых траекторий. Вычеты будут содержать полиномы Лежандра комплексного индекса, $P_{l_i(t)}(\cos \theta_t)$, аналитические свойства которых хорошо изучены ¹⁴. В окончательном выражении удобно от $\cos \theta_t$ перейти снова к s (по формуле (2,66)). Мы получим аналитическое выражение для $A(s, t)$, в котором можно для s и t подставлять значения $t > 0$ и $s < 0$, и, в частности, можно взять значения, лежащие в физической области другого канала, где s представляет квадрат энергии (и положительно), а t — квадрат передаваемого импульса с обратным знаком (и отрицательно). В этом выражении $A(s, t)$ представлено как сумма вычетов и интеграла по вертикальной прямой, лежащей слева от всех учтенных в сумме полюсов.

Особенно просто и удобно это выражение для больших s , т. е. для больших энергий, когда для $P_{l_i}(\cos \theta_t)$ можно подставить асимптотическое выражение. Именно *)

$$A(s, t) = \frac{1}{16\pi} \sum_i B_i(t) s^{l_i(t)} + J(s, t). \quad (2,10)$$

Здесь B_i содержит вычет функции $f(l, t)$ в точке $l_i(t)$ и некоторые дополнительные множители.

3. Свойства амплитуды упругого рассеяния при высоких энергиях

Рассмотрим предельно большие s , $s \rightarrow \infty$. Очевидно, что в сумме по полюсам можно оставить старшие члены с наибольшей вещественной частью l_i , которые играют при $s \rightarrow \infty$ главную роль. При этом возникает вопрос, сколько таких членов дают существенный вклад. В МДП, как он сформулирован в работах ^{10, 15-17}, в этом месте делается еще одно важное предположение о том, что среди полюсов $l_i(t)$ имеется один-единственный полюс $l_0(t)$, обладающий наибольшей

*) При этом фигурирующие в вычетах выражения

$$P_{l_i}(\cos \theta_t) = P_{l_i} \left(1 + \frac{2s}{t - 4m^2} \right) = (-1)^{l_i} P_{l_i} \left(-1 - \frac{2s}{t - 4m^2} \right)$$

приходится брать для произвольно больших положительных значений аргумента. Асимптотическое поведение P_{l_i} таково ¹⁴:

$$P_{l_i}(\operatorname{ch} \eta) = \frac{\Gamma\left(l + \frac{1}{2}\right) e^{l\eta}}{\sqrt{\pi} \Gamma(l+1)},$$

где положено

$$\cos \theta_t = \operatorname{ch} \eta \approx \frac{1}{2} e^\eta.$$

Следовательно,

$$\eta = \ln \left(2 \left(1 + \frac{2s}{t - 4m^2} \right) \right) \approx \ln \frac{s}{t - 4m^2}$$

и

$$P_{l_i}(\cos \theta_t) \sim e^{l_i \ln \frac{s}{t - 4m^2}} \sim \left(\frac{s}{t - 4m^2} \right)^{l_i}.$$

вещественной частью в области значений t , представляющей интерес *). Это предположение не связано с предыдущими. Физический смысл его не вполне ясен (некоторые соображения на этот счет изложены в гл. V). Оно, однако, существенно упрощает расчеты и позволяет получить результаты, которые обычно связываются с МДП.

Приняв это предположение, можно при $s \rightarrow \infty$ в сумме (2,10) оставить один старший член, поскольку остальные будут давать асимптотически падающий вклад. По той же причине можно отбросить интеграл $J(s, t)$ по прямой C^{**}). Следовательно, при $s \rightarrow \infty$

$$A(s, t) \rightarrow \frac{iB_0(t)}{16\pi} s^{l_0(t)} = \frac{s}{16\pi} iB_0(t) e^{(l_0(t)-1)\ln s}, \quad (2,10a)$$

причем $B_0(0)$ можно считать чисто вещественным (см. ниже, (2,14a)). Теперь, используя оптическую теорему (2,4), можно найти полное сечение взаимодействия, $\sigma \rightarrow B(0) s^{l_0(0)-1}$. Мы видим, что результат зависит от предельного положения самого существенного — самого правого — полюса при $t = 0$. В данной теории оно не может быть вычислено (для этого нужно было бы иметь уравнение, которому подчинено $l_0(t)$; знание этого уравнения — «динамического принципа» — было бы в какой-то мере эквивалентно знанию алгоритма для S -матрицы, о котором упоминалось раньше). Но можно поступить двояко. Либо можно принять, как опытный факт, что полное сечение при сверхвысоких энергиях стремится к константе. Тогда должно быть $l_0(0) = 1$. Либо можно принять двойные дисперсионные соотношения и основанный на них вывод, что σ , если и возрастает, то не степенным образом (см. выше, $\sigma \ll (\ln s)^2$), и затем наложить «принцип максимальной силы» (Чу¹⁸), т. е. потребовать наибольшего сечения, еще совместимого с двойными дисперсионными соотношениями. Мы снова получаем $l_0(0) = 1$.

Таким образом,

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \sigma(s) = \sigma_0 = B_0(0). \quad (2,11)$$

Приведем, кроме того, выражение для $A(s, t)$ через вычет $r_0(t)$ функции $f(l, t)$ в крайнем правом полюсе:

$$A(s, t) = \underset{l_0(t)}{r_0(t)} \frac{1 + e^{i\pi l_0(t)}}{\sin \pi l_0(t)} (2l_0(t) + 1) \left(\frac{s}{2m^2} \right)^{l_0(t)}. \quad (2,11a)$$

Очень важен для дальнейшего вопрос о зависимости l_0 от t , вопрос о характере главной полюсной траектории. Если $l_0 = 1$ и не зависит от t (в таком случае полюс называют «стоячим»), амплитуда представима в виде

$$A(s, t) = \text{Im } A(s, t) = s\varphi(t) \quad (\text{Re } A(s, t) = 0). \quad (2,12)$$

Эта мультипликативная форма полностью соответствует классической дифракционной картине: распределение рассеянных частиц по углам зависит от углов и энергии, входящих только в комбинации

$$t = -2p^2(1 - \cos \theta_s).$$

*) Границы этой области специально в работах^{10, 15} не обсуждаются. Как правило, принимается, что интерес представляет интервал $-M^2 \leq t \leq 16\mu^2$. Левая часть этого интервала захватывает часть физической области s -канала. Правая часть, а именно область $t \geq 4\mu^2$, определяет основные аналитические свойства функции $l_0(t)$.

**) Заметим, что в теории распространения радиоволн в однородной атмосфере вокруг однородной Земли этот интеграл обращается в нуль из-за нечетности подынтегрального выражения⁹.

Однако, как было показано Грибовым¹⁰, согласно условию унитарности и двойным дисперсионным соотношениям это невозможно, полюс не может быть стоячим (см. приложение). Поэтому l_0 должно зависеть от t , причем, как оказывается, его производная

$$\left(\frac{\partial l_0(t)}{\partial t} \right)_{t=0} = l'(0)$$

должна быть положительной и не может равняться нулю (иначе вычет r_0 и полное сечение также обращаются в нуль). Последнее свойство очень существенно, именно из него вытекают важные и не тривиальные следствия, полученные в МДП. При достаточно малых t , ограничиваясь первыми членами разложения

$$l_0(t) \approx l_0(0) + l'_0(0)t = 1 + \gamma t, \quad \gamma = l'(0),$$

имеем

$$\text{Im } A(s, t) \approx \frac{s}{16\pi} B_0(t) e^{-\gamma |t| \ln \frac{s}{s_0}}, \quad s_0 = 2m^2. \quad (2,13)$$

Далее, согласно (2,11а),

$$\text{Re } A(s, t) \approx \gamma t \text{Im } A(s, t). \quad (2,14)$$

Из этих формул, полученных впервые В. Н. Грибовым^{10 *}, вытекают важные свойства процесса упругого рассеяния при предельно больших энергиях.

Во-первых, характерные значения передаваемого при упругом рассеянии импульса, согласно (2,13), равны

$$\sqrt{|t|_{\text{эфф}}} \sim \frac{1}{\sqrt{\gamma \ln \frac{s}{s_0}}}, \quad (2,15)$$

т. е. $\sqrt{|t|_{\text{эфф}}}$ и поперечная компонента передаваемого импульса убывают с энергией, хотя и слабо. Можно сказать, что обратная величина, имеющая смысл эффективного радиуса взаимодействия, растет как

$$\frac{1}{\sqrt{|t_{\text{эфф}}|}} = r_{\text{эфф}} \sim \sqrt{\gamma \ln \frac{s}{s_0}}. \quad (2,15а)$$

Соответственно

$$|\text{Re } A(s, t)| \sim \frac{1}{\ln \frac{s}{s_0}} |\text{Im } A(s, t)| \ll |\text{Im } A(s, t)|, \quad (2,14а)$$

т. е. амплитуда при $s \rightarrow \infty$ становится чисто мнимой и в этом смысле упругое рассеяние становится чисто дифракционным: оно обусловлено неупругими процессами. Однако если подставить теперь $A(s, t) \approx \text{Im } A(s, t)$ из (2,13) в (2,3) и вычислить полное сечение упругого рассеяния, то, как легко видеть, получим (пренебрегая зависимостью B от t , т. е. считая $B(t) \approx B(0) = \sigma_0$)

$$\sigma_{el} \sim \frac{1}{\ln \frac{s}{s_0}} \sigma_0^2.$$

*) Они по внешнему виду точно совпадают с формулами, полученными Редже в нерелятивистской теории, и некоторыми авторами^{15, 19} были без специального обсуждения просто перенесены в интересующую нас релятивистскую проблему.

Следовательно, σ_{el} убывает с энергией. Таким образом, в пределе упругое рассеяние вообще исчезает. Это значит, что частицы как бы «распухают» (см. (2,15а)), но при этом «сереют», становятся более прозрачными, причем так, что полное поглощение остается неизменным, $\sigma = \sigma_0$, а дифракционное рассеяние на таком разреженном облаке исчезает.

Формулу (2,13) в сочетании с (2,3) часто записывают так:

$$\frac{d\sigma_{el}/dt}{(d\sigma_{el}/dt)_{t=0}} \approx e^{At}, \quad A = 2\gamma \ln \frac{s}{s_0} \quad (2,16)$$

Ясно, что по «принципу наибольшей силы» (более подробное обоснование см. в приложении) результаты не должны зависеть от рода сильно взаимодействующих частиц, т. е. $l_0(t)$ должно быть одинаковым, например для $\pi\pi$ -, πN - и NN -рассеяния (N — обозначение нуклона). Для всех них

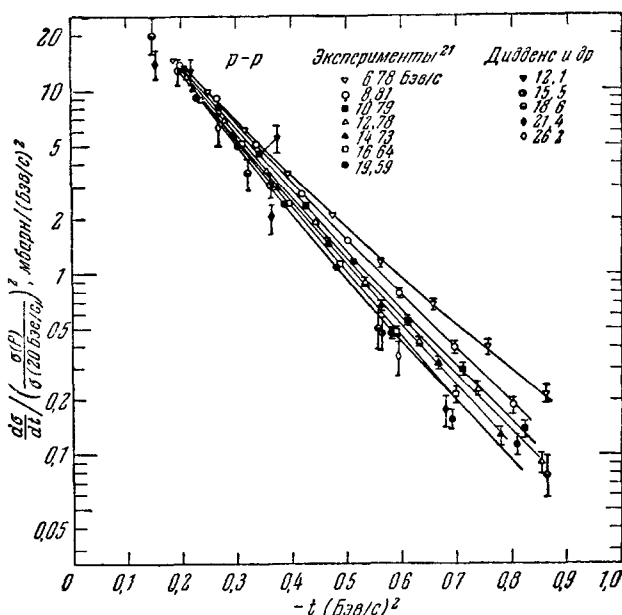


Рис. 7. Экспериментальные данные по упругому pp -рассеянию (согласно ²¹).
Разным энергиям соответствуют различные зависимости дифференциального сечения от t .

конус рассеяния в масштабе t с ростом s должен сужаться. Это отлично от обычной картины дифракционного рассеяния на черном шаре, которое, как уже говорилось, соответствовало бы мультипликативной форме (2,12). В этом смысле иногда говорят, что в МДП рассеяние не имеет дифракционного характера. Таким образом, термин «дифракционное рассеяние» употребляют в разных его значениях.

Эти выводы нашли экспериментальное подтверждение при исследовании рассеяния протона на протоне в области ускорительных энергий (в интервале от 3 до 26 Бэв). Во-первых, в этих экспериментах четко проявилось сужение дифракционного конуса при увеличении энергии ^{20,21}. Этот факт виден на графике рис. 7 ²¹ (см. также обзор ²² и ²³). Во-вторых, на основе экспериментальных данных удалось определить параметр $\gamma = l'(0)$. Оказалось, что $\gamma \approx 1/M^2$ ^{24,25} (согласно последним определениям при $10 < E_L < 20M$ $\gamma \approx 1/1,5M^2$ ²¹).

В-третьих, удалось определить приближенно вид функции $B_0(t)$. При $|t| < 0,5M^2$ она может быть аппроксимирована выражением $B_0(t) \approx \exp(1,6t)$ (ср. ²³).

В целом амплитуду pp -рассеяния можно при $0 < -t < M^2/2$ представить в виде

$$A(s, t) \approx \text{Im } A(s, t) = \frac{s\sigma_0}{16\pi} e^{\left(1,6 + \frac{1}{M^2} \ln \frac{s}{2M^2}\right)t}. \quad (2,17)$$

4. Распространение на другие процессы

Этот успех теории побудил расширить область применения МДП и связать его с проблемой систематики сильно взаимодействующих частиц. Прежде всего обратим внимание на тот факт, что асимптотически при $E \rightarrow \infty$ амплитуда рассеяния сводится к одному члену, соответствующему одной полюсной траектории $l_0(t)$, которая в перекрестном канале дает рассеяние с энергией $\sqrt{t/4}$, в пределе равной нулю, и с угловым моментом $l = l(0) = 1$. Его можно интерпретировать (в s -канале) как рассеяние с передачей «частицы», обладающей при $t = 0$ угловым моментом $l = 1$ (зигзагообразная линия на рис. 8). Эта «частица», поскольку рассеяние упругое, не переносит ни заряда, ни барионного числа, ни странности. Другими словами, она обладает теми же квантовыми числами, что и вакуум. Иногда ее называют **вакуумным реджионом**. Соответственно этот полюс и всю траекторию называют **вакуумными** или **померанчукскими** (чтобы отметить ее связь с теоремой Померанчука об асимптотическом равенстве сечений частиц и античастиц). Наблюдаться как свободная, с массой $\sqrt{t} > 0$, такая частица может как резонанс в системе из двух пионов при четных l . Есть экспериментальные указания ²⁶, что она действительно существует и проявляется как резонанс π -частиц при $t \sim 25\mu^2$ и $l = 2$ и при остальных квантовых числах, совпадающих с квантовыми числами вакуума.

В таком случае другие, невакуумные траектории соответствуют обмену квантами с другими квантовыми числами и могут соответствовать реально наблюдаемым частицам. Далее, при πN -рассеянии можно ожидать, что следующий, ближайший к главному полюс в t -канале соответствует ρ -частице — резонансному состоянию двух π -мезонов (рис. 9) — неустойчивому образованию с изоспином $T = 1$ (здесь, кроме того, $T_z = 0$), спином и четностью 1^+ , с распадом на 2 пиона и массой $\sqrt{t} = 750 \text{ Мэв} \approx 5,5\mu$.

В связи с этим Чу ²⁷ высказал утверждение, что всякой элементарной частице (в том числе и «стабильной», например π -мезону) соответствует своя полюсная траектория $l_i(t)$. В точке, где t равно квадрату массы частицы, $t = m_i^2$, величина l_i должна быть равна моменту частицы, т. е. ее спину J_i :

$$l_i(m_i^2) = J_i.$$

Чу предположил далее, что в области $|t| \lesssim M^2$ (M — масса нуклона) все траектории можно аппроксимировать прямыми линиями с постоянным

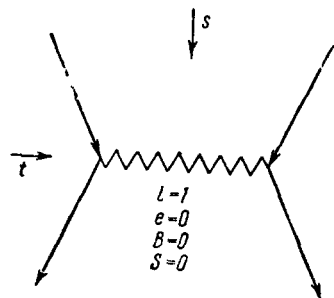


Рис. 8. Схема взаимодействия посредством обмена вакуумным полюсом.

наклоном

$$l_i(t) = b_i + \gamma t,$$

где γ — постоянная порядка $1/M^2$, одинаковая для всех траекторий. В этом случае из условия $l_i(m_i^2) = J_i$ легко определить b_i :

$$b_i = J_i - \gamma m_i^2 \approx J_i - \frac{m_i^2}{M^2}.$$

Эта гипотеза позволяет взглянуть на проблему систематики сильно взаимодействующих частиц с новой точки зрения. Существующие экспериментальные данные о массах, спинах и других квантовых числах частиц

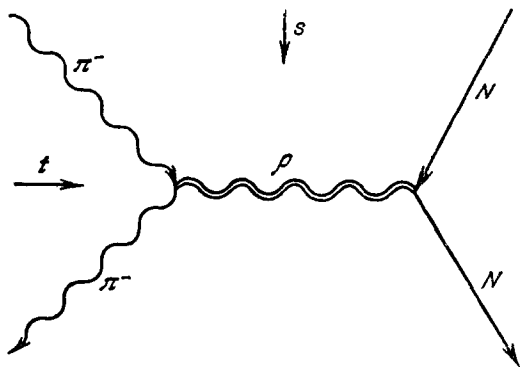


Рис. 9. Схема взаимодействия посредством обмена q-мезоном.

не противоречат этой гипотезе (рис. 10), однако и достаточного подтверждения она еще не получила.

Если принять эту гипотезу, то амплитуду упругого рассеяния, осуществляющегося через обмен тем или иным квантом (вакуумным полюсом, q-частицей, π -мезоном и т. п.), можно рассчитывать с помощью диаграмм типа фейнмановских (рис. 8 и 9), однако учитывая следующие дополнительные правила, очевидные из формулы (2.11a), где $\left(\frac{s}{2m^2}\right)^{l_0(t)}$ есть по существу $P_{l_0(t)}(\cos \theta_l)^{25,28}$.

1. Вводится дополнительный множитель $P_{l_i(t)}(z)$, где z — косинус угла в перекрестном канале, $l_i(t)$ — траектория полюса, описывающего данную элементарную частицу.

2. Функция распространения $D(k^2)$ заменяется величиной

$$-\frac{\pi\gamma}{2} \left[\sin \frac{\pi l_i(-k^2)}{2} \right]^{-1}.$$

При $k^2 \rightarrow -m_i^2$ эта величина для четных J_i переходит в

$$D_0(k^2) = (k^2 + m_i^2)^{-1},$$

т. е. совпадает с пропагатором. Однако при $k^2 + m_i^2 \gg M^2$ она может заметно отличаться от него. Ниже мы еще используем возможность применения этих правил.

До сих пор речь шла о рассеянии частиц одного сорта. Естественно, встает вопрос о том, какие предсказания дает метод относительно характера других упругих процессов ($\pi\pi$ -рассеяние и т. п.) и их связи между собой. И здесь в МДП были получены существенные результаты.

На основе двухчастичного условия унитарности в перекрестном канале (подробнее см. в приложении) было установлено, что^{10, 16, 17, 28}: во-первых, все процессы сильных взаимодействий при высоких энергиях определяются одной и той же универсальной вакуумной полюсной траекторией $l_0(t)$; это значит, что сужение дифракционного конуса в процессах упругого рассеяния любых сильно взаимодействующих частиц должно быть одинаковым; во-вторых, полные сечения (т. е. величины $B_0(0)$)

эффективный параметр удара

$$k_{\perp}^{-1} \approx \mu^{-1} \sqrt{\ln \frac{s}{s_0}}$$

(k_{\perp} — поперечная компонента передаваемого импульса) значительно превышает радиус ядра, равный $\mu^{-1}A^{1/3}$, где A — число нуклонов в ядре, то падающую частицу можно представлять себе как разреженное облако и все нуклоны ядра должны рассеивать его почти независимо. Поэтому сечение взаимодействия нуклон — ядро должно быть порядка $A\sigma_0$ ²⁹. Между тем, согласно эксперименту, при умеренных энергиях, пока $E_L \lesssim 10^{12}$ эв, по-видимому, справедлив закон

$$\sigma_A \sim \sigma_0 A^{2/3}.$$

Однако даже при $E_L \sim 10^{15}$ эв имеем $\sqrt{\ln \left(\frac{s}{s_0}\right)} \approx 3,5$, так что в области обозримых энергий подобная асимптотическая область, быть может, и не достигается ($A^{1/3} \approx 6$ для Pb). Согласно оценке³⁰, содержащей, правда, произвольные упрощения и не претендующей на строгую доказательность, при $E_L = 10^{15}$ эв сечение нуклон — ядро должно отличаться от геометрического $\sigma_0 A^{2/3}$ для углерода и для свинца примерно на 25 %. Это как раз масштаб точности экспериментальных данных, которые, таким образом, не противоречат указанному выводу²².

5. Упругое π^-p -рассеяние и противоречие теории с экспериментом

Обсудим теперь вопрос о π^-p -рассеянии. Согласно МДП оно должно вести себя так же, как pp -рассеяние, т. е. дифракционный пик должен сужаться при увеличении энергии. Однако эксперимент^{21, 31} не подтвердил этого предсказания. Опыты свидетельствуют о том, что картина π^-p -рассеяния при энергиях от 7 до 17 Бэв гораздо ближе к классической дифракционной: при всех энергиях распределение по t одно и то же (рис. 11).

Это расхождение с теорией имеет исключительно серьезное значение для судьбы всего метода. Поэтому естественно, что сразу возникли попытки найти внутри самого метода такие неучтенные элементы, которые позволили бы понять различие поведений рассеяния для pp -взаимодействий, с одной стороны, и для π^-p — с другой. Одна из возможностей заключалась в учете ближайших к вакуумной траектории других полюсов. Таковыми являются полюсы, соответствующие обмену ρ - и ω -мезонами³² (см. рис. 10). Однако, поскольку в согласии с Чу было принято считать наклоны траекторий одинаковыми, это в таком простом варианте не может объяснить эксперимента. Более того, детальное исследование, предпринятое в работе³³, не привело к желаемому результату даже при учете возможного изменения наклонов. Авторы этой работы пришли к выводу (как и авторы работы²¹), что в рамках МДП объяснить pp - и π^-p -рассеяния одновременно невозможно. Другая возможность заключается в отказе от предположения об единственности крайнего правого полюса. Можно, например, считать, что при $t = 0$ пересекаются две полюсные траектории $l_0(t)$ и $l_1(t)$, причем $l_0(0) = l_1(0)$, но, например,

$$\left(\frac{\partial l_0(t)}{\partial t}\right)_{t=0} \gg \left(\frac{\partial l_1(t)}{\partial t}\right)_{t=0}.$$

Это, по-видимому, позволяет, подбирая входящие сюда параметры, описать и pp - и π^-p -рассеяние (к этому вопросу мы вернемся в гл. V).

Наконец, можно, вопреки первоначальным предположениям ^{10, 15-17}, допустить наряду с полюсами существование других особенностей амплитуды $f(l, t)$ в l -плоскости. В последнее время особое внимание уделяется возможности появления точек ветвления в l -плоскости. Указание на такую возможность было получено из анализа вклада некоторых фейнмановских диаграмм. Однако точки ветвления не могут давать вклад в сечение, который не исчезал бы по мере роста энергии. Кроме того, при этом

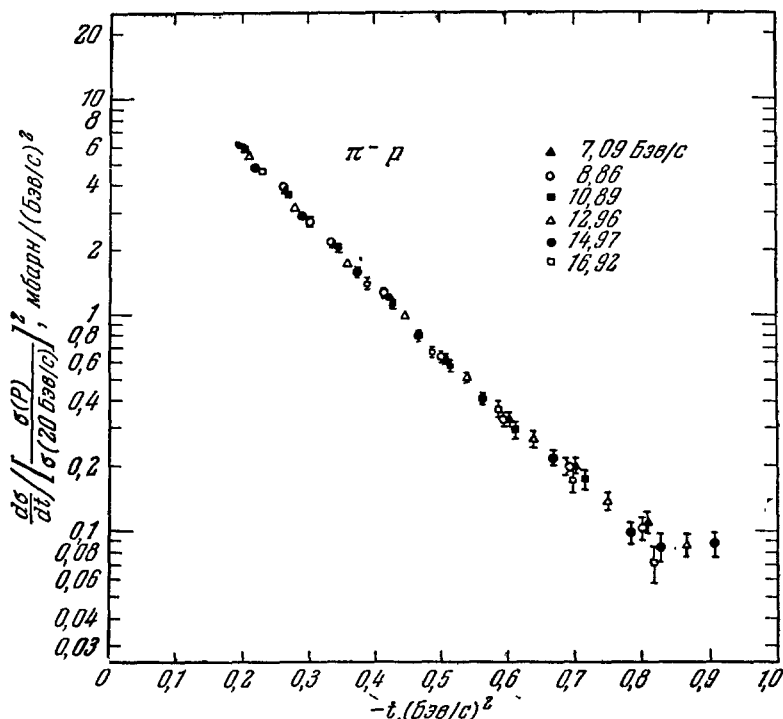


Рис. 11. Упругое $\pi^- p$ -рассеяние.

Разным энергиям соответствуют одинаковые зависимости дифференциального сечения от t .

появляются новые произвольные параметры, метод сильно усложняется, становится громоздким и теряет значительную долю своей привлекательности.

Большой интерес вызывает вопрос о «стоячем полюсе» в l -плоскости (т. е. о таком полюсе, положение которого не зависит от t); именно он может обеспечить классическую дифракционную картину рассеяния. Однако такие полюсы можно ввести, только отказавшись от представления Мандельштама. Последнее, как указывалось выше, само основано на ряде отнюдь не безусловных гипотез. Несмотря на это, оно несколько лет владело умами теоретиков. Неудачи МДП побуждают относиться к представлению Мандельштама более критически.

Как мы видим, в изложенном методе можно различать два аспекта. С одной стороны, речь идет о представлении амплитуды рассеяния в плоскости комплексных орбитальных моментов (метод Редже). В сочетании с принципом аналитичности и требованиями унитарности и причинности, это представление может служить полезным орудием при изучении взаимодействий в области высоких энергий.

С другой стороны, был предложен конкретный, быть может, простейший из возможных, вариант метода комплексных орбитальных моментов — метод движущихся полюсов, развитый в работах ^{10, 15-17} и содержащий дополнительные гипотезы о характере особенностей амплитуды. Он встречается с противоречиями при сравнении его выводов с экспериментом. Область его применимости, по-видимому, ограничена и может быть выяснена при сравнении с экспериментом и с другими методами описания взаимодействий при высокой энергии. При этом проясняется и физический смысл основных предположений, делаемых в МДП, и полученных результатов (см. гл. V). Таким образом завершился определенный этап в развитии этого метода.

III. ТЕОРИЯ ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1. Исходные представления и формула полного сечения

В отличие от МДП, ограничивающегося изучением упругих процессов, теория периферических соударений претендует и на рассмотрение разнообразных неупругих процессов.

Модельное представление, согласно которому взаимодействие нуклонов между собой и с другими частицами осуществляется чаще всего через обмен одним π -мезоном, давно уже было основой попыток трактовки соударений частиц весьма высокой энергии. Оно исходило, во-первых, из геометрических соображений: средний параметр удара d , обеспечивающий наблюдаемое на опыте «геометрическое» сечение $\sigma \sim \pi/\mu^2$, должен быть не мал, $d \gtrsim 1/\mu$; во-вторых, — из представлений, заимствованных из ядерных взаимодействий низких энергий, о том, что на подобных расстояниях от нуклона значительна вероятность встретить не более одного виртуального пиона. Соответственно картина соударений нуклонов строилась по методу прицельного параметра: мезонное поле соударяющихся нуклонов (релятивистски сжатое вдоль движения) разлагалось на плоские мезонные волны, на поток мезонов, и считалось ³⁴⁻³⁷, что подобный мезон из облака одного нуклона взаимодействует с другим нуклоном в целом (или с мезоном, испускаемым этим другим нуклоном) так же, как взаимодействовал бы свободный мезон. Без такой детализации подсчетов, в виде феноменологической картины обмена «порциями энергии», соответствующая модель разрабатывалась рядом экспериментаторов ³⁸⁻⁴⁰.

Из этой довольно примитивной трактовки возникло понятие «периферических соударений», первоначально очерченное не очень четко. По существу, главный признак периферичности видели в независимом распаде двух (или более) возникших через обмен мезоном возбужденных центров, что в СЦИ выглядит как образование независимых, противоположно направленных струй. Распределение обмениваемых мезонов по импульсам и энергиям (определяемое формой мезонного облака нуклона или, иначе говоря, мезонной функцией распространения) в известной мере определяет соотношения мощностей обеих струй ⁴¹.

Подобный подход не мог, конечно, считаться убедительным. Нетрудно, однако, видеть, что составляющие его содержательные модельные соображения лежат и в основе трех более строгих методов теории периферических соударений: метода Чу и Лоу ⁴², полюсного приближения, называемого в литературе обычно одночастичным обменом (one-particle exchange) ⁴³⁻⁴⁷, и одномезонного приближения ⁴⁸.

Можно сказать, что вся теория периферических соударений основана на предположении, что вклад в амплитуду неупругого процесса

дает фейнмановская диаграмма рис. 12, содержащая один промежуточный мезон. При этом вершина, в которой этот мезон взаимодействует с первичной частицей, может быть сколь угодно сложной *) (рис. 12, а), но может быть и простейшей (рис. 12, б).

Матричный элемент такого процесса M_{if} можно написать по общим правилам.

Если в результате соударения частиц масс m_1 и m_2 с 4-импульсами P_0 и Q_0 образуются частицы с 4-импульсами p_1, p_2, \dots, p_m в одной

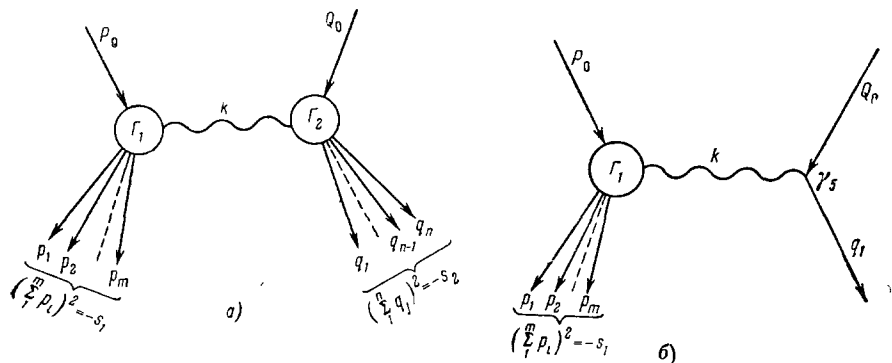


Рис. 12. Фейнмановские диаграммы неупругого одномезонного взаимодействия.

вершине и q_1, q_2, \dots, q_n — в другой, причем передаваемый мезон имеет 4-импульс k , то

$$M_{if} = \Gamma_1(k, P_0, p_1, p_2, \dots, p_m) D(k^2) \Gamma_2(k, Q_0, q_1, \dots, q_n), \quad (3.1)$$

где $P_0^2 = -m_1^2$, $Q_0^2 = -m_2^2$; Γ_i — вершинные части, являющиеся функциями релятивистских инвариантов, построенных из их аргументов; $D(k^2)$ — функция распространения π -мезона, при малых k^2 она близка к $(k^2 + \mu^2)^{-1}$.

Строго говоря, выражение (3.1) должно быть симметризовано по переменным p_i и q_j . Другими словами, некоторые частицы с импульсами q_j , вообще говоря, могли бы образовываться в узле 1, а не 2, частицы же с импульсами p_i — в узле 2.

Учет этого обстоятельства повел бы к очень большим усложнениям, так как при квадрировании симметризованного матричного элемента появляются интерференционные члены.

Этими эффектами, однако, можно пренебречь, если импульсы одной группы частиц сильно отличаются от импульсов другой группы, например если в СЦП всего процесса частицы разделяются на две сильно коллимированные в противоположных направлениях струи. Это действительно имеет обычно место на опыте при весьма высоких энергиях **). Во всяком случае, предположение об отсутствии интерференции (вследствие сильной коллимации частиц) всегда делается. Оно позволяет существенно

*) Конечно, обмен одним мезоном может привести и к упругому рассеянию. Однако можно думать, что при высоких энергиях, когда среднее число рождающихся в результате одномезонного обмена частиц очень велико, вероятность того, что не родится ни одной новой частицы, экспоненциально мала. Поэтому главный вклад в упругое рассеяние, можно ожидать, даст двухмезонный обмен, как об этом будет сказано ниже.

**) В некоторых работах ^{49,50} приводятся теоретические оценки интерференционных членов.

упростить последующие расчеты. Из (3,1) следует выражение для дифференциального сечения процесса

$$d\sigma = 2\pi \frac{|\Gamma_1|^2 |\Gamma_2|^2}{(k^2 + \mu^2)^2} dQ_f \delta(P_0 + Q_0 - \sum p_i - \sum q_j) \quad (3,2)$$

где dQ_f — число конечных состояний,

$$dQ_f = \prod_i d^3 p_i \prod_j d^3 q_j.$$

Величину $d\sigma$ можно представить также в виде

$$d\sigma = \frac{d^4 k}{(k^2 + \mu^2)^2} |\Gamma_1|^2 \prod_i d^3 p_i \delta(P_0 + k - \sum p_i) \times \\ \times \prod_j d^3 q_j |\Gamma_2|^2 \delta(Q_0 - k - \sum q_j). \quad (3,3)$$

Далее, четырехкратное интегрирование по k , если взять интеграл по азимутальному углу, можно свести к интегралу по k^2 , s_1 и s_2 :

$$d^4 k \rightarrow \frac{2\pi}{s} dk^2 ds_1 ds_2, \quad k^2 = k^2 - k_0^2, \quad k_0 \equiv \omega, \quad (3,4)$$

где

$$s_1 = -(\sum_{i=1}^m p_i)^2, \quad s_2 = -(\sum_{j=1}^n q_j)^2, \quad s = -(P_0 + Q_0)^2. \quad (3,5)$$

Таким образом, при нашем определении (3,4) квадрата 4-вектора s_1 , s_2 и s — квадраты энергии соответственно первой группы частиц, второй группы и всей системы в целом в их соответственных системах центра инерции. Удобно представить себе (пока речь идет о кинематических соотношениях это заведомо допустимо, но возможно, что это отражает и физическую сторону явления, см. ниже), что частицы p_i в совокупности образуют один «сгусток» вещества, распадающийся затем на отдельные частицы, а частицы q_j — другой сгусток. В таком случае

$$s_1 = \mathcal{M}_1^2, \quad s_2 = \mathcal{M}_2^2, \quad (3,5a)$$

где \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 — массы сгустков. Область интегрирования по переменным s_1 , s_2 и k^2 определяется законами сохранения. Она может иметь довольно сложную структуру. Основную роль в дальнейшем будет играть та часть этой области, в которой k^2 мало, а величины s_1 и s_2 велики, но обе значительно меньше, чем s , $M^2 \ll s_1$, $s_2 \ll s$ *). В этих условиях из законов сохранения в узлах 1 и 2 вытекают следующие формулы для квадрата передаваемого 4-импульса, квадрата трехмерного импульса и квадрата его поперечной компоненты:

$$k^2 \equiv k^2 - \omega^2 \approx \frac{(s_1 - m_1^2)(s_2 - m_2^2)}{s} + \frac{(s_1 + s_2)s_1 s_2}{s^2} + \frac{s}{2} (1 - \cos \theta_{\mathcal{M}}), \quad (3,5б)$$

$$k^2 \approx \frac{(s_1 + s_2)^2}{4s} + \frac{s}{2} (1 - \cos \theta_{\mathcal{M}}), \quad (3,5в)$$

$$k_{\perp}^2 \approx \frac{s}{2} (1 - \cos \theta_{\mathcal{M}}) \approx E^2 \theta_{\mathcal{M}}^2, \quad (3,5г)$$

где ω — передаваемая энергия; $\theta_{\mathcal{M}}$ — угол вылета одного из сгустков.

*) Последнее условие означает, что энергия покоя сгустков много меньше их полной энергии. Это всегда имеет место в действительности, поскольку большая часть полной энергии переходит в кинетическую энергию сгустков, $\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2 \ll \sqrt{s}$, из-за чего струи частиц и получаются коллимированными.

строго говоря, здесь

$$\frac{s}{2} \left(1 - \frac{m_1^2 + m_2^2 + \mathcal{M}_1^2 + \mathcal{M}_2^2}{s} + \dots \right)$$

Минимальное значение k^2 при фиксированных s_1 и s_2 выражается на основании этих формул сравнительно просто: при $\theta \rightarrow 0$ из (3,5б) следует

$$k_{\min}^2 \approx \frac{(s_1 - m_1^2)(s_2 - m_2^2)}{s} + \frac{(s_1 + s_2)s_1 s_2}{s^2}. \quad (3,5д)$$

Подчеркнем также, что во всей области интегрирования $k^2 > 0$. Следовательно, 4-импульс виртуальной частицы пространственноподобен (для реального π -мезона, наоборот, $k^2 = -\mu^2 < 0$, где μ — масса π -мезона).

Рассмотрим подробнее часть диаграммы рис. 12, соответствующую узлу 1. Легко видеть, что величину

$$d\sigma_1(s_1, k^2, p_1, \dots, p_m) = 2\pi |\Gamma_1|^2 \prod_{i=1}^m d^3 p_i \delta(P_0 + k - \sum p_i) \quad (3,3а)$$

можно интерпретировать как дифференциальное сечение образования m частиц с импульсами p_1, p_2, \dots, p_m и полной массой $\sqrt{s_1}$ при взаимодействии реальной частицы с импульсом P_0 и виртуального π -мезона с импульсом k , $s_1 = -(P_0 + k)^2$. Если это сечение просуммировать по всем возможным числам рождающихся частиц, по их относительным импульсам, спинам и по другим внутренним квантовым числам, то величину

$$\sum \int d\sigma_1(s_1, k^2, p_1, \dots, p_m) = \sigma_1(s_1, k^2)$$

можно интерпретировать как полное сечение соударения виртуального π -мезона с частицей, природа которой (нуклон, π -мезон и т. д.) характеризуется индексом 1. Аналогично можно представить величину $|\Gamma_2|^2$. Отметим, что вследствие требований релятивистской инвариантности полное сечение виртуального π -мезона $\sigma_i(s_i, k^2)$ может зависеть только от квадрата 4-импульса k^2 и, следовательно, то обстоятельство, что в σ_1 и σ_2 входит k с противоположными знаками, в данном случае несущественно.

Полное сечение σ_{12} получается из (3,3) после интегрирования по s_1 , s_2 и k^2 (предполагая упомянутое суммирование по числам рождающихся частиц и их внутренним переменным). Его можно теперь представить в виде

$$\sigma_{12}(s) = \frac{3}{8\pi^2 s^2} \int \int \int \frac{dk^2 s_1 ds_1 s_2 ds_2}{(k^2 + \mu^2)^2} \sigma_1(s_1, k^2) \sigma_2(s_2, k^2) R(s_1, s_2, k^2, m_1, m_2). \quad (3,6)$$

Если $s_1, s_2, s \gg m_1^2, m_2^2$, где m_1, m_2 — массы сталкивающихся частиц, то $R \approx 1$. В противном случае под интеграл входит дополнительный фактор

$$R = \frac{1}{s_1 s_2} \{[(s_1 - m_1^2 + k^2)^2 + 4m_1^2 k^2][(s_2 - m_2^2 + k^2)^2 + 4m_2^2 k^2]\}^{1/2}. \quad (3,6а)$$

2. Классификация методов

Теперь мы можем перейти к характеристике различных приближений теории периферических соударений.

1. Большое значение имеет частный и наиболее простой процесс, рассмотренный Чу и Лоу⁴², соответствующий рождению лишь одной дополнительной частицы при соударении нуклона и пиона (рис. 13), $m_1 = M$, $m_2 = \mu$. При этом считается, что вершину Γ_1 можно записать в виде

$g(\bar{\psi}\gamma_5\psi)\varphi$. Тогда из формулы (3,3) (учитывая (3,4)) можно получить

$$d\sigma_{\pi N} = \frac{f^2}{4\pi} \frac{V_{s_2}(s_2 - 4\mu^2)}{\mu q_L} \frac{k^2 dk^2 ds_2}{(k^2 + \mu^2)^2} \sigma_{\pi\pi}(s_2, k^2), f = \frac{\mu}{2M} g, \quad (3,7)$$

где $s_2 = -(Q_0 + k)^2$ — квадрат энергии двух соударяющихся π -мезонов (реального и виртуального) в их общей СЦП, $\sigma_{\pi\pi}(s_2, k^2)$ — полное сечение соударения этих π -мезонов, q_L — импульс первичного мезона в M -системе. При $k^2 \rightarrow -\mu^2$ $\sigma_{\pi\pi}$ переходит в сечение соударения двух реальных мезонов. Эта формула позволяет по экспериментальным данным относительно генерации π -мезона при πN -соударении, экстраполируя в область $k^2 < 0$ величину

$$\frac{d\sigma_{\pi N}(k^2 + \mu^2)}{k^2 dk^2 ds_2},$$

определить сечение $\sigma_{\pi\pi}(s_2, -\mu^2)$, которое непосредственно для неустойчивых частиц вроде π -мезонов измерено быть не может. Этот метод применялся весьма успешно.

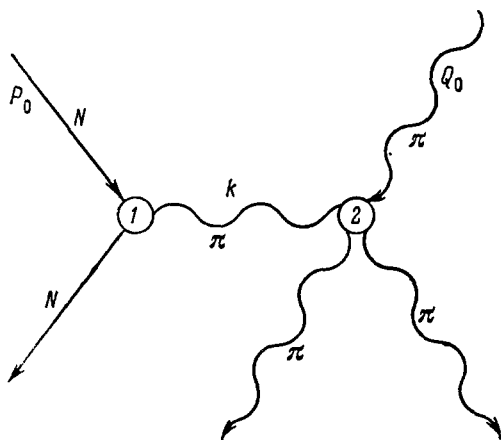


Рис. 13. Диаграмма процесса, рассмотренного Чу и Лоу.

Несмотря на некоторую неопределенность процесса экстраполяции, с его помощью был найден резонанс в $\pi\pi$ -взаимодействии при $s_2 \approx 0,5$ Бэв ($\sqrt{s_2} \approx 750$ Мэв)⁵¹, впоследствии подтвержденный при изучении угловых корреляций и названный ρ -резонансом.

Методу Чу и Лоу посвящена обширная литература (см., например, ⁴⁵). Кроме того, в области интересующих нас очень высоких энергий процессы с генерацией столь малого числа частиц имеют весьма подчиненное

значение. Поэтому подробнее мы его разбирать не будем. Отметим только, что для успеха экстраполяционной процедуры существенна достаточная гладкость величины $\sigma_{\pi\pi}(s, k^2)$ как функции k^2 . Полученное в результате сравнения с опытом согласие свидетельствует о том, что по крайней мере при малых s величина $\sigma_{\pi\pi}(s, k^2)$ слабо зависит от k^2 . Отличие k^2 от $-\mu^2$ характеризует отличие свойств виртуального мезона от свойств реального. Поэтому величину $k^2 + \mu^2$, не равную нулю для виртуальной частицы, или, проще, величину k^2 называют иногда виртуальностью или степенью виртуальности.

Выражение (3,6) в принципе позволяет также вычислить различные характеристики процесса — как интегральные (например, полное сечение), так и дифференциальные (например, распределение по импульсам вторичных частиц), если известно, как зависит от k^2 величины $\sigma_i(s, k^2)$ (когда речь идет об интегральном сечении) или $\sigma_i(s, k^2, p_1, p_2, \dots, p_m)$ (когда речь идет о распределениях). Этот путь (обратный пути, используемому в приближении Чу и Лоу, где по $\sigma_{\pi N}$ определялось $\sigma_{\pi\pi}$) используется в другом методе — так называемом полюсном приближении⁴³⁻⁴⁷. Здесь в основе лежит предположение, что $\sigma_i(s_i, k^2)$ от k^2 вовсе не зависят и совпадают с сечениями взаимодействия реальных

частиц, т. е. что

$$\sigma_i(s_i, k^2) \approx \sigma_i(s_i, -\mu^2).$$

Можно сказать, здесь предполагается, что в (3,3) главная зависимость от k^2 дается фактором $(k^2 + \mu^2)^{-2}$. Это предположение фундаментально для полюсного метода. Заранее можно было ожидать, что оно справедливо лишь в ограниченной области переменных s и k^2 , прежде всего — пока k^2 мало. Точнее сказать, какова эта область, можно было только из сравнения с экспериментом. При этом сначала нужно было убедиться на основании качественных соображений в том, что для неупругих взаимодействий главную или, во всяком случае, существенную роль играет обмен одним π -мезоном (или, если процесс идет с изменением странности в узле, одним K -мезоном). Это удалось осуществить сначала при малых энергиях и соответственно малых множественностях для нуклон-нуклонных соударений. При низких энергиях существенный вклад вносит процесс, при котором в узлах диаграммы (рис. 12, а и б) взаимодействие π -мезона с нуклоном—резонансное и образуются изобары с $T = \frac{3}{2}$;

$J = \frac{3}{2}$ (при энергии 9 $B\varepsilon$ образуются две изобары (И. Е. Тамм, см. ⁵²), при энергии 2 $B\varepsilon$ — одна изобара ⁴⁷). На основании этого процесса удается легко объяснить тот факт, что при протон-нейтронных соударениях протон в значительной доле случаев сохраняет свой заряд и энергию (этот факт был экспериментально обнаружен при энергии 9 $B\varepsilon$ независимо и несколько раньше теоретических подсчетов).

Эти качественные, как и более детальные количественные, проверки ^{47, 54-56} дают веские основания полагать, что одноопионный обмен обуславливает, во всяком случае, существенную часть всех сильных взаимодействий в области ускорительных энергий *). Применение этого метода оказалось весьма успешным также при расчете взаимодействий γ -квантов с нуклонами (генерация π -мезонов в результате фотоэффекта на виртуальном мезоне ⁴⁵) и во многих других случаях. При этом вначале во многих работах ^{44, 46} старались ограничиться областью малых k^2 , например $k^2 \lesssim \mu^2$, однако полюсное приближение неожиданно дало хорошие результаты при описании многочисленных деталей (энергетические, зарядовые и угловые распределения продуктов), наблюдаемых экспериментально при соударениях нуклон—нуклон с $E_L \approx 9 B\varepsilon$ ⁵⁵ и при энергии 2 $B\varepsilon$ ^{51, 59}, при больших k^2 вплоть до $k^2 \sim 50 \mu^2$.

Согласие различных характеристик нуклон-нуклонных взаимодействий, вычисленных и измеренных на опыте, позволяет утверждать, что одномезонные взаимодействия в этом случае играют главную роль. Вклад в сечение, который дают центральные соударения в NN -взаимодействиях, много меньше, чем вклад периферических.

При таком же подходе к πp -взаимодействиям при энергии 7 $B\varepsilon$ выяснилось ⁵⁶, что периферические взаимодействия и в этом процессе существенны, но в целом согласие измеренных характеристик с вычисленными в ОМП заметно хуже. В ⁶⁰ отмечалось, что сечения σ^C центрального и σ^P периферического соударений при πp -взаимодействии — одного порядка, в то время как в NN -соударениях σ^C играет небольшую роль. Для оценки вкладов σ^C и σ^P удобно, например, использовать энергетическое распределение нуклонов отдачи. Периферические взаимодействия

*) Были сформулированы общие критерии симметрии, позволяющие по угловому и импульсному распределениям ⁵⁷ (или по зарядовому ⁵⁸) проверять одномезонную схему взаимодействия в отдельных экспериментах. Они еще не применялись достаточно широко.

дают вклад главным образом в области малых ε_k (ε_k — кинетическая энергия нуклонов отдачи в лабораторной системе координат). Поэтому теоретические кривые, полученные согласно ОМП, следует пронормировать так, чтобы они хорошо описывали экспериментальные данные при малых ε_k : $\varepsilon_k \leq 0,5M$. После этого та часть наблюдаемых случаев, которая не укладывается в кривые ОМП в области больших ε_k , можно приписать центральным соударениям. Эта процедура была использована для грубой оценки отношения при pp - и π^-p -взаимодействиях ⁶¹ и дала

$$\left(\frac{\sigma^C}{\sigma^P}\right)_{pp} \approx 0,2, \quad \left(\frac{\sigma^C}{\sigma^P}\right)_{\pi^-p} \approx 1. \quad (3,8)$$

Такое различие между нуклон-нуклонными и мезон-нуклонными взаимодействиями будет нам важно в дальнейшем. Сейчас же подчеркнем, что периферические взаимодействия играют заметную (существенную) роль во всех процессах и при ускорительных энергиях они удовлетворительно описываются простейшим вариантом ОМП (фактически в полюсном приближении). В отличие от этого, при более высоких энергиях, полюсное приближение встретилось со значительными трудностями даже при оценке величины полного сечения. Остановимся на этом подробнее.

При высоких энергиях, $s_1, s_2, s \gg M^2$, выражение для полного сечения, как уже говорилось, получается из (3,6) при $R = 1$. Можно написать

$$\frac{d^2\sigma_{12}}{s_1 ds_1 s_2 ds_2} = \frac{3}{8\pi^2 s^2} \int \frac{dk^2}{(k^2 + \mu^2)^2} \sigma_1(s_1, k^2) \sigma_2(s_2, k^2). \quad (3,6a)$$

В полюсном приближении сечения σ_i равны сечениям взаимодействия реальных частиц и, следовательно, при больших энергиях могут быть приняты постоянными. Тогда, как оказывается, интеграл (3,6), взятый по области, ограниченной законами сохранения, дает сечение, растущее с энергией: $\sigma_{12} \sim s$ ⁶². Этот результат противоречит исходному положению, что $\sigma \rightarrow \text{const}$ при $s \rightarrow \infty$ и вообще условию унитарности. Область значений k^2 , дающих вклад, в этом случае тоже очень велика и растет с ростом энергии s . Уже при энергии $E_L = 10^{11}$ эв вычисленное таким образом сечение ⁶² оказывается равным $\sigma \approx 1000$ мб, что разумеется, абсурдно. Характерные величины k^2 в этом случае достигают $10^3 \mu^2$.

Абсурдность этих результатов указывает на то, что в области больших и неограниченно растущих k^2 полюсное приближение несправедливо. Выход может быть в том, чтобы подынтегральная функция $\sigma_i(s_i, k^2)$ ограничивала область интегрирования по s_i и k^2 *). Это составляет основу третьего метода теории периферических соударений — так называемого одно мезонного приближения ⁴⁸ **). С одной стороны, можно предположить, что $\sigma_i(s_i, k^2)$ в каждом из двух узлов убывает с ростом k^2 тем быстрее, чем больше s_i . В этом случае исчезающий вклад в сечение должен давать процесс, в котором оба узла представляют собой

*) Можно было бы думать, что есть другой выход — отказаться от использования приближенного значения пропагатора

$$D(k^2) = (k^2 + \mu^2)^{-1}.$$

Однако из представления Лемана

$$D(k^2) = (k^2 + \mu^2)^{-1} + \int \varrho(x^2) (k^2 + x^2)^{-1} dx^2,$$

где $\varrho(x^2) > 0$, следует, что при этом полное сечение σ_{12} еще более возросло бы.

**) Таким образом, метод, который мы называем одно мезонным приближением, отличен от так называемого приближения одночастичного обмена (one-particle exchange, OPE) ^{43, 44}, совпадающего по нашей терминологии с полюсным приближением.

центральные взаимодействия и не разделяются на большее число узлов. Могут при этом давать вклад и процессы, в которых число узлов больше двух, но мало и не увеличивается с ростом энергии. Этот вариант ОМП мы будем условно называть *двухцентровой моделью*.

С другой стороны, можно допустить, что при данном k^2 сечения в узлах $\sigma_i(s_i, k^2)$ быстро убывают с ростом s_i . В предельном случае можно принять, что $\sigma_i(s_i, k^2)$ отлично от нуля лишь в области весьма малых s_i , достаточных для образования лишь двух частиц. Тогда при больших энергиях процесс осуществляется за счет того, что каждый из узлов диаграммы рис. 12, а подразделяется на большое число узлов, соединенных мезонными линиями. Так мы приходим к многоцентровой, или *периферической модели* (multi-peripheral model).

3. Двухцентровая модель

В ряде работ ^{43, 46} авторы пытались при высоких энергиях ограничиться учетом вклада от области значений k^2 , меньших некоторой определенной величины $\delta^2 = \text{const}$, считая, что независимо от значения s_i при $\delta^2 \lesssim \mu^2$ мы заведомо можем использовать полюсное приближение при любых энергиях. Это предположение о независимости вклада малых k^2 от s_i в известной мере эквивалентно предположению, что по крайней мере при малых k^2

$$\sigma_i(s_i, k^2) = \sigma_0(s_i) \varphi(k^2), \quad \sigma_0(s_i) \equiv \sigma_i(s_i, -\mu^2). \quad (3,8')$$

Однако, каким бы ни было выбрано δ^2 , этот подход также ведет к противоречиям. Существенной при этом является факторизация зависимости от двух переменных, входящих в σ_i . Именно, считая $\sigma_0(s_i) = \text{const}$ при $s_i \rightarrow \infty$ и подставляя $\sigma_i = \sigma_0 \varphi(k^2)$, мы находим, что величина σ_{12} пропорциональна логарифму энергии ^{46, 43}. Этот результат хотя и не противоречит условию унитарности ⁶, но свидетельствует о логической незамкнутости схемы *).

Кроме того, здесь возникают упоминавшиеся уже трудности другого рода. Именно, из сравнения теоретических подсчетов с экспериментальными данными в области $E_L \lesssim 10 \text{ Бэв}$ следует, что $\delta^2 \sim (50 \div 60)\mu^2$ ^{54, 55}. Однако если использовать эту же величину даже только при энергии 10^{11} эв , полное сечение уже оказывается во много раз больше наблюдаемого ⁶².

Итак, в рамках двухцентровой модели нельзя ограничиться простейшей, мультипликативной формой величины $\sigma(s, k^2)$. В общем случае, если написать

$$\sigma_i(s, k^2) = \sigma_i(s) F_i(s, k^2), \quad (3,9)$$

то F_i существенно зависит от s . Функция $F_i(s, k^2)$, которую иногда называют *формфактором* π -мезона ⁵⁴, положительна. Очевидно, что

*) Действительно, в замкнутой схеме сечения, стоящие справа и слева в формуле (3, 6), должны одинаковым образом зависеть от энергии. Такому требованию можно удовлетворить, если предположить, что σ_0 логарифмически падает с энергией: $\sigma_0 \sim 1/\ln s$. Эта возможность некоторое время широко обсуждалась в литературе ^{46, 22}, но в дальнейшем была отвергнута как из-за противоречия с экспериментом (убывания сечения, видимо, не наблюдается), так и из-за неприемлемости мультипликативной зависимости

$$\sigma(s, k^2) = \sigma_0(s) \varphi(k^2).$$

Последнее вытекает, как показано в ⁶³, из общих свойств амплитуды рассеяния в так называемом представлении Дайсона — Йоста — Лемана ⁶⁴.

$F_i(s, -\mu^2) = 1$, если $\sigma_i(s)$ — сечение взаимодействия реальных частиц. Свойства функции F_i специально изучались^{48,63}. Было выяснено, что четыре условия — естественное требование положительности, аналитические свойства по k^2 (в области $k^2 > 0$), условие $F_i(s, -\mu^2) = 1$ и условие асимптотического постоянства всех сечений — сильно ограничивают класс возможных функций F_i (например, они не могут быть отношением двух полиномов относительно k^2 и т. п.). Все же эти условия не достаточны для однозначного определения F_i . В качестве примера, удовлетворяющего всем требованиям, можно рассматривать некоторое выражение, при $k^2 > 0$ и $s \gg M^2$, переходящее в функцию

$$F_i(s, k^2) \approx \mu^2 \gamma \ln \frac{s}{2M^2} e^{-\gamma k^2 \ln \frac{s}{2M^2}}. \quad (3,9a)$$

Как мы видим, здесь область значений k^2 , дающая вклад в интеграл (3,6), уменьшается с ростом энергии так, что эффективные значения k^2 имеют порядок

$$k_{\text{эфф}}^2 \sim \frac{1}{\gamma \ln \frac{s}{2M^2}}. \quad (3,9б)$$

Такое логарифмическое убывание эффективных k^2 представляется весьма правдоподобным, несмотря на то, что сама функция F_i получена неоднозначно. Действительно, это поведение F_i есть просто следствие того, что интеграл (3,6) при $F = \text{const}$ логарифмически зависит от энергии. Следовательно, для того чтобы при $\sigma_i = \text{const}$ эта зависимость исчезла, необходимо логарифмически же уменьшить область интегрирования по k^2 .

Далее, величина эффективной области определяется параметром γ . Опыт применения метода при ускорительных энергиях, где $\ln(s/2M^2) \sim 1$, а $k_{\text{эфф}}^2 \sim M^2$ ⁶⁵, указывает на то, что этот параметр имеет порядок $\gamma \sim 1/M^2$.

Отметим, что аналогичным образом ведут себя не только инвариантная величина k^2 , но и модуль $|\mathbf{k}|$, и компоненты k_{\parallel} , k_{\perp} трехмерного импульса, вычисленные в СЦИ процесса. В частности,

$$k_{\perp \text{эфф}}^2 \sim \frac{1}{\gamma \ln \frac{s}{2M^2}}.$$

Это означает, что эффективные параметры удара в одномезонных взаимодействиях $r_{\text{эфф}} \sim k_{\perp \text{эфф}}^{-1}$ растут с ростом энергии логарифмически

$$r_{\text{эфф}} \sim \sqrt{\gamma \ln \frac{s}{2M^2}}.$$

Всякий неупругий процесс обуславливает некоторый упругий, как это следует хотя бы из оптической теоремы. Выясним, какими свойствами должно обладать упругое рассеяние частиц, вызванное неупругим процессом одномезонного характера. Используя оптическую теорему (2,4), можно (3,6) переписать в виде

$$A_{12}(s, 0) = \frac{2}{\pi s} \int \frac{A_1(s_1, k^2, 0) A_2(s_2, k^2, 0)}{(k^2 + \mu^2)^2} ds_1 ds_2 dk^2, \quad (3,10)$$

где $A_{12}(s, 0)$ — мнимая часть амплитуды взаимного рассеяния вперед двух реальных частиц 1 и 2; $A_1(s_1, k^2, 0)$, $A_2(s_2, k^2, 0)$ — мнимые части амплитуд рассеяния вперед виртуального пиона на реальных частицах 1 и 2.

Диаграмма упругого рассеяния, являющегося следствием одномезонного неупругого процесса (рис. 12), может быть получена квадрированием диаграммы неупругого процесса. Она изображена на рис. 14. Вычисляя мнимую часть амплитуды этого процесса по правилам Фейнмана, легко прийти к выражению для $A(s, t)$, которое при $t = -(k_1 - k_2)^2 = 0$ переходит в (3,10).

Из того, что все компоненты векторов k_1 и k_2 в СЦИ при росте энергии, согласно (3,9а), убывают, следует, что должно убывать и t , по крайней мере столь же быстро, например как

$$-t_{\text{эфф}} \sim \frac{1}{\gamma \ln \frac{s}{2M^2}}.$$

Напомним, что в МДП имеет место именно такое поведение упругого рассеяния.

Рассмотрим в рамках двухцентровой модели взаимную связь полных сечений взаимодействия разных частиц ⁶⁵. Она обусловлена свойствами формфакторов $F_i(s, k^2)$. Представляется довольно естественным предположение, что F_i зависит только от свойств переносящего взаимодействие π -мезона и не зависит от свойств той реальной частицы, с которой он взаимодействует. Тогда

$$\sigma_i(s, k^2) \equiv \sigma_{i\pi}(s, k^2) \approx \sigma_{i\pi} F(s, k^2), \quad (3,11)$$

где $F(s, k^2)$ не зависит от рода реальной частицы, обозначаемого индексом i (это может быть символ нуклона, π -мезона и т. д.). В случаях соударения нуклона с нуклоном (сечение равно σ_{NN}) и нуклона с π -мезоном (сечение $\sigma_{\pi N}$) мы получим из (3,6) соответственно

$$\sigma_{NN} = \sigma_{N\pi}^2 J_\pi, \quad (3,12a)$$

$$\sigma_{\pi N} = \sigma_{\pi\pi} \sigma_{\pi\pi} J_\pi, \quad (3,12б)$$

где через J_π обозначена универсальная величина, зависящая только от свойств π -мезона, в частности от его массы:

$$J_\pi = \frac{3}{8\pi^2 s^3} \int \frac{s_1 ds_1 \cdot s_2 ds_2 dk^2}{(k^2 + \mu^2)^2} F(s_1, k^2) F(s_2, k^2). \quad (3,13)$$

Из (3,12б) следует, что

$$J_\pi = \frac{1}{\sigma_{\pi\pi}}. \quad (3,13a)$$

Следовательно, (3,12а) дает соотношение

$$\sigma_{NN} \sigma_{\pi\pi} = \sigma_{\pi N}^2. \quad (3,14)$$

Аналогичным образом для взаимодействия любых других частиц получаются соотношения, уже фигурировавшие в МДП (см. (2,18)).

Подчеркнем, что в данном случае все эти выводы получились в результате исследования неупругого процесса. Мы увидим ниже, что подобные же результаты получаются и в многоцентровой модели. Вместе с тем они совпадают с аналогичными выводами из МДП. Одинаковыми (по порядку величины) получаются даже, например, параметры γ . Все это

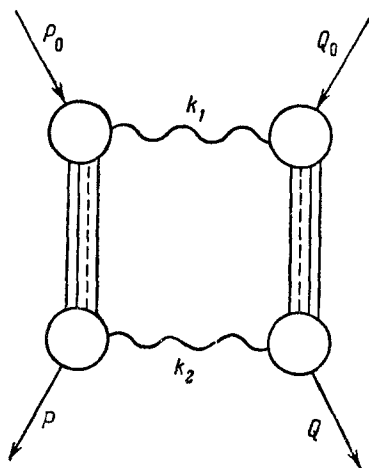


Рис. 14. Упругое рассеяние, обусловленное одномезонным неупругим взаимодействием.

заставляет предполагать, что между ОМП и МДП существует глубокая связь. В более общем виде эта связь была рассмотрена в работе ⁶⁶. (Мы остановимся еще на этом вопросе ниже, см. гл. V.) Все эти результаты дают основание считать, что известное асимптотическое поведение сечения упругого процесса, предписываемое МДП при учете крайнего правого, «вакуумного» полюса, обусловлено именно тем, что неупругие процессы, порождающие такой упругий процесс, являются однопионными. Если принять эту точку зрения, то появляется возможность для проверки и уточнения МДП привлечь богатую информацию о неупругих процессах при энергии $E_L \gtrsim 10^{11}$ эв. Тогда, проверяя допустимость описания процессов с помощью ОМП, мы тем самым проверяем справедливость в этой области МДП.

Напомним, что исследование упругого рассеяния в указанной области энергий в настоящее время практически невозможно. Поэтому более прямого пути проверки МДП в этой области энергий пока нет.

Отметим также, что эти заключения о связи двух методов высказаны недавно ^{65, 66} и не являются общепризнанными. Тем не менее мы в дальнейшем (при сравнении с экспериментальными данными) будем в некоторых случаях ими пользоваться.

Перечислим теперь основные предположения и основные признаки двухцентровых взаимодействий.

1. Диаграмма неупругого процесса должна распадаться по крайней мере на две части (а может быть, и на большее число частей), соединенные одной пионной линией. Диаграмма упругого процесса при этом распадается на части, соединенные двумя пионными линиями.

2. Интерференцией между двумя пучками генерируемых частиц можно пренебречь.

3. Расчет сечений ведется в соответствии с правилами Фейнмана, причем в величинах $\sigma_i(s_i, k^2)$ необходимо учитывать немультимпликативную зависимость от s_i и k^2 , дающую необходимое убывание σ_i по мере роста k^2 . Общие теоретические соображения показывают, что можно учитывать ее, например, фактором типа $\exp \left[-\gamma k^2 \ln \left(\frac{s}{2M^2} \right) \right]$ (сравнение с экспериментом показывает, что в таком случае $\gamma \sim M^{-2}$).

Отсюда следует, что квадрат 4-импульса, переданного от одной из этих струй к другой, должен с ростом энергии процесса падать, по-видимому, логарифмически:

$$k_{эфф}^2 \sim \frac{M^2}{\ln(s/2M^2)};$$

упругое рассеяние, которое возникает как следствие такого неупругого процесса, должно обладать «реджевскими» свойствами.

В связи с этим при сравнении экспериментальных данных с теоретическими величина k^2 приобретает фундаментальное значение.

До сих пор речь шла главным образом об интегральных характеристиках процесса: о полном сечении, его асимптотическом поведении и среднем значении квадрата переданного импульса. В неупругих соударениях важнейшими являются вопросы о множественности, угловом распределении вторичных частиц и т. п.

Одномезонное приближение охватывает довольно широкий круг процессов, которые в этих отношениях могут сильно отличаться друг от друга. Для описания процесса в деталях необходима дальнейшая конкретизация. Опыт показывает, что предложить единую схему для описания всего разнообразия встречающихся процессов (см. гл. IV) вряд ли возможно. Поэтому рассмотрим отдельные возможные процессы. Они различаются

конкретным видом вершин диаграммы, которые остаются единственным недоопределенным элементом.

1. Пусть ни одну из двух вершин нельзя уже разбить на части, соединенные одной мезонной линией. Другими словами, пусть взаимодействие в узлах (взаимодействие виртуального пиона с реальной частицей) имеет непериферический характер. Будем условно называть его *центральным* *). Типичным процессом рождения многих частиц из одного соударения, причем процессом, существенно обусловленным многомезонными взаимодействиями, является гидродинамический. Поэтому естественно думать, что и здесь «центральное» соударение в вершине протекает по гидродинамической схеме (разумеется, отнюдь не обязательно по гидродинамической теории Ландау). Это предположение означает, однако, что в асимптотической области периферические взаимодействия не исчерпывают всех возможных процессов и наряду с ними должны давать конечный и постоянный вклад другие, центральные процессы. Действительно в выражении (3,6а) при $s \rightarrow \infty$ эффективные s_1 и s_2 тоже неограниченно возрастают. Для того чтобы сечение одномезонного процесса, стоящее слева, было при $s \rightarrow \infty$ постоянным, необходимо, чтобы и сечения, стоящие под интегралом, тоже не убывали при $s_1, s_2 \rightarrow \infty$. Однако в рассматриваемом варианте ОМП справа под интегралом стоят сечения центральных соударений (π -мезона и нуклона). Следовательно, они сами по себе должны давать асимптотически не исчезающий вклад.

Таким образом, в этом варианте периферические и центральные (гидродинамические) соударения не противопоставляются, но дополняют друг друга. Модель является периферически гидродинамической. В общем случае здесь получаются громоздкие формулы. Ограничимся двумя предельными возможностями:

а) Пусть происходит симметричное возбуждение нуклонов,

$$s_1 \approx s_2 = s_0 \equiv \mathfrak{M}^2.$$

Согласно (3,5б) и (3,9б)

$$s_0^2 \approx k^2 s \sim M^2 \frac{s}{\ln(s/2M^2)}.$$

Лоренц-фактор $\bar{\gamma}$ возбужденных нуклонов в общей СЦИ равен ($E_c = M\gamma_c$ — энергия каждого из соударяющихся нуклонов в СЦИ)

$$\bar{\gamma} = \frac{E_c}{\mathfrak{M}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{s}{s_0}} \approx \sqrt{\frac{\gamma_c}{2}} \left(\ln \frac{s}{2M^2} \right)^{1/4}. \quad (3,14')$$

Эта величина при больших энергиях велика и растет с энергией. Число вторичных частиц, если его в каждом узле определить по гидродинамической теории Ландау (или статистической теории Ферми), есть

$$n = 2 \cdot 2 \left(\frac{s_0}{2M^2} \right)^{1/4} \approx 4 \left(\frac{s}{4M^2 \ln(s/2M^2)} \right)^{1/8}. \quad (3,15)$$

Таким образом, число вторичных частиц в этом процессе растет с энергией несколько медленнее, чем при центральных соударениях; угловое распределение в общей СЦИ существенно анизотропно (это обеспечено большими значениями $\bar{\gamma}$). Конкретно, при $E_L \sim 10^{13}$ эв ($\gamma_c \approx 70$) получаем $\bar{\gamma} \approx 10$, $n \approx 10$. Распределение по переменной $\lambda = -\lg \lg \theta$, где θ — угол вылета частиц (см. гл. IV) для такой струи будет иметь форму

*) Этот тип процессов можно представить себе так: благодаря обмену пионом образуются два (и только два) возбужденных нуклона или возбужденных сгустка, которые затем излучают вторичные частицы. В литературе такой процесс рассматривался неоднократно ^{35,39}.

двух сильно раздвинутых групп, содержащих каждая примерно три заряженные частицы (всего $\frac{3}{2} \cdot 3 \sim 5$ частиц) в каждой группе. Такая схема, следовательно, может соответствовать только «бедным» струям с n , существенно меньшим, чем при центральном соударении. Угловое распределение (уже потому, что p_{\perp} для вторичных частиц не зависит от n , см. гл. IV) из-за малости n очень анизотропно.

б) Пусть возбуждение существенно несимметрично. В предельном случае, когда один нуклон вовсе не возбуждается, а в другом множественность дается гидродинамикой Ландау (при этом в (3,5б) играет роль второй член), получаем

$$s_1 = M^2, \quad s_2 = \sqrt{\frac{k^2}{M^2}} s, \quad n = 2 \left(\frac{s_2}{2M^2} \right)^{1/4} = 2 \left(\frac{s}{2M^2 \ln(s/2M^2)} \right)^{1/4}.$$

Угловое распределение можно снова охарактеризовать одной величиной $\bar{\gamma}$ возбужденного нуклона (формула

$$\bar{\gamma} = \sqrt{\frac{s}{4s_2}}$$

здесь недостаточно точна; используя законы сохранения, получаем нижеследующую более точную формулу):

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{s}{s_2}} + \sqrt{\frac{s_2}{s}} \right).$$

Множественность и угловое распределение в таких взаимодействиях не очень сильно отличаются от получающихся при центральных соударениях. Например, при $E_L \sim 10^{13}$ эв получаем $n \approx 14$, $\bar{\gamma} \sim 1,2$. Не исключено, что такие взаимодействия описывают несимметричные струи с существенно различными коэффициентами неупругости ($K_{\text{лаб}} \neq K_{\text{зерк}}$, см. гл. IV).

2. Пусть теперь число узлов, не разделяемых далее на меньшие узлы, которые были бы соединены лишь одной мезонной линией, больше двух, но все же мало, например равно 3 ÷ 4. Диаграммы подобных процессов изображены на рис. 15 и 16. Сечение такого процесса можно получить из (3,6), если $\sigma_1(s_1, k^2)$ или $\sigma_2(s_2, k^2)$ выразить снова с помощью (3,6). Соответственно, например, если выразить так только один из узлов, то получаем диаграмму рис. 15 и соответствующую ей формулу ⁶² (при $s_1 - m^2, s_2 - m^2, s_{\pi\pi} \gg \mu^2$)

$$\sigma = \frac{1}{(2\pi)^8 s} \int \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(k_1^2 + \mu^2)^2 (k_2^2 + \mu^2)^2} (s_1 - m^2) (s_2 - m^2) s_{\pi\pi} \times \\ \times \sigma_1(s_1, k_1^2) \sigma_2(s_2, k_2^2) \sigma_{\pi\pi}(s_{\pi\pi}, k_1^2, k_2^2). \quad (3,16)$$

Для того чтобы подобный механизм при высоких энергиях давал неисчезающий вклад, необходимо, чтобы хотя бы одно из сечений, входящих в подынтегральное выражение, было не мало при неограниченном возрастании соответствующего s_i . Как и в предыдущем случае, необходимо предположить таким образом, что существует периферический, центральный процесс, дающий неисчезающий вклад при высоких энергиях. Однако, в отличие от предыдущего, таким процессом здесь может быть взаимодействие двух виртуальных пионов. Степень возбуждения самих нуклонов при высокой энергии всего процесса здесь может оставаться невысокой (например, это может быть возбуждение до изобарных состояний $T = 3/2, J = 3/2$). В этом случае, как и прежде (но теперь при рассмотрении сильно возбужденного лл-сгустка), необходимо обращаться к гидродинамической теории.

Истолкование эксперимента по схеме рис. 15⁶⁷ или рис. 16⁶⁸ было предложено экспериментаторами (причем в крайних узлах, соответствующих соударению виртуального пиона с нуклоном, согласно мнению экспериментаторов, либо вообще не генерируются новые пионы, либо их число

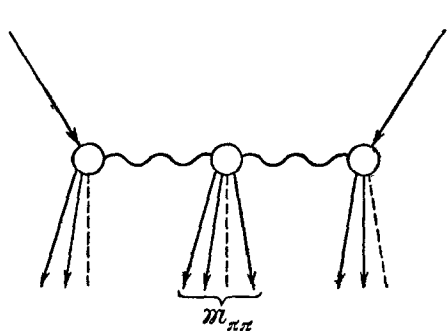


Рис. 15. Одномезонное неупругое взаимодействие с образованием одного дополнительного узла.

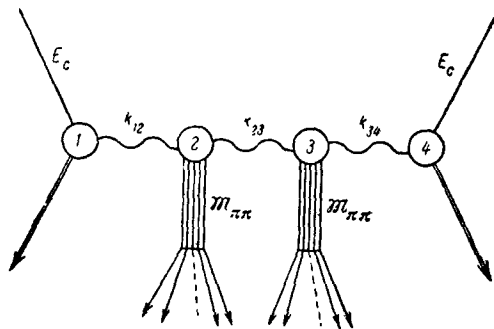


Рис. 16. Одномезонное взаимодействие с образованием двух дополнительных узлов.

не превышает одного-двух). Как показывает сопоставление с экспериментом, при таком истолковании множественность связана с $s_{\pi\pi}$ соотношением⁶⁷⁻⁶⁹

$$n \sim \frac{\sqrt{s_{\pi\pi}}}{0,5M^2}.$$

Она соответствует множественности в гидродинамическом процессе с уравнением состояния Гейзенберга⁷⁰.

Конкретный пример подобного процесса при соударении нуклонов с энергией $E_L \sim 3 \cdot 10^{11}$ эв соответственно экспериментальным данным, полученным в⁶⁷, был теоретически рассмотрен в⁶².

Расчет диаграммы рис. 15 привел к следующим результатам. Эффективные величины квадратов передаваемых импульсов k_1^2 и k_2^2 имеют порядок $(20 \div 25)\mu^2$. Распределение по «массам» $\pi\pi$ -узла имеет острый максимум вблизи

$$M_{\pi\pi} \equiv \sqrt{s_{\pi\pi}} \approx (3 \div 4)M.$$

Возбуждение нуклонов, т. е. «массы» изобар в узлах 1 и 2 порядка $M_{\pi\pi} \sim 1,5M$.

Для оценки числа пионов, образующихся в $\pi\pi$ -узле, использовался закон множественности, соответствующий гидродинамической теории с уравнением состояния Гейзенберга. Тогда

$$n_{\pi} = \frac{M_{\pi\pi}}{0,5M} \approx 6, \quad n_{\pi^{\pm}} = \frac{2}{3} n_{\pi} \approx 4.$$

Угловое распределение вторичных частиц в системе покоя $\pi\pi$ -изобары в этом случае изотропно. Полное число заряженных частиц в процессе (если учесть, что при распаде каждой из нуклонных изобар образуются преимущественно заряженные частицы) отсюда получается равным $n_s \sim 7 \div 8$. Коэффициенты неупругости нуклонов заключены в интервале $0,05 \leq K \leq 0,25$. Лоренц-фактор $\pi\pi$ -изобары в СЦИ всего процесса есть $\gamma \approx 1,1$ и, следовательно, невелик.

Все эти результаты хорошо согласуются с частью экспериментальных данных, полученных в⁶⁷. Именно, рассматриваемая диаграмма может удовлетворительно описать симметричные ливни с малыми коэффициентами

неупругости. Другая часть ливней имеет другие характеристики. Более подробно мы остановимся на этом в гл. IV.

Процесс, изображенный на рис. 16, существует при более высокой энергии, а именно при $E_L \sim 10^{12} \div 10^{13}$ эв. Его мы также обсудим в гл. IV.

4. Полностью периферическая модель

Выражение (3,6) можно использовать для описания процесса с любым числом промежуточных «узлов». Для этого достаточно, применяя итерационную процедуру, в правую часть формулы (3,6) последовательно подставлять сечения $\sigma_i(s_i, k^2)$ в одномезонном виде. В последнее время в литературе обсуждается предельный случай такого процесса — полностью периферическая модель (multiperipheral model), которую впервые

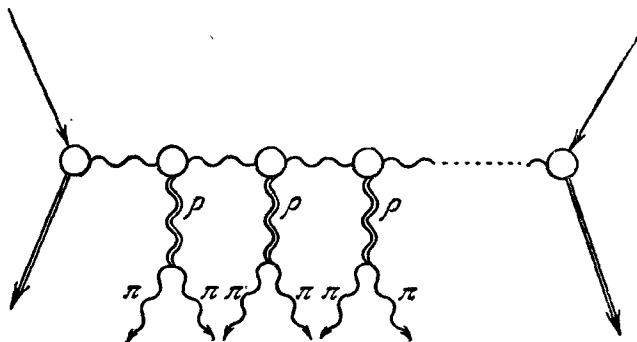


Рис. 17. Фейнмановская диаграмма модели AFST (multiperipheral model) полностью периферического взаимодействия.

рассмотрели Амати, Фубини, Стангеллини и Тонин (AFST)⁷¹ (упоминание о ней содержится уже в ⁴⁶). Остановимся на этой модели подробнее. Здесь принимается, что в каждом узле диаграммы рис. 17 образуется наименьшее возможное число частиц — два пиона, причем процесс в этом узле идет через образование одной резонансной частицы, например ρ -мезона, или вообще «мезонной изобары», которая затем распадается на два π -мезона, число же узлов растет с энергией. Интерференцией между различными узлами при этом пренебрегают. Подобное пренебрежение является общим для любого случая ОМП. В данной модели это пренебрежение эквивалентно предположению, что в системе покоя любой мезонной изобары другие изобары движутся относительно нее с релятивистскими скоростями. Подчеркнем, что последнее условие, таким образом, тоже фактически фигурирует в модели (хотя в оригинальных работах специально и не оговаривается), причем здесь оно становится довольно жестким.

Сечение взаимодействия в узле $\sigma^{(R)}(s_i)$ играет в модели фундаментальную роль. Предположение о том, что в узлах образуются только слабо возбужденные двухпионные изобары, эквивалентно предположению, что сечение взаимодействия двух виртуальных пионов в узле σ^R имеет резонансный характер и велико лишь в области малых энергий, $s_i \sim s_0 = 0,5 M^2$ (т. е. в области, где образование π -мезонов может идти через ρ -мезон, η -мезон и т. п.). Для того чтобы не сказался вклад от больших s_i , принимается, что величина $\sigma^{(R)}$ падает с ростом s_i не слабее чем s_i^{-2} . Это предположение носит принципиальный характер. Именно благодаря

ему исключаются из рассмотрения более сложные узлы диаграммы. По этой же причине в рамках модели нет места гидродинамической теории. В какой-то мере она даже противопоставляется ей, так как основное предположение модели эквивалентно утверждению о том, что многомерные обмены совершенно не дают вклада в неупругие процессы. Именно поэтому модель можно называть «полностью периферической». Отметим, что такая модель тесно связана с приближенным методом исследования двойных дисперсионных соотношений, называемым полосочным приближением (strip approximation) ⁶⁶.

Исследование модели проводилось в работах ^{71-74, 50}. Выяснилось, что сечение $\sigma_{\mathcal{N}}(s)$ каждого отдельного процесса с \mathcal{N} вершинами, как функция s , становится отличным от нуля при пороговом значении $s = s_{\min} = \mathcal{N}^2 s_0$, растет, достигает максимума и затем падает степенным образом. При $s \gg s_{\min}$

$$\sigma_{\mathcal{N}} = a_0 \frac{\left(\beta \ln \frac{s}{s_0}\right)^{\mathcal{N}-1}}{s^2 (\mathcal{N}-1)!}, \quad \sigma_{\mathcal{N}} = a_0 \frac{(\mathcal{N}-1)!}{s^2} e^{\beta \ln \frac{s}{s_0}} \frac{(\mathcal{N}-1)!}{(\mathcal{N}-1)!} \quad (3,17)$$

где a_0, β — некоторые постоянные. Таким образом, каждый отдельный процесс (с данным \mathcal{N}), грубо говоря, вносит вклад только в определенной области значений s , а затем уступает место следующему процессу.

Величина $\sigma_{\mathcal{N}}$, как функция \mathcal{N} при данном s , описывается, согласно (3,17), распределением Пуассона и обладает резким максимумом при

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_0(s) \approx \beta \ln \frac{s}{s_0}$$

с полушириной

$$\Delta \mathcal{N} \sim \sqrt{\beta \ln \frac{s}{s_0}}$$

(все эти оценки, разумеется, справедливы лишь при $\mathcal{N} \gg 1$).

Полное сечение равно сумме сечений

$$\sigma_{tot} = \sum_{\mathcal{N}} \sigma_{\mathcal{N}} = \frac{a_0}{s^2} \sum_{\mathcal{N}} \frac{\left(\beta \ln \frac{s}{s_0}\right)^{\mathcal{N}-1}}{(\mathcal{N}-1)!} = \frac{a_0}{s_0^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\beta-2} = \text{const} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-1} \quad (3,18)$$

(где обозначено $\alpha = \beta - 1$), и по оптической теореме амплитуда рассеяния на угол ноль равна сумме амплитуд:

$$A_{tot}(s, 0) = \sum_{\mathcal{N}} A_{\mathcal{N}}(s, 0) = \frac{1}{16\pi s_0} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha}. \quad (3,19)$$

Величины α и β в этой модели связаны с величиной $\sigma^{(R)}(s_i)$ и с s_0 . Связь эта имеет вид ⁷²

$$\alpha(\alpha+1) = \frac{1}{16\pi^3} \int \sigma^{(R)}(s_i) ds_i. \quad (3,20)$$

Следует отметить, что величина α (и, следовательно, основная для нее величина s_0) имеет фундаментальное значение для всей модели и определяет основные характеристики процесса.

Действительно, при $\alpha < 1$ полное сечение $\sigma_{tot} \sim \frac{1}{s} A$ будет падать с энергией степенным образом. В этом случае модель не может претендовать на описание процесса и, следовательно, вообще теряет смысл. При $\alpha > 1$ сечение будет расти с энергией степенным образом, что противоречит условию унитарности.

Выясним сначала, к каким результатам приводит модель AFST, понимаемая буквально. Согласно AFST, в (3,20) следует ограничить интегрирование областью вблизи $s_i \sim s_0 \sim 0,5 M^2 \approx 25 \mu^2$, поскольку именно здесь расположены резонансы ρ , η и т. п. В этом случае, согласно ⁷², получается $\alpha \approx 0,3$. Это значение существенно меньше единицы и, следовательно, уже свидетельствует о том, что модель не является «реалистической» *).

Рассмотрим другие характеристики акта в этой модели при высоких энергиях. Приведенные выше соотношения справедливы в асимптотической области, т. е. при $s_{\min} = \mathfrak{N}_0^2 s_0 \ll s$ или, так как

$$\mathfrak{N}_0 \approx \beta \ln \frac{s}{s_0},$$

при

$$\left(\beta \ln \frac{s}{s_0} \right)^2 \ll \frac{s}{s_0}^{**}.$$

Число узлов \mathfrak{N}_0 равно

$$\mathfrak{N}_0(s) = (1 + \alpha) \ln \frac{s}{s_0} \approx 1,3 \ln \frac{s}{0,5 M^2}. \quad (3,21)$$

Отсюда следует, что множественность в этой модели медленно (логарифмически) растет с энергией (ср. также ⁵⁰).

Угловое распределение в модели AFST существенно анизотропно. По координате $\lambda = -\lg \lg \theta$ оно характеризуется очень большой шириной σ_λ , растущей с энергией как $\ln s$ (в гидродинамической модели $\sigma_\lambda \sim \sqrt{\ln s}$).

Все эти результаты можно пояснить, рассмотрев упрощенный вариант модели. Примем, что в узлах образуются «пионные изобары» определенной массы $\mathfrak{M}_0 = \sqrt{s_0}$, а также, что все передаваемые импульсы k_i^2 одинаковы и равны k_a^2 .

Рассмотрим два соседних узла. В системе покоя одной из изобар другие движутся с релятивистской скоростью. Уже для соседних изобар их относительная скорость u должна соответствовать большому лоренц-фактору $\bar{\gamma}_0$ (иначе нельзя пренебрегать интерференцией частиц, возникающих в соседних изобарах, что необходимо для метода). Лоренц-факторы соседних изобар в общей СЦИ процесса $\bar{\gamma}_i$ и $\bar{\gamma}_{i+1}$, конечно, тем более велики. Из формулы сложения лоренц-факторов (см. далее гл. IV, формулу (4,20)) следует

$$(1 - u^2)^{-\frac{1}{2}} \equiv \bar{\gamma}_0 = \bar{\gamma}_i \bar{\gamma}_{i+1} - \sqrt{\bar{\gamma}_i^2 - 1} \sqrt{\bar{\gamma}_{i+1}^2 - 1} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\gamma}_{i+1}}{\bar{\gamma}_i} + \frac{\bar{\gamma}_i}{\bar{\gamma}_{i+1}} \right). \quad (3,22)$$

Величина $\bar{\gamma}_i$ убывает при возрастании i от 1 до $\mathfrak{N}/2$ и затем опять возрастает при $\frac{1}{2} \mathfrak{N} < i < \mathfrak{N}$. Поэтому $\bar{\gamma}_i > \bar{\gamma}_{i+1}$ при $i < \mathfrak{N}/2$. Из выражения для $\bar{\gamma}_0$ следует, что отношение

$$\frac{\bar{\gamma}_i}{\bar{\gamma}_{i+1}} = a = \bar{\gamma}_0 + \sqrt{\bar{\gamma}_0^2 - 1} > 1$$

и постоянно, т. е. не зависит от номера i и энергии s . Отсюда следует, что при $1 < i < \mathfrak{N}/2$ можно написать

$$\bar{\gamma}_i = a \bar{\gamma}_{i+1} = a^i \bar{\gamma}_a.$$

*) Авторы утверждают, правда, что они могут «натянуть» свои оценки и приблизить α к единице. Однако для этого необходимо увеличить интеграл (4,20) почти на порядок (см. ниже). Если не увеличивать область интегрирования по s_i , это трудно сделать.

**) Если $\beta = 2$ получаем условие $\frac{s}{s_0} \gg 70$. При $\beta = 1,3$ должно быть $s \gg 40 s_0$.

Закон сохранения энергии для процесса \mathfrak{N} -го порядка дает

$$E_c = \sqrt{s} = 2 \sum_{i=1}^{\mathfrak{N}/2} \sqrt{s_0 \bar{\gamma}_i} \approx 2 \sqrt{s_0 \bar{\gamma}_0} a^{\frac{\mathfrak{N}}{2}-1}, \quad (3,23)$$

$$s = 4s_0 \bar{\gamma}_0^2 a^{\mathfrak{N}-2}. \quad (3,24)$$

Отсюда для процесса, дающего наибольший вклад при данном s^* ,

$$\mathfrak{N}_0(s) = \frac{1}{\ln a} \ln \frac{sa^2}{s_0 \cdot 4 \bar{\gamma}_0^2} \approx \frac{1}{\ln a} \ln \frac{s}{s_0}. \quad (3,25)$$

Таким образом, действительно, множественность логарифмически растёт с энергией.

В угловое распределение $dn/d\eta$ по η каждый узел будет давать вклад в области $\eta_i \approx \ln \bar{\gamma}_i = i \ln a \bar{\gamma}_0$. Суммируясь, эти вклады приведут к «столообразной» зависимости от η . Максимальное значение η_{\max} , определяющее ширину распределения, будет равно

$$\eta_{\max} = \frac{1}{2} \ln \bar{\gamma}_{\mathfrak{N}_0} = \mathfrak{N}_0 \ln a \approx \frac{1}{2} \ln \frac{s}{s_0}, \quad (3,26)$$

а в координатах λ полуширина равна

$$\sigma_\lambda = \frac{1}{2} \Delta\lambda = \frac{1}{2,3} \eta_{\max} = \frac{1}{2} \lg \frac{s}{s_0}.$$

Для интервала энергий $10^{11} \div 10^{13}$ эв числа $\mathfrak{N}_0(s)$ (согласно (3,25)) приведены в таблице (для $s_0 = \frac{1}{2} M^2$). Там

$E_L, \text{ эв}$	10^{11}	10^{12}	10^{14}
$s/0,5 M^2$	400	4000	$4 \cdot 10^5$
$\mathfrak{N}_0 \sim$	6	8	13
$n = 2\mathfrak{N}_0 \sim$	12	16	26
$\sigma_\lambda \sim$	1,3	1,8	2,8

же приведены соответствующие им ожидаемые значения полуширины σ_λ . Эффективная величина k^2 здесь не зависит от энергии и по порядку величины есть $k^2 \lesssim s_0$. Таким образом, в модели AFST, понимаемой буквально, $k_{\text{эфф}}^2 \sim 0,5 M^2$. Сравнение этих выводов с экспериментальными данными будет обсуждаться в гл. IV. Отметим, однако, заранее, что большинство экспериментальных данных об угловом распределении дает $\sigma_\lambda \sim 0,5 \div 1$ и резко расходится с этими предсказаниями.

Попробуем усовершенствовать эту модель, приблизив ее к реальности.

Прежде всего выясним, при каких условиях можно устранить главный дефект — приблизить a к единице. Для этого необходимо распространить интегрирование по большим значениям s_i , что эквивалентно учету высоких резонансов в лл-взаимодействии. Указания на возможность существования таких резонансов (например, в реакции $pl \rightarrow qq \rightarrow 4\pi$)

*) С другой стороны, для $\mathfrak{N}_0(s)$ имеет место $\mathfrak{N}_0(s) = \beta \ln \frac{s}{s_0}$. Сравнивая эти выражения, можно оценить величины $a = \exp \beta^{-1}$ и $\bar{\gamma}_0 = \frac{1}{2} \left(a + \frac{1}{a} \right)$. При $\beta = 1,3$ получаем $a = 2,2$ и $\bar{\gamma}_0 = 1,33$. Однако если сечение асимптотически постоянно, то $\beta = 2$. Тогда $\bar{\gamma}_0 = 1,15$ (что соответствует скорости $v_0 = 0,5$). Этот факт несколько настораживает, так как предположение об отсутствии интерференции (существенное для модели) может быть обосновано лишь при больших $\bar{\gamma}_0$; отметим, что величина $\bar{\gamma}_0$ в рамках модели не зависит от s_0 , а определяется только величиной коэффициента β .

имеются в последних работах ⁷⁵. Кроме того, в $\pi\pi$ -взаимодействии в принципе можно ожидать появления резонанса при энергиях порядка $s_i \sim (2M)^2$. (Этот резонанс проявится, если в промежуточном состоянии образуется пара нуклон — антинуклон ⁷⁶.) Тогда интеграл в (3,20) будет охватывать широкую область. Величину $\sigma^{(R)}$ разумно в этой области принять равной геометрическому сечению, $\sigma^{(R)} \sim \frac{1}{\mu^2}$. Верхний предел интегрирования определится из условия $\alpha = 1$, $s_{i \max} \sim \mu^2 \cdot 2 \cdot 16\pi^3 \approx 20 M^2$. Отметим, что в случае нуклон-нуклонного соударения эти соображения не относятся к крайним узлам, в которых могут образоваться πN -изобары. Характер этих изобар не влияет на показатель α , поэтому их в рамках модели разумно оставить прежними.

Этот вариант модели уже не обладает теми привлекательными чертами, о которых шла речь выше. Именно, уже нельзя считать, что характер неупругих взаимодействий при высокой энергии целиком определяется процессами при низких энергиях, так как энергии $s_i \sim 20 M^2$ нельзя считать низкими. Однако этот вариант гораздо ближе к действительности. Число вторичных частиц здесь уже не определяется полностью числом узлов. Становится важным вопрос о характере распада сгустков — состояний, возникших в узлах, — на вторичные частицы. Появляется необходимость применения к этому процессу статистической и гидродинамической теорий. Модель приобретает, таким образом, основные черты «fire-ball-модели». Величины $s_0 \sim 20 M^2$ тоже приближаются к экспериментально наблюдаемым значениям для схемы шаровых молний, $\mathfrak{M}_{fb} = \sqrt{s_0} \sim (3 \div 5) M$.

Асимптотическая область, в которой справедливы простые соотношения типа

$$\mathfrak{N}_0 \approx 2 \ln \frac{s}{s_0},$$

в этом случае отодвигается выше (см. примечание на стр. 38), вплоть до $s \gg 70 s_{0 \max} \sim 500 M^2$, т. е. до энергий порядка $E_L \gg 10^{12}$ эв. В области же $E_L \sim 10^{11} \div 10^{12}$ эв можно только сказать, что число $\pi\pi$ -узлов мало (порядка одного-двух).

Таким образом, желая в модели AFST приблизиться к реально имеющим место свойствам процесса, мы приходим к необходимости существенно увеличить размер каждой пионной изобары (до примерно $\mathfrak{M}_0 \sim 3 \div 5 B\text{эв}$) и понизить их число.

Заметим, что при этом мы подходим к оценке характерных размеров одного сгустка, данной в работе ⁷⁷, а возможность увеличения числа сгустков с ростом энергии в известном смысле соответствует гипотезе Хазегавы ⁷⁸.

Амплитуда упругого рассеяния, обусловленного полностью периферическим неупругим процессом, как было выяснено, обладает свойствами, предписываемыми МДП, и подчиняется представлению Мандельштама.

В этой модели можно выяснить физический смысл разбухания радиуса взаимодействия и связать параметр s_0 , фигурирующий в полностью периферической модели, с параметром

$$\gamma = \left. \frac{\partial l_0(t)}{\partial t} \right|_{t=0},$$

который определяет «скорость» движения полюса и рост радиуса в МДП. Параметр столкновения двух соседних узлов r_i можно определить как

$$r_i^2 \sim r_0^2 \sim \frac{1}{k_l^2} \sim \frac{1}{k_{\text{эфф}}^2}.$$

Поскольку в модели направления поперечных составляющих $k_{i\perp}$, соот-

ветствующих разным виртуальным пионам, независимы, полный радиус взаимодействия при \mathfrak{N} узлах будет

$$R = \sqrt{\sum_i r_i^2} \approx \sqrt{\mathfrak{N} r_0^2} \approx \sqrt{\frac{\mathfrak{N}}{k_{\partial\Phi\Phi}^2}}.$$

Но

$$\mathfrak{N} \sim \beta \ln \frac{s}{s_0}.$$

Отсюда и возникает логарифмический рост радиуса

$$R \approx \sqrt{\frac{\beta}{k_{\partial\Phi\Phi}^2} \ln \frac{s}{s_0}}.$$

Таким образом, рост радиуса, сжатие дифракционного конуса и другие эффекты, предсказываемые МДП, связаны просто с тем, что с ростом энергии растет число узлов \mathfrak{N} . Сравнивая полученное выражение для R с выражением, следующим из МДП,

$$k_{\perp} \approx \sqrt{\gamma \ln \frac{s}{s_0}}, \quad \gamma = l'(0),$$

находим, что

$$\gamma \approx \frac{\beta}{k_{\partial\Phi\Phi}^2} \approx \frac{\beta}{s_0}.$$

В модели AFST, понимаемой буквально, где $\beta \approx 1$ и $s_0 \sim 0,5 M^2$, параметр γ достаточно велик, чтобы его можно было обнаружить экспериментально. В модели же с утяжеленными узлами (где $\beta \approx 2$ и $s_0 \sim 10 M^2$) параметр $\gamma \sim 0,2 M^{-2}$ существенно меньше значения $\gamma \sim M^{-2}$, которое соответствует наблюдаемому сужению конуса при pp -рассеянии. Сжатие дифракционного конуса в этом случае очень мало. В условиях современного эксперимента его вряд ли можно заметить.

5. Дополнительные замечания

До сих пор рассматривались неупругие взаимодействия, происходящие в результате обмена одним пионом. Естественно, встает вопрос: какую роль могут играть аналогичные процессы, обусловленные обменом одним квантом другой природы, например η -мезоном, K -мезонами и т. п.

Произвести оценку относительного вклада этих процессов можно только сделав два (правда, довольно естественных) предположения, а именно что: а) сечения взаимодействия друг с другом всех сильно взаимодействующих частиц одного порядка; б) в функциях распространения частиц в области малых k^2 полюсные члены преобладают:

$$D_j(k^2) = \frac{1}{k^2 + m_j^2}, \quad (3,27)$$

где m_j — масса обмениваемого кванта.

Рассмотрим в качестве примера неупругий процесс, вызванный обменом каоном. Полное сечение запишется аналогично (3,6); вклад при асимптотически больших энергиях будет, как и в случае (3,6), давать область малых k^2 . Поэтому сечение процесса при однокаонном обмене $\sigma^{(K)}$ будет пропорционально $|D_K(0)|^2$, в то время как при однопионном обмене (рассмотренном выше) $\sigma^{(\pi)} \sim |D_{\pi}(0)|^2$. Отношение их будет порядка

$$\frac{\sigma^{(K)}}{\sigma^{(\pi)}} \sim \left| \frac{D_K(0)}{D_{\pi}(0)} \right|^2 \sim \frac{m_{\pi}^4}{m_K^4} \sim 10^{-2}. \quad (3,28)$$

Аналогичные рассуждения можно применить к любой стабильной или резонансной частице, которой могут обмениваться налетающие частицы.

Отношения всех сечений к сечению, обусловленному обменом пионом, будут малы. Выделенность пиона обусловлена тем, что это — наилегчайшая частица из всех сильнодействующих частиц.

Все вышеизложенное относится к основной группе взаимодействий, в которых $k^2 \sim s_1 s_2 / s$. Однако существует другая группа периферических процессов, которая вносит в полное сечение (при асимптотически больших энергиях) малый вклад, но все же представляет интерес. В этой группе главным является процесс дифракционной генерации частиц, которую мы рассмотрим в гл. V.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПРИ $E_L \gtrsim 10^{11}$ эв. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Данные о взаимодействиях при $E_L > 10^{11}$ эв извлекаются из экспериментов по космическим лучам. Эксперименты эти трудны, однако, так же как это было в прошлом, в области меньших энергий из них удастся получить существенные результаты. Здесь следует различать две области энергий. При $E_L \sim 10^{11} \div 10^{13}$ эв, благодаря широкому использованию методов фотоэмульсий (в последние годы — фотоэмульсий, прослоенных свинцом) и ионизационного калориметра, в особенности совмещенного с камерой Вильсона в магнитном поле, удалось накопить довольно детальные сведения о механизме взаимодействия, выходящие за пределы тех сведений, которые ранее были извлечены из изучения широких атмосферных ливней (и теперь подтверждены с помощью указанных новых методик). В области же $10^{13} \div 10^{16}$ эв широкие атмосферные ливни по-прежнему остаются почти единственным источником нашего знания. Здесь также были получены новые результаты.

1. Сводка прежних результатов

Основные выводы, которые были известны уже несколько лет тому назад, можно суммировать следующим образом^{79,80}.

1. Сечение соударения нуклона (по-видимому, и π -мезона) с ядром атома воздуха или более тяжелого элемента остается в высокой степени постоянным — от примерно $2 \cdot 10^9$ эв по крайней мере вплоть до 10^{13} эв — и равно так называемому геометрическому сечению ядра σ_{0A} с точностью $\pm 20\%$ (имеется одно исключение — ненадежное и неподтвержденное указание, что для свинца $\sigma_A \sim (2 \div 3) \sigma_{0A}$ при $\sim 10^{14}$ эв). Данные по широким атмосферным ливням позволяют считать, что это справедливо с той же точностью, $\sim 20\%$, вплоть до $E_L \sim 10^{15}$ эв и даже выше.

2. Генерируются почти исключительно π -мезоны ($\sim 80\%$ частиц).

3. Средняя множественность \bar{n} очень медленно растет с энергией. Принято считать, что вплоть до $E_L \sim 10^{15}$ эв имеем $\bar{n} \sim E_L^{1/4}$. Однако характерен большой разброс значений \bar{n} в отдельных актах. В соударении нуклон — нуклон, при $E_L \sim 10^{12}$ эв, $\bar{n} \sim 15 \div 20$.

4. В очень большом числе случаев нуклон после соударения сохраняет значительную часть, $1 - K$, своей энергии: средний «коэффициент неупругости» K для соударения нуклон — нуклон имеет порядок $0,2 \div 0,3$, для соударения нуклон — ядро атома воздуха — порядок $0,4 \div 0,5$, причем эти цифры почти одинаковы для всех энергий по крайней мере вплоть до 10^{14} эв. Характерной чертой является огромный разброс значений K : встречаются значения и $K \sim 0,01$, и $K \sim 1$.

5. Генерированные в столкновении частицы разлетаются весьма характерным образом: в системе центра инерции они образуют два резко коллимированных конуса, не обязательно одинаковой мощности.

При переходе в лабораторную систему (\mathcal{L} -система) «передний» конус (конус частиц, летящих в среднем в направлении первичной частицы) еще более сжимается, «задний» же конус «выворачивается» в обратном направлении и превращается в сравнительно широкий, тоже направленный вдоль движения первичной частицы вверх или конус частиц, обнимающий узкий «передний конус».

6. Поперечный импульс рождающихся частиц p_{\perp} почти не зависит от энергии. При $10^{11} < E_L < 10^{15}$ эв среднее \bar{p}_{\perp} для пионов лежит вблизи 0,4 Бэв/с, или $2,5 \div 4 \mu\text{с}$. Для нуклонов оно раза в 2—3 больше. Наиболее вероятное значение p_{\perp} близко к $2 \mu\text{с}$. Отсюда видно, что встречаются и очень большие значения p_{\perp} .

Таким образом, при больших энергиях в \mathcal{L} -системе частицы летят вперед узкой — и сужающейся по мере роста E_L (обратно пропорционально E_L) — струей, вследствие чего все явление обозначают этим термином (английское jet).

Эти общие сведения в последние годы остались непоколебленными. Так, например, в ²² были проанализированы данные о сечении соударения нуклонов с ядрами атомов. Авторы приходят к выводу, что вплоть до $E_L \sim 10^{15}$ эв постоянство сечения нуклон — ядро атома воздуха и закон $\sigma_A \sim A^{2/3}$ соблюдаются в пределах $\pm 10 \div 20 \%$. Однако сверх того выявлены очень существенные новые черты, главным образом на основе изучения углового распределения вылетающих частиц. Ряд важных новых указаний, требующих дальнейшего изучения, получен при исследовании широких атмосферных ливней в области $E_L \sim 10^{14} \div 10^{16}$ эв (см. ниже, п. 3, з).

2. Методы анализа эксперимента

Едва ли не самая трудная экспериментальная проблема при изучении элементарного акта в фотоэмульсиях — определение энергии E_L первичной частицы, вызвавшей множественную генерацию. Если $E_L \lesssim 10^{12}$ эв, то вторичные заряженные частицы (пионы) часто имеют достаточно низкую энергию, чтобы еще можно было ее определить, комбинируя данные по ионизации, расстоянию между зернами (blobs) и т. п. Используя твердо установленный факт приблизительного постоянства \bar{p}_{\perp} , иногда импульсы $|p|$ вторичных частиц оценивают по их углу вылета θ в \mathcal{L} -системе, считая, что $|p| \approx \frac{\bar{p}_{\perp}}{\theta} \approx \frac{M}{2\theta}$. (Такое определение, конечно, может быть достаточно надежным только для средних величин.) Однако если E_L велико, в лучшем случае все это позволяет оценить нижнюю границу для E_L .

Уже давно (этот метод используется и теперь) энергию стали определять по так называемому половинному углу $\theta_{1/2}$. Именно, предположая: 1) что удалось выделить соударение нуклон — нуклон, 2) что в СЦИ этих двух частиц продукты разлетаются симметрично вперед и назад, — легко получить, что лоренц-фактор γ_c для движения СЦИ относительно \mathcal{L} -системы равен

$$\gamma_c = \frac{1}{\lg \theta_{1/2}} \approx \frac{1}{\theta_{1/2}}, \quad (4,1)$$

где

$$\gamma_c = \frac{E_c}{M} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}, \quad (4,2)$$

$$\gamma = \frac{E_L}{M} = 2\gamma_c^2 - 1, \quad (4,3)$$

M — масса нуклона, E_c — энергия нуклона в СЦИ, а $\theta_{1/2}$ — угол (с направлением первичной частицы) в лабораторной системе, отделяющий одну половину вторичных частиц («передний» конус) от другой (от «заднего» конуса в СЦИ).

Действительно, переход к углам ϑ тех же частиц в СЦИ дается формулой, вытекающей из закона сложения скоростей:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \vartheta}{\gamma_c \left(\cos \vartheta + \frac{\beta_c}{\beta} \right)}, \quad \gamma_c = (1 - \beta_c^2)^{-\frac{1}{2}}, \quad (4,4)$$

где β — скорость (в долях c) частицы в СЦИ, а β_c — скорость самой СЦИ в L -системе. Так как β и β_c близки к единице, а θ малы, то

$$\operatorname{tg} \theta \approx \frac{1}{\gamma_c} \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}. \quad (4,5)$$

В случае симметрии вперед — назад в СЦИ половина частиц лежит при $\vartheta < \pi/2$ или, согласно (4,5), при $\theta < 1/\gamma_c$. Следовательно, определив этот половинный угол, мы найдем по (4,4) γ_c , а затем по (4,2) и E_L (погрешность, связанная с допущением $\frac{\beta_c}{\beta} = 1$, по-видимому, невелика ⁸¹).

Однако предположение о симметрии разлета в СЦИ в каждом отдельном акте (а не в среднем), вообще говоря, не может быть обосновано. Действительно, непосредственно было показано ⁶⁷, что при $E_L \approx 3 \cdot 10^{11}$ эв, по крайней мере половина струй резко несимметрична (см. ниже). Очевидно, далее, что метод половинного угла заведомо ненадежен при очень малой множественности, а число таких актов не мало.

Применяя этот способ, можно ошибиться в оценке E_L в несколько раз (согласно ⁶⁷ для симметричных ливней погрешность $\sim 30\%$, для несимметричных она может достигать пятикратной величины).

В последние годы широко используются два новых, близких по идее метода. Во-первых, был предложен ⁸², разработан и применен метод ионизационного калориметра ⁸³, в частности в комбинации с камерой Вильсона ⁶⁷. Под камерой, в которой изучается акт взаимодействия, располагаются чередующиеся слои тяжелого материала (железо, свинец) и ионизационных камер. Общая толщина материала рассчитана на то, чтобы поглотить все ионизирующие частицы и порожденные ими электронно-фотонные лавины. Так как подавляющая часть энергии первичной частицы после всех каскадов взаимодействия, размножения и распадов в конце концов расходуется на ионизацию, производимую релятивистскими частицами, то, измеряя ионизацию во многих слоях, можно эту энергию определить с погрешностью в несколько десятков процентов (по-видимому, $\sim 30\%$). Этот метод уже использован и принес интересные результаты в области $E_L \sim 3 \cdot 10^{11} \div 10^{13}$ эв ^{67, 82, 83, 102, 105}.

Во-вторых, применяются толстые стопки фотоэмульсий, прослоенные слоями тяжелого металла и действующие, по существу, по принципу ионизационного калориметра. Прослеживая ионизацию в нарастающей, а затем затухающей лавине по всей толще фотоэмульсии, можно и здесь определить энергию лавины и, следовательно, породившей ее первичной частицы. Этот последний метод позволил приступить к систематическому изучению тех случаев взаимодействия, в которых при очень высокой энергии первичной частицы возникает очень мало частиц («бедные струи»). Раньше такие случаи в эмульсии часто пропускали. Теперь же можно заметить даже рождение только одного π^0 -мезона, так как он порождает мощную электронно-фотонную лавину, легко обнаруживаемую и изучаемую.

Однако и при ненадежном определении E_L удалось извлечь интересные результаты, изучая угловое распределение особым способом, в особых координатах.

Непосредственное наблюдение дает углы вылета отдельных частиц θ в лабораторной системе. Вместо того чтобы изучать распределение по θ , целесообразно рассматривать его относительно координаты

$$\lambda = -\lg \lg \theta. \quad (4,6)$$

Так как θ — малая величина, то $\lambda > 0$. Согласно (4,5)

$$\lambda = \lg \gamma_c - \lg \lg \frac{\theta}{2}.$$

Поэтому, наблюдая в лабораторной системе распределение частиц по углу θ и построив его как распределение $n(\lambda)$ по λ , мы сразу получаем фактически распределение по $\lg \lg \theta/2$, т. е. распределение в СЦИ, лишь сдвинутое по оси на $\lg \gamma_c$. Следовательно, например, мы сразу можем видеть, имеется ли симметрия в распределении по углам θ .

Иногда даже первичный экспериментальный материал изображают в масштабе λ . Так, ниже, на рис. 23 (нижняя часть рисунка), а также на рис. 26 приведены значения для отдельных релятивистских ионизирующих частиц в одной струе. Каждая вертикальная черточка указывает λ для одной отдельной частицы. Наглядно видно, что частицы образуют две группы, причем их общий центр тяжести движется в L -системе со скоростью, соответствующей γ_c , логарифм которого лежит где-то в окрестности пунктирной линии.

Наряду с λ удобно пользоваться и переменной η , относящейся непосредственно к углам в СЦИ (именно она впервые появилась в гидродинамической теории Ландау⁸⁴ и потому, как и λ , иногда называется переменной Ландау, см. также⁸⁵):

$$\eta = -\ln \lg \frac{\theta}{2} \approx -2,3 \lg \lg \frac{\theta}{2}, \quad \lg \frac{\theta}{2} = e^{-\eta}. \quad (4,7)$$

Согласно (4,5) — (4,6)

$$\lambda = \lg \gamma_c + \frac{\eta}{2,3}, \quad \eta = 2,3(\lambda - \lg \gamma_c). \quad (4,7a)$$

Таким образом, переход от распределения в L -системе (координата λ) к распределению в СЦИ (координата η) осуществляется сдвигом всей картины на $\lg \gamma_c$ вдоль абсциссы (и изменением масштаба в $\sim 2,3$ раза из-за отнюдь не обязательного перехода к натуральным логарифмам).

Если в СЦИ распределение имеет вид

$$dn(\vartheta) = \frac{1}{2} n(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta,$$

то

$$dn(\eta) = n(\vartheta(\eta)) \frac{d\eta}{(e^\eta + e^{-\eta})^2} = n_1(\lambda) \frac{2,3d\lambda}{(10^{\lambda - \lg \gamma_c} + 10^{-(\lambda - \lg \gamma_c)})^2} \quad (4,8)$$

($n_1(\lambda) \equiv n(\vartheta(\lambda))$). Таким образом, если в СЦИ распределение изотропно, $n(\vartheta) = n_0 = \text{const}$, то в масштабе λ оно имеет симметричный, колоколообразный вид с максимумом при $\lambda = \lg \gamma_c$, а на краях спадает экспоненциально. Очевидно, далее, что если распределение по ϑ не изотропно, но симметрично вперед — назад, т. е. $n(\vartheta) = n(\pi - \vartheta)$ и, следовательно,

$$n_1(\lambda) = n_1(2 \lg \gamma_c - \lambda)$$

или

$$n_1(\lambda - \lg \gamma_c) = n_1(-(\lambda - \lg \gamma_c)),$$

то в масштабе λ также сохранится симметрия. Центр симметрии λ_0 по-прежнему будет непосредственно давать $\lg \gamma_c$.

Практически это значит, что, построив в масштабе λ распределение по углам θ , наблюдаемое для данной струи в лабораторной системе, если и получится симметричная кривая, мы сразу по положению центра симметрии находим γ_c и, следовательно, по (4,2) E_L .

Масштаб λ имеет то свойство, что чем уже передний и задний конусы (чем, как говорят, анизотропнее струя), тем шире распределение по λ . Для изотропной в СЦИ струи, приближенно аппроксимируя кривую в масштабе λ гауссовой, мы найдем, что стандарт (полуширина) распределения равен

$$\sigma_{\lambda, \text{изотроп}} \approx 0,39. \quad (4,9)$$

Большую пользу приносит интегральное построение в масштабе λ . Если в СЦИ образовать величину

$$F_c(\vartheta) = \int_0^{\vartheta} \frac{1}{2} n(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta / \int_0^{\pi} \frac{1}{2} n(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \quad (4,10)$$

(она дает долю частиц, летящих под углом, меньшим ϑ , относительно направления первичной частицы), то при изотропии в СЦИ ($n(\vartheta) = n_0 = \text{const}$) $F_c(\vartheta) = \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$ и

$$\lg \frac{F_c(\vartheta)}{1-F_c(\vartheta)} = \lg \tg^2 \frac{\vartheta}{2} = 2 \lg \gamma_c - 2\lambda. \quad (4,11)$$

Каждому ϑ в СЦИ соответствует определенное θ в L -системе. Поэтому вместо $F_c(\vartheta)$ в (4,11) можно подставить интегральное распределение в L -системе. Строя на основе экспериментальных данных график функции $\lg [F(\theta)/(1-F(\theta))]$, как это предложили Даллер и Уокер⁸⁶, мы сразу можем установить, имеет ли распределение в СЦИ изотропный характер (в этом случае должна получиться прямая с тангенсом угла наклона, равным 2), и во всяком случае, если прямая симметрична, то по точке пересечения абсциссы сразу находим $\lg \gamma_c$.

Недостаток этого метода состоит прежде всего в том, что при соударениях нуклон — нуклон в области $E_L \leq 10^{13}$ эв, где до сих пор велись наиболее интенсивные исследования, полное число генерируемых заряженных частиц n_s еще не очень велико ($n_s \leq 20$), а часто даже мало ($n_s < 10$). Поэтому построение кривых распределения — нелегкое дело. Далее, достаточно одной из частиц унести очень большую долю энергии и вылететь под малым углом (а это, по-видимому, нормальный случай), чтобы, даже если она заряжена и видна в фотоэмульсии, возникла значительная ошибка. Такая частица окажется далеко на краю, подлинная симметрия будет отсутствовать и определение γ_c невозможно. Однако если сама по себе какая-то группа частиц обладает симметрией, то ее центр даст лоренц-фактор γ этой группы или сгустка материи, из которого они возникли, как целого относительно лабораторной системы.

Метод координат λ оказался весьма эффективным приемом анализа экспериментов.

Помимо трудности с определением E_L , экспериментаторы встречаются с серьезной проблемой выделения среди наблюдаемых струй нуклон-нуклонных соударений. Принято считать, что π -мезоны высокой энергии в потоке космических лучей представлены слишком слабо, чтобы первичной частицей мог быть π -мезон *). Только когда в фотоэмульсии

*) Недавно, однако, было показано, что это общепринятое положение может быть очень неточным⁸⁷.

струя порождена заряженной частицей, возникшей в другой струе в той же эмульсии, эту частицу можно — в подавляющем большинстве случаев — считать пионом. С другой стороны, эмульсия состоит преимущественно из тяжелых ядер. Если в струе очень много черных следов, характерных для медленных протонов, то ясно, что произошло соударение с серединой ядра. Если же число таких следов N_h мало, то принято считать, что произошло соударение с периферийным нуклоном, и мы имеем дело с соударением нуклон — нуклон. Это обычно подкрепляется тем, что при соударении с серединой ядра число рождающихся частиц гораздо больше, чем при соударении с одним нуклоном, — уже при $E_L \sim 10^{13}$ эв их число порядка ста. Выбор определенного критерия — результат взвешивания многих тонких деталей. Краковская школа ⁶⁸ считает, что если $N_h \leq 5$ и число релятивистских следов $n_s \leq 20$, то произошло соударение нуклон — нуклон. Этот критерий не является общепринятым. Так, применяют и критерий $N_h \leq 2$ ⁸⁸ и даже $N_h = 0$. Здесь есть опасность, что тем самым отбрасываются нуклон-нуклонные столкновения с большой множественностью n_s , т. е. искусственно отбирается только та часть нуклон-нуклонных соударений, для которой коэффициент неупругости аномально мал.

В опытах, использующих камеру Вильсона в магнитном поле и ионизационный калориметр ⁶⁷, соударение нуклона происходит в пластинке LiH. Здесь все ядра легкие, и можно считать, что почти все соударения нуклон-нуклонные.

Важной характеристикой взаимодействия является упоминавшийся уже коэффициент неупругости. В каждом взаимодействии двух нуклонов фигурируют две такие величины.

Уже давно используются коэффициент неупругости налетающего нуклона $K_{\text{лаб}}$, часто обозначаемый просто через K , и «зеркальный» коэффициент неупругости $K_{\text{зерк}}$ ^{60, 67}. $K_{\text{лаб}}$ дает долю энергии первичной частицы, пошедшую на образование новых частиц,

$$K_{\text{лаб}} = \frac{E_{Li} - E_{Lf}}{E_{Li}} = \frac{\sum' e_j}{E_{Li}}, \quad (4,12)$$

где E_{Li} — энергия первичного нуклона в лабораторной системе координат; E_{Lf} — энергия того же нуклона после взаимодействия; $\sum' e_j$ — сумма энергий вторичных частиц за вычетом энергии самого нуклона. Величина $K_{\text{зерк}}$ определяется аналогично, но в системе, где первичный, «налетающий», нуклон покоится, а лабораторный нуклон — мишень — движется с энергией E_L в системе, которую называют «зеркальной» по отношению к лабораторной (или антилабораторной).

Если в СЦИ соударение симметрично, то, разумеется, $K_{\text{лаб}} = K_{\text{зерк}}$. Однако симметрия, как показано в ⁶⁷, отнюдь не имеет места в каждом отдельном соударении. Поэтому заведомо должно иметь место только равенство средних значений, $\bar{K}_{\text{лаб}} = \bar{K}_{\text{зерк}}$ и вообще равенство распределений по $K_{\text{лаб}}$ и $K_{\text{зерк}}$.

Можно определить аналогичные величины для обоих нуклонов в СЦИ, где их начальные энергии $E_{ci}^{(1)}$ и $E_{ci}^{(2)}$ равны между собой, а конечные $E_{cf}^{(1)}$ и $E_{cf}^{(2)}$, вообще говоря, различны:

$$K_1^c = \frac{E_{ci}^{(1)} - E_{cf}^{(2)}}{E_{ci}^{(1)}}, \quad K_2^c = \frac{E_{ci}^{(2)} - E_{cf}^{(1)}}{E_{ci}^{(2)}}. \quad (4,12a)$$

В общем случае эти величины отличны от $K_{\text{лаб}}$ и $K_{\text{зерк}}$. Однако если начальная энергия E_L достаточно велика и, следовательно, велик лоренц-фактор перехода из СЦИ в L -систему, $\gamma_c \gg 1$, а коэффициенты неупругости не очень малы, именно если $K_{\text{лаб}} \gamma_c \gg 1$, $K_{\text{зерк}} \gamma_c \gg 1$, то K_1^c совпадает

с $K_{\text{лаб}}$, K_2^c — с $K_{\text{верк}}$ с точностью до величин порядка $(\gamma_c K_{\text{лаб, верк}})^{-1}$. Отметим, что практически K меняется в пределах от 0,1 до 1 (больше единицы он не может быть по определению). В связи с этим неточное измерение K (измерение «по порядку величины») не имеет смысла. Между тем для экспериментального определения K нужно знать не только энергию первичной частицы, но и ее энергию после соударения, либо энергии всех новообразовавшихся частиц. Если известно только угловое распределение (например, при наблюдениях в камере Вильсона в отсутствие магнитного поля), то определить $K_{\text{лаб}}$ и $K_{\text{верк}}$ можно лишь на основе дополнительных предположений. Обычно опираются не только на упомянутые выше допущения (поперечный импульс одинаков для всех частиц и равен среднему $\bar{p}_\perp \approx 2,5 \mu$, а частицы разлетаются в СЦИ симметрично вперед и назад), но и на гипотезу зарядовой симметрии вылетающих π -мезонов. Именно считают, что число нейтральных мезонов (не видных в фотоэмульсии и детектируемых, только если можно проследить электромагнитные каскады, порожденные распавшимися π^0 -мезонами) равно половине числа заряженных. Тогда вследствие предположенной симметрии вперед — назад, $K_{\text{лаб}} = K_{\text{верк}}$, E_L определяется по (4,1), причем

$$\Sigma e_i = \frac{3}{2} \sum_{i=1}^{n_s} \frac{p_{\perp i}}{\theta_i} \approx \frac{3}{2} \bar{p}_\perp \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\theta_i}, \quad (4,13)$$

где θ_i — угол вылета частицы в L -системе. В результате получаем

$$K \equiv K_{\text{лаб}} = \frac{\frac{3}{2} \bar{p}_\perp \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\theta_i}}{2M\gamma_c^2}. \quad (4,14)$$

При специальных предположениях о симметрии разлета и об энергии, приходящейся на одну частицу, можно получить и другие, более простые формулы (см. ниже, (4,24)).

Точнее величину $K_{\text{лаб}}$ можно измерить, если измерены независимо как энергия первичной частицы (например, калориметрическим способом), так и энергия вторичных заряженных частиц (например, в магнитном поле в камере Вильсона). Тогда можно пользоваться непосредственно формулой (4,12), учитывая вклад нейтральных частиц фактором $3/2$.

Здесь нет нужды предполагать симметрию разлета в СЦИ и, наоборот, можно проверить существует ли она в действительности.

Величину «зеркального» коэффициента $K_{\text{верк}}$ тоже можно определить, основываясь на экспериментальных данных в лабораторной системе. Для этого заметим, что величина $K_{\text{верк}}$ связана с так называемой «массой мишени» m_t , которая была введена и детально исследована в ⁶⁰. Она равна *)

$$m_t = \sum_{i=1}^n (\varepsilon_{iL} - p_{iL} \cos \theta_i), \quad (4,15)$$

*) Действительно, если происходит соударение первичной частицы с энергией E_L и импульсом p_L с покоящейся частицей массы M , то по законам сохранения энергии и продольного импульса $p_{||}$ можно написать

$$E_L + M = \sum_i \varepsilon_{iL} + E_t, \quad (4,15a)$$

$$p_{L||} \equiv p_L = \sum_i p_{iL} \cos \theta_i + p_t \cos \theta_t, \quad (4,15b)$$

где ε_{iL} , p_{iL} и θ_i — энергии, импульсы и углы отдачи новообразовавшихся частиц в лабораторной системе, причем из суммы исключена мишень, претерпевшая отдачу.

Трансформируя это выражение в систему покоя налетающего нуклона, легко убедиться, что

$$m_t = K_{\text{зерк}} M. \quad (4,16)$$

Как мы видим, здесь, в отличие от предыдущего, для определения m_t и $K_{\text{зерк}}$ нет необходимости знать энергию первичной частицы.

Вторичные частицы вносят в m_t тем больший вклад, чем меньше их энергия в лабораторной системе и чем больше угол. Это обстоятельство тоже весьма благоприятно, так как характеристики таких частиц измеряются точнее. Таким образом, определение величины $K_{\text{зерк}}$ удастся осуществить надежнее, чем величины $K_{\text{лаб}}$.

Как видно из гл. III, в теории двухцентровых периферических соударений существенную роль играет величина квадрата 4-импульса k^2 , передаваемого от одной группы частиц к другой. Именно, для этой модели доказывается, что для переноса взаимодействия мезона k^2 мало и убывает с энергией. Поэтому при анализе эксперимента возникает вопрос: можно ли так разбить на две группы частицы струи, чтобы квадрат разности их 4-импульсов был мал?

Признаком того, что в процессе имеют место малые передачи импульса, может послужить немонотонность распределения частиц по параметру λ , наличие в этом распределении нескольких, например двух, максимумов. Тогда струя «естественным» образом разбивается на струи, соответствующие этим максимумам. Величины k^2 , передаваемые от струи к струе, минимальны именно при таком «естественном» разбиении. В случае двух струй для определения значений k^2 по формуле (3,56) необходимо знать s_1 , s_2 и $\cos \theta_{\text{ж}}$ (где $\theta_{\text{ж}}$ — угол между импульсом первичной частицы и импульсом одной из струй в СЦИ). В принципе, конечно, все эти величины можно определить, если измерить импульсы вторичных частиц. Фактически, однако, при этом к измерению $\theta_{\text{ж}}$ предъявляются очень высокие требования, так как в выражении для k^2 перед $1 - \cos \theta_{\text{ж}}$ стоит очень большой коэффициент. Практически точность, с которой в настоящее время можно определить угол $\theta_{\text{ж}}$ при высоких энергиях, совершенно недостаточна.

Требования, предъявляемые формулой (3,56) к точности определения s_1 и s_2 , существенно ниже, так как в первых членах имеются малые коэффициенты типа $1/s$ или $1/s^2$.

где E_t , p_t и θ_t характеризуют мишень после соударения. Учитывая, что

$$p_L \approx E_L - \frac{M^2}{2E_L} \approx E_L,$$

отсюда получаем

$$M = \sum_i (\varepsilon_{iL} - p_{iL} \cos \theta_{iL}) + E_t - p_t \cos \theta_t. \quad (4,15в)$$

Величина m_t , определенная соотношением (4,15), равна

$$m_t = M - (E_t - p_t \cos \theta_t).$$

Она меньше массы M и истолковывается в⁶⁰ как масса той «части» мишени, которая сильно взаимодействует с налетающей частицей. Например, если оказывается $m_t \approx \mu$, то это служит известным показателем того, что соударение произошло с виртуальным пионом мишени, т. е. имеет периферический характер. Если же $m_t \sim M$, то можно считать, что речь идет о центральном соударении. Несомненно, во всяком случае, что если m_t оказывается существенно больше M , например $m_t \approx 3M$, то произошло соударение с серединой ядра, а не с одним нуклоном.

Из теоретических соображений в ОМП (см. гл. III) следует, что величина k_{\perp}^2 того же порядка, что и первые два члена в (3,56). Поэтому для определения k^2 по порядку величины можно ограничиться первыми двумя членами в (3,56), т. е. удовлетвориться определением нижней границы, k_{\min}^2 . Таким образом, если из опыта получится значение k_{\min}^2 больше теоретически предсказанного для k^2 , то это будет означать, что к данному процессу ОМП неприменимо.

Рассмотрим некоторые случаи.

1. Если в одной из групп частиц имеется только нуклон (при этом $s_1 = M^2$), то в выражении (3,56) первый член исчезает и

$$k_{\min}^2 = \frac{s_2 M^2}{s^2}. \quad (4,17)$$

В этом случае, используя законы сохранения, можно связать k^2 с коэффициентом неупругости K и тем самым получить простой и эффективный способ определения k^2 . Обозначая k^2 для этого процесса через k_N^2 , получим

$$k_N^2 = M^2 \frac{K^2}{1-K}. \quad (4,17a)$$

2. Если в каждой из струй имеется несколько частиц и $s_1, s_2 \gg M^2$, то вторым членом в (3,56) можно пренебречь по сравнению с первым и

$$[k_{\min}^2 = \frac{(s_1 - M^2)(s_2 - M^2)}{s} \approx \frac{s_1 s_2}{s}. \quad (4,18)$$

3. Если струи симметричны, то можно пользоваться выражением (4,14). Отметим, однако, что в этом случае величину k^2 можно связать также и с «обобщенной массой мишени» m_i^* , предложенной в ⁸⁹:

$$k^2 = 4m_i^{*2} \gamma_c^2. \quad (4,19)$$

Величина m_i^* определяется по аналогии с m_i :

$$m_i^* = \sum_{(i)} (\varepsilon_{Li} - p_{Li} \cos \theta_i). \quad (4,19a)$$

Однако суммирование, в отличие от (4,15), здесь распространяется только на частицы, принадлежащие узкому конусу в лабораторной системе («переднему» конусу в СЦИ).

3. Основные экспериментальные результаты последних лет и их значение для теории

а) Модель двух «шаровых молний» для соударений нуклон—нуклон. В 1958 г. детальный анализ обоих типов графиков — $n(\lambda)$ и $\lg \frac{F}{1-F}$ — для нескольких струй в фотоэмульсии, полученных краковской группой М. Менсовича (а также для струй, полученных другими авторами), истолковываемых как соударение нуклон—нуклон, привел польских физиков к выводу ⁶⁸, что во многих случаях кривая $n(\lambda)$ является двухмаксимовой. Этот анализ был затем продолжен ⁹⁰ с тем же результатом. За последние четыре года в этой области был накоплен довольно обширный материал, подтвердивший и уточнивший упомянутый вывод (хотя и оспариваемый еще рядом экспериментаторов).

Если отбирать струи по критериям, принятым краковской группой для выделения нуклон-нуклонных соударений достаточно большой энергии, а именно если требовать, чтобы было: 1) не очень много медленных протонов отдачи, $N_h \leq 5$; 2) не настолько много релятивистских заряженных частиц, чтобы можно было заподозрить соударение с серединой

ядра, $5 < n_s \leq 20$; 3) γ_c , определенное по половинному углу, превышающим 23 (если это истинное симметричное соударение системы нуклон—нуклон, то тем самым выделяются случаи $E_L > 10^{12}$ эв), то окажется, что весь собранный в лабораториях мира материал насчитывает около 200 случаев. При этом соударения нуклон—нуклон составляют 35% всех струй с $\gamma_c > 23$ ($N_h \leq 5$, $5 < n_s \leq 20$). Из них 70% имеют полуширину $\sigma_\lambda > 0,6$ в масштабе λ^*).

Поскольку $n_s \leq 20$, ясно, что статистическая обработка отдельной струи ненадежна. Тем не менее можно сделать вывод (были использованы

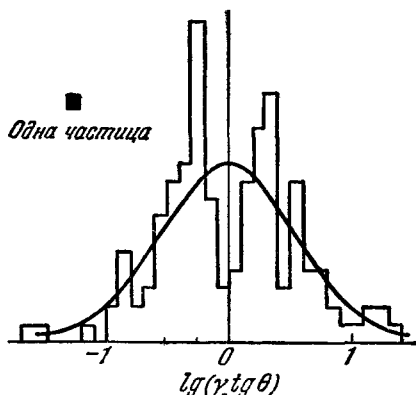


Рис. 18. Сводные данные, обнаруживающие распределение с двумя максимумами⁶⁸.



Рис. 19. Схема распределения в случае двух конусов, обнаруживающих два максимума.

специальные методы группировки материала)⁹¹, что все нуклон-нуклонные соударения с $\sigma_\lambda > 0,6$ согласуются с двухмаксимовым распределением по λ . На рис. 18 показана сводная гистограмма 11 струй (всего 138 заряженных частиц) для $23 < \gamma_c < 90$ ($10^{12} < E_L < 1,5 \cdot 10^{13}$) из первого сообщения⁶⁸, обнаруживающая общую полуширину $\sigma_\lambda \approx 0,55$

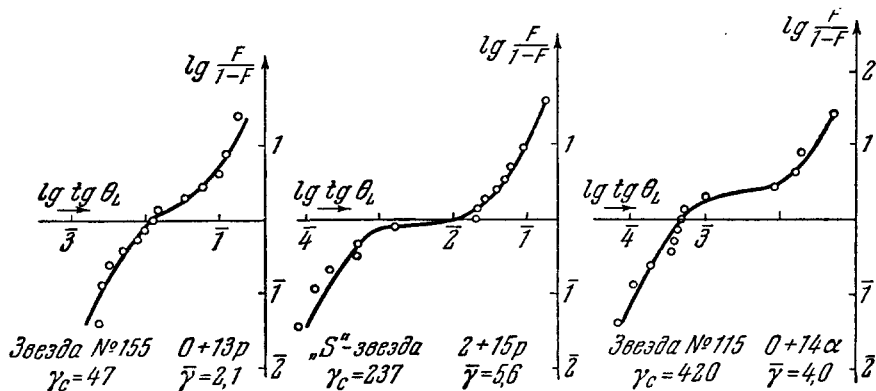


Рис. 20. Графики Даллера — Уокера для отдельных струй, обнаруживающих двухмаксимовое распределение.

(следовательно, поскольку $\sigma_\lambda > 0,39$, в целом распределение не изотропно в СЦИ, а довольно сильно коллимировано), причем ее можно разбить на две практически одинаковые кривые с существенно меньшим σ_λ . В дальнейшем было показано, что подобная структура (разумеется, с очень большими флуктуациями) согласуется и с данными для многих отдельных струй. Схематически и идеализированно эта картина изображена на рис. 19.

*) Эти цифры были получены и любезно сообщены нам проф. Е. Герулей (Краков), которому мы очень благодарны.

Истолкование этой структуры, которое дали авторы ⁶⁸, основывается на дальнейших ее деталях. Оказывается, если построить график Даллера — Уокера, то для отдельной струи он имеет характер рис. 20. (Здесь приведены две струи краковской лаборатории и одна — чикагской.) Если же отдельно рассмотреть частицы в переднем (рис. 21, а) и заднем (рис. 21, б) конусах, то обе группы ложатся на единую прямую с наклоном, соответствующим изотропии разлета в СЦИ каждой подгруппы.

Исходя из этого, авторы выдвигают следующую схему процесса. В действительности в каждой струе частицы генерируются в двух центрах,

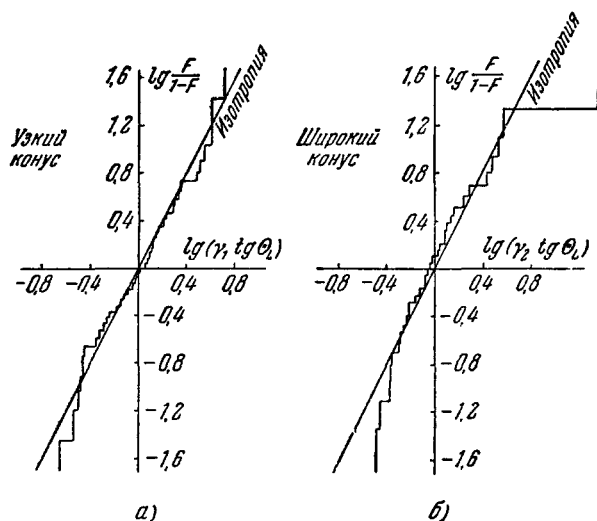


Рис. 21. Сводные графики Даллера — Уокера раздельно для передних («узких») и задних («широких») конусов.

в двух сгустках ядерной материи, в которых распад происходит независимо. В системе центра инерции такого сгустка частицы разлетаются изотропно, но так как центры движутся друг относительно друга, то в СЦИ всей струи получаются передний и задний конусы. Скорость \bar{v}_l каждого сгустка как целого в общей СЦИ определяется по расстоянию одного из максимумов от центра симметрии распределения (рис. 19) и выражается обычно соответствующим лоренц-фактором в СЦИ γ .

Как легко убедиться, релятивистской формуле сложения скоростей

$$v_1 = \frac{v_2 \pm v_3}{1 \pm \frac{v_2 v_3}{c^2}}$$

соответствует формула сложения лоренц-факторов

$$\gamma_1 = \gamma_2 \gamma_3 \pm \sqrt{\gamma_2^2 - 1} \sqrt{\gamma_3^2 - 1} \equiv \gamma_2 \gamma_3 \left(1 \pm \frac{v_2 v_3}{c^2} \right). \quad (4,20)$$

Применяя ее для вычисления γ -факторов $\bar{\gamma}_1$ и $\bar{\gamma}_2$ отдельных сгустков в СЦИ всей струи, по их γ -факторам γ_1 и γ_2 в \mathcal{L} -системе, имеем

$$\bar{\gamma}_1 = \gamma_1 \gamma_c - \sqrt{(\gamma_1^2 - 1)(\gamma_c^2 - 1)}, \quad \bar{\gamma}_2 = \gamma_2 \gamma_c - \sqrt{(\gamma_2^2 - 1)(\gamma_c^2 - 1)},$$

откуда, считая $\gamma_i^2 \gg 1$ и допуская, как принято, что $\bar{\gamma}_1 = \bar{\gamma}_2 = \bar{\gamma}$, можно

найти приближенные формулы

$$\gamma_c^2 = \gamma_1 \gamma_2, \lg \gamma_c = \frac{1}{2} (\lg \gamma_1 + \lg \gamma_2), \quad (4,21)$$

$$\bar{\gamma}_1 = \bar{\gamma}_2 = \bar{\gamma} = \frac{1}{2} \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\sqrt{\gamma_1 \gamma_2}}.$$

Этот параметр $\bar{\gamma}$ невелик, само же γ_c , как отмечалось, превышает 23, так что $\bar{\gamma} \ll \gamma_c$. Увеличение опытного материала позволило дать следующую таблицу, которую все еще нельзя считать сколько-нибудь надежной ⁹².

E_L (эв)	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}
$\bar{\gamma}$	1,2	1,5	2	4

Высказывалось мнение ⁹³, что распадающимися сгустками являются возбужденные сталкивающиеся нуклоны, как это давно предполагалось в ряде работ ^{34, 37}. Однако впоследствии возобладала точка зрения, что поскольку $\bar{\gamma} \ll \gamma_c$ и K мало, то по крайней мере в большинстве случаев (особый случай представляют, например, «бедные струи», см. ниже) эти сгустки отделены от первичных нуклонов, что они испускаются нуклонами и взрываются, как метеоры или шаровые молнии (по-английски: «fire-ball»). Далее, с самого начала эксперимент был истолкован ⁶⁸ в том смысле, что рождающиеся пионы имеют в СЦИ сгустка примерно одну и ту же энергию ε_π , которую нетрудно оценить, исходя из отмеченного выше постоянства поперечного импульса пионов. Оценка дает

$$\varepsilon_\pi \approx 0,5 \text{ Бэв} \approx \frac{1}{2} M. \quad (4,22)$$

В таком случае, поскольку в каждом сгустке имеется $n_s/2$ заряженных пионов, а включая нейтральные, — $\frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2} n_s$ частиц, масса двух сгустков равна

$$2 \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2} n_s \cdot \frac{1}{2} M = \frac{3}{4} M n_s, \quad (4,23)$$

а в общей СЦИ их энергия равна $\frac{3}{4} M n_s \bar{\gamma}$. Если считать, что энергия $2E$ первичных нуклонов в СЦИ правильно дается положением центра симметрии $\lg \gamma_c$, т. е. $2E \approx 2\gamma_c M$, то отсюда можно определить коэффициент неупругости K — долю энергии нуклонов, переходящую в новообразовавшиеся частицы:

$$K = \frac{3}{8} \frac{n_s \bar{\gamma}}{\gamma_c}. \quad (4,24)$$

Суммируя результаты этих исследований и свойства описанной выше «модели двух центров» («fire-ball model»), нужно еще раз подчеркнуть, что из-за малости n_s в соударениях нуклон — нуклон очень немногие отдельные струи обнаруживают структуру, близкую к идеальной, изображенной на рис. 19. Несомненно, что имеет место значительный разброс полуширин всей струи σ_L (как упоминалось, в 70% случаев он превышает 0,6). Никак нельзя утверждать, что описанный механизм действительно

имеет место всегда *). Более того, известен случай, когда при очень высокой энергии $E_L \sim 10^{14}$ эв наблюдался сферически симметричный разлет в СЦИ всех частиц⁹⁴. Этот яркий случай заведомо не укладывается в схему двух «шаровых молний».

Если двухмаксимумовый характер кажется установленным довольно надежно для большой доли струй, то представление о том, что имеет место независимый распад разлетевшихся (и отделившихся от обоих первичных нуклонов) сгустков, остается правдоподобной модельной возможностью. В этом пункте встречается трудность, которая особенно ярко проявляется при анализе соударений нуклон — ядро (см. ниже).

Нужно подчеркнуть, что существование двух максимумов в масштабе λ — тонкий эффект, отнюдь не сводящийся к простому наличию двух узких конусов — переднего и заднего — в СЦИ. Так, обычная гидродинамическая теория Ландау тоже предсказывает для центрального соударения нуклон — нуклон два узких, противоположно направленных конуса, однако с таким угловым распределением $n(\theta)$, что в масштабе η (значит, также и в масштабе λ) будет одномаксимумовая, гауссова кривая⁸⁵, а в графике $\lg(F/(1-F))$ — прямая с тангенсом угла наклона, равным единице. Может ли гидродинамическая теория быть так видоизменена, чтобы в масштабе λ при $\lambda = \lg \gamma_c$ (что соответствует в СЦИ $\theta = \pi/2$) был не максимум, а минимум — вопрос нерешенный.

б) Сравнение модели шаровых молний с теорией. Итак, примем с оговорками, сделанными выше, что значительная часть взаимодействий нуклонов при энергии $10^{12} \div 10^{13}$ эв (по-видимому, отнюдь не все они) описывается моделью двух «шаровых молний». Попробуем сравнить характеристики такого процесса, полученные экспериментально, с предлагавшимися теориями, а именно:

- 1) с гидродинамической теорией лобового соударения нуклонов;
- 2) с различными вариантами ОМП: а) с двухцентровой моделью, предполагающей, что нуклоны входят в состав возбужденных сгустков; б) с одномезонной схемой, в которой два виртуальных пиона испытывают центральное взаимодействие (рис. 15); в) с одномезонной схемой, в которой два виртуальных пиона испытывают одномезонное же двухцентровое взаимодействие (рис. 16); г) с полностью периферической моделью, принимаемой буквально; д) с той же моделью, содержащей утяжеленные сгустки.

При этом сравнении можно опираться на экспериментальные значения коэффициентов неупругости K и квадратов передаваемых импульсов k^2 .

В схеме шаровых молний K для обоих нуклонов малы и одинаковы, $K_{\text{лаб}} \sim K_{\text{ядр}} \sim 0,1 \div 0,3$, что сразу показывает неприменимость первоначальной гидродинамической теории центральных («лобовых») соударений двух нуклонов. Действительно, эта теория предсказывает распределение вида⁸⁵ (ср. (4,7а))

$$dn = \frac{n}{\sigma_\eta \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2(s)}} d\eta = \frac{n \cdot 2,3}{\sigma_\eta \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{2,3^2 (\lambda - \log \gamma_c)^2}{2\sigma_\eta^2}} d\lambda, \quad (4,25)$$

*) Более чем в половине случаев нуклон-нуклонная струя, наблюдаемая в фотоэмульсии, выглядит довольно беспорядочно и не позволяет построить не только двухмаксимумовое, но даже и гладкое одномаксимумовое распределение по λ . Ширины σ_λ при одних и тех же E_L имеют самые различные значения: от $\sigma_\lambda \approx 0,4$ (изотропия всего распределения в СЦИ) до $\sigma_\lambda \sim 1,2$ и более. Это означает, что существует какой-то разброс начальных условий, быть может (на это указывалось ранее²), определяемый каким-либо параметром (например — мы приводим это исключительно в качестве примера — параметром удара). В модели «шаровых молний» можно считать, что два сгустка образуются всегда, но иногда — из-за малости γ_1 и γ_2 — два максимума почти перекрываются.

причем

$$\sigma_{\eta}^2 = 0,56 \ln \frac{s}{2M^2} + 1,6.$$

Соответственно распределение по λ является одномаксимумовым (с полушириной $\sigma_{\lambda} = \frac{1}{2,3} \sigma_{\eta}$, при $E_L = 10^{12}$ эв, $s = 2E_L M \approx 2000$ примерно равной 1,0). При этом каждый нуклон после соударения уносит энергию

$$\varepsilon_N \sim M \exp \sqrt{1,12 \ln \frac{s}{2M^2}},$$

лишь в M/μ раз превышающую среднюю энергию мезона, так что коэффициент неупругости очень близок к единице:

$$1 - K \approx 2 \exp \left(-\frac{1}{2} \ln \frac{s}{2M^2} + \sqrt{\ln \frac{s}{2M^2}} \right). \quad (4,26)$$

Оба эти факта исключают для струй такого типа схему центрального гидродинамического соударения, по крайней мере в той форме, которая следует из гидродинамики Ландау.

Перейдем к различным вариантам ОМП. Двухцентровая модель с одинаково возбужденными нуклонами (п. 2,а) сразу отпадает, так как в ней коэффициенты неупругости велики, а множественность мала (при $E_L \sim 10^{13}$ эв имеем $n \sim 10$).

Для обсуждения других вариантов важно знать значения передаваемых импульсов в модели «шаровых молний». Речь идет о трех величинах квадратов переданных импульсов: k_{12}^2 , k_{23}^2 , k_{34}^2 . Вследствие симметрии процесса можно считать $k_{12}^2 = k_{34}^2$. Для определения этих величин воспользуемся формулами (4,17а) и (4,18).

Если крайние группы представляют собой просто нуклоны, то, согласно (4,17а), при $K = 0,3$

$$k_{12}^2 = k_{34}^2 \equiv k_N^2 \approx 0,1 M^2 \approx 5 \mu^2. \quad (4,27)$$

Если же нуклоны возбуждены до состояния изобар с массами $\mathfrak{M} = \sqrt{s_1} = 1,3$ Бэв, то нужно исходить из выражения

$$(k_{12}^2)_{\min} = \frac{(s_1 - M^2)(s_2 - M^2)}{s} = 0,7 \frac{s_2}{s} M^2. \quad (4,27a)$$

Здесь величину s_2 мы получим как разность квадратов энергий и импульса всей остальной системы. Если общий импульс двух средних сгустков (энергия каждого есть $\gamma \mathfrak{M}_{\pi\pi}$) равен нулю, а импульс второго нуклона после соударения примерно равен его энергии $(1 - K) E_c$, то получим

$$\begin{aligned} s_2 &= (2\mathfrak{M}_{\pi\pi} \bar{\gamma} + (1 - K) E_c)^2 - ((1 - K) E_c)^2 = \\ &= 4\mathfrak{M}_{\pi\pi}^2 \bar{\gamma}^2 + 4\mathfrak{M}_{\pi\pi} \bar{\gamma} (1 - K) E_c, \quad \mathfrak{M}_{\pi\pi} = \frac{3}{8} n_s M. \end{aligned} \quad (4,276)$$

Подставляя экспериментальные значения, находим (при $E_L = 10^{12}$ эв $K = 0,3$, $n_s = 14$, $\mathfrak{M}_{\pi\pi} = 5M$, $\bar{\gamma} = 1,5$)

$$k_{12}^2 \approx 0,28 M^2$$

(при $E_L = 10^{13}$ эв, $n_s = 20$, $\mathfrak{M}_{\pi\pi} = 7,5$, $\bar{\gamma} = 2$ имеем $k_{12}^2 \approx 0,14 M^2$).

Для величины k_{23}^2 мы получаем гораздо большие цифры. Здесь можно воспользоваться формулой (3,5б), в которой нужно положить $s_1 = s_2 = \mathfrak{M}_{\pi\pi}^2$ и под s понимать квадрат суммы 4-импульсов соударяющихся пионов k_{12} и k_{34} , $s \rightarrow s = -(k_{12} + k_{34})^2$. Так как мы приняли суммарный импульс двух пионных сгустков равным нулю, то и $\mathbf{k}_{12} + \mathbf{k}_{34} = 0$.

Но энергия каждого из этих пионов равна KE_c , или, что то же, $\bar{\gamma}\mathfrak{M}_{\pi\pi}$. Таким образом, $s = (2\bar{\gamma}\mathfrak{M}_{\pi\pi})^2$. В результате мы получаем при $E_L \sim 10^{12} \div 10^{13}$ эв, $\mathfrak{M}_{\pi\pi} \sim 5M$, $\bar{\gamma} \sim 1,5 \div 2$

$$k_{23}^2 = \frac{\mathfrak{M}_{\pi\pi}^2}{4\bar{\gamma}^2} \sim (3 \div 4)M^2 *). \quad (4,28)$$

Сравним эти значения k_{12}^2 и k_{23}^2 с тем, что дают варианты б) — д) в ОМП.

Процесс, изображенный на рис. 15, соответствует варианту б). Он мог бы привести к двум «шаровым молниям», если бы при центральном соударении виртуальных пионов возникал сгусток, распадающийся с образованием двух максимумов в масштабе λ . Однако единственная существующая теория центральных соударений — гидродинамическая теория во всех ее вариантах — ведет к одномаксимумовому распределению. Возможно, правда, что учет вязкости⁹⁶, учет зависимости скорости звука от температуры (на такую возможность указывал в частном разговоре Г. А. Милёхин) или учет резонансного взаимодействия частиц в конечной стадии разлета могут привести к двухмаксимумовому распределению. Эти возможности, однако, исследованы еще недостаточно, и сейчас приходится констатировать, что процесс рис. 15 согласовать с моделью двух шаровых молний трудно.

Варианту в) в ОМП соответствует диаграмма рис. 16. В этом случае естественно получаются малые коэффициенты неупругости нуклонов и два максимума в λ -распределении. Величина k_{23}^2 , как и вообще в двух-центральной модели (см. гл. III) (при энергии двух сталкивающихся пионов в их СЦИ $E_{\pi\pi} = 2\bar{\gamma}\mathfrak{M}_{\pi\pi}$), должна быть порядка

$$k_{23}^2 \approx \frac{2M^2}{\ln E_{\pi\pi}^2/2M^2} \approx 0,5M^2.$$

Это заметно меньше экспериментального значения $k_{23}^2 = (3 \div 4)M^2$.

Отметим, что в вариантах б) и в) диаграммы рис. 15 и 16 должны давать постоянный вклад и при больших энергиях. Чтобы проверить, так ли это, нужно выяснить, сохраняется ли двухмаксимумовая структура и меняется ли величина k_{23}^2 при больших энергиях.

Некоторую информацию здесь можно получить уже сейчас. Учитывая, что $\mathfrak{M}_{\pi\pi} = \frac{1}{2}M\frac{n}{2}$ и $n = \frac{3}{2}n_s$, можно формулу (4,28) переписать в виде

$$k_{23}^2 = \frac{1}{4}M^2 \left(\frac{3n_s}{8\bar{\gamma}} \right)^2. \quad (4,28a)$$

Если, как принято считать, $n_s \sim E_L^{1/4}$, а $\bar{\gamma}$ правильно дается таблицей на стр. 53 и, следовательно, тоже изменяется, примерно как $E_L^{1/4}$, то k_{23}^2 не изменяется с энергией**). Однако эти данные еще недостаточно точны, чтобы сделать окончательный вывод.

Рассмотрим теперь полностью периферическую модель (пп. г) и д)).

Буквально понимаемая модель AFST (где принимается $s_{\pi\pi} \sim 0,5M^2$) не может претендовать на согласие с экспериментом, как об этом уже говорилось в гл. III, п. 4. Во-первых, сечение при энергии $E_L \sim 10^{12} \div 10^{13}$ эв получается слишком малым (см. стр. 37); во-вторых, угловое распределение в этой модели не двухмаксимумовое, а «многомаксимумовое» и в координатах λ обладает слишком большой шириной (см. стр. 39).

*) Аналогичная оценка для k_{23}^2 была получена в работах 77, 89.

**) Недавно анализ эксперимента привел чехословацких исследователей⁹⁶ к выводу, что постоянство величины k_{23}^2 (4,28a) действительно может иметь место.

В-третьих, величины k^2 в этой модели должны быть невелики — порядка $k^2 \lesssim s_0 = 0,5M^2$.

Модель с утяжеленными сгустками (вариант д)) более соответствует экспериментальной схеме fire-ball'ов. При энергии $E_L = 10^{12}$ эв главный вклад в этой модели дает процесс с двумя промежуточными $\pi\pi$ -узлами (т. е. диаграмма типа рис. 16). Массы $\pi\pi$ -узлов, $m_{\pi\pi} \sim \sqrt{s_0} = (4 \div 5)M$, при этом соответствуют наблюдаемым массам fire-ball'ов. Величина k_{23}^2 в рамках модели, как указывалось выше, может отличаться от k_{12}^2 и k_{31}^2 и быть больше их. Таким образом, эта модель при $E_L \approx 10^{12}$ эв согласуется со схемой «шаровых молний». Нужно подчеркнуть, что при более высоких энергиях, согласно этой теории, число fire-ball'ов должно расти и угловое распределение становится многоцентровым.

Отметим, что варианты в) и д) при энергии $E_L = 10^{12}$ эв сводятся к рассмотрению одной и той же диаграммы рис. 16. Поэтому решить вопрос, какой вариант соответствует действительности, можно только при более высокой энергии.

в) Наличие двух максимумов в соударении нуклон — ядро. Еще в 1958 г. было показано, что двухмаксимумовая структура встречается также и в случае соударений нуклон — ядро^{97, 98}. В настоящее время⁹⁹ систематизирован довольно большой материал по соударениям нуклон — ядро (отличаемым тем, что $N_h > 8$, а в среднем гораздо больше, $\bar{N}_h \gtrsim 15$ и $n_s > 40$). Здесь при энергиях $E_L > 10^{12}$ эв в одном акте рождается около полусотни и более заряженных частиц. Распределение $n(\lambda)$ строится поэтому довольно уверенно. Снова обнаруживается разброс значений σ_λ для всей кривой. Однако в тех случаях, когда ширина велика, $\sigma_\lambda > 0,9$, всегда обнаруживается явная двухмаксимумовость с теми же качественными характеристиками, что при соударении нуклон — нуклон: приблизительное равенство частиц в переднем и заднем конусах; изотропия разлета в собственной системе для каждого конуса; та же средняя энергия каждой из частиц в собственной системе сгустка, $\varepsilon = 1/2 M$ и т. д. (В действительности в заднем конусе частиц немного больше и он несколько более коллимирован. Но это можно понять как результат искажения при вторичных взаимодействиях в окружающем материале ядра, поскольку частицы заднего конуса сравнительно медленно выходят из образовавшегося в ядре канала.)

Общее качественное сходство картины соударения нуклон — нуклон и нуклон — тяжелое ядро так велико, что побуждает и здесь обратиться к модели двух «шаровых молний», образованных π -мезонами. Действительно, можно представить себе, что, как и в случае соударения нуклон — нуклон, пион налетающего нуклона взаимодействует с группой пионов ядра мишени, а сами нуклоны (их остовы) — как налетающий нуклон, так и нуклоны мишени — не принимают участия в этом процессе и сохраняют значительную часть своей энергии^{100, 101}. В пользу такой картины свидетельствуют опыты, показывающие, что даже при соударении с ядром железа нуклон сохраняет значительную долю своей энергии¹⁰². Продолжая аналогию с соударением нуклон — нуклон, можно сказать, что в ОМП этой картине соответствует диаграмма рис. 22, где ядро изображается набором линий отдельных нуклонов. Напомним, что эта картина взаимодействия нуклона с ядром является предпочтительной и с точки зрения МДП (если принять соответствие между ОМП и МДП, о котором шла речь в гл. III).

Однако при более детальном рассмотрении этого механизма встает ряд вопросов. Прежде всего, трудно понять, каким образом при соударении нескольких пионов возникают только два и притом одинаково мощных сгустка, распадающихся изотропно. Подобная симметрия могла бы,

естественно, обеспечиваться гидродинамической теорией. Однако, как подчеркивалось выше, в тех формах, в которых она развита, эта теория дает всего один максимум в угловом распределении (по λ -координате).

Для описания двух резких максимумов, содержащих по многу частиц, необходимо было бы модернизировать гидродинамическую теорию, как

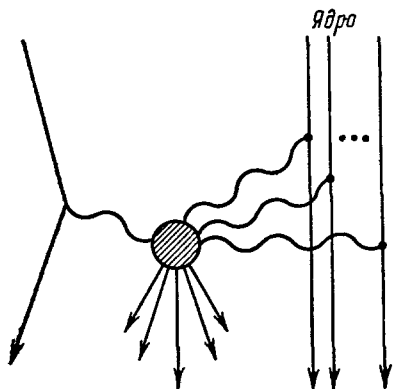


Рис. 22. Возможная схема образования сгустка при одномезонном взаимодействии с ядром.

об этом упоминалось в предыдущем разделе. Этот вопрос в настоящее время еще не разработан в достаточной мере. Весьма важно в этом плане было бы прежде всего точнее и надежнее определить энергию, остающуюся у нуклона после взаимодействия с центром достаточно тяжелого ядра. Несомненно, что двухмаксимовая структура в соударении нуклон — ядро является одним из интереснейших экспериментальных фактов, не находящим пока даже эвристического объяснения.

г) «Бедные» струи и возбуждение одного сгустка при высоких энергиях. Второй из новых фактов — свойства «бедных» струй. Усовершенствование методики, позволившее их изучать

(фотоэмульсия, прослоенная свинцом), привело к обнаружению при $E_L > 10^{12}$ эв таких струй с $n_s < 5$, в которых имеется один возбужденный центр, дающий 2÷4 заряженные частицы, и второй центр —

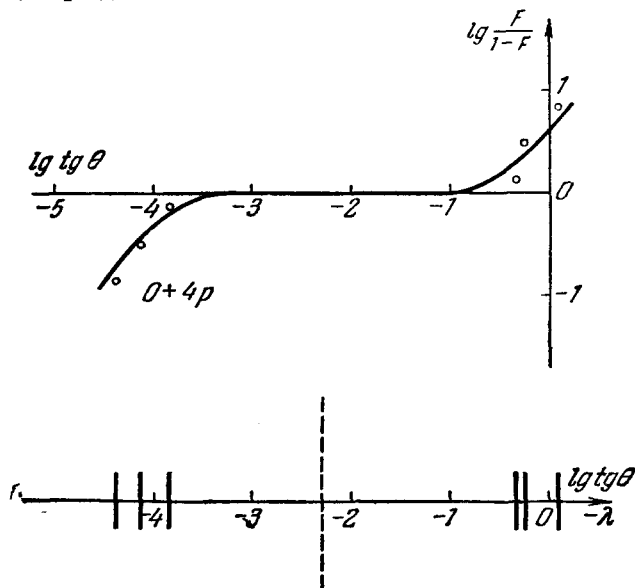


Рис. 23. «Бристольская струя».

1 ÷ 2 частицы¹⁰³. При этом в шкале λ они раздвинуты так далеко ($\bar{\gamma} \sim \gamma_c$), что их скорее следует рассматривать как распад возбужденных нуклонов, а не как взрыв испущенных нуклонами «шаровых молний» либо же как распад одной «шаровой молнии» и слабое возбуждение одного из нуклонов (дающего не более одной дополнительной частицы). В этой связи следует

вспомнить другие подобные случаи, например известную «бристольскую струю»¹⁰⁴ (рис. 23), на которой два сгустка дали только по 3 заряженные частицы, но по шкале λ они были раздвинуты очень далеко ($\bar{\gamma} \sim \frac{1}{2} \gamma_c \sim 40$), так что и их можно понимать как распад возбужденных нуклонов.

С теоретической точки зрения эти процессы можно толковать двояко. С одной стороны, их можно интерпретировать как возбуждение нуклонов в ОМП (см. (3,15) и последующие оценки). При этом действительно должны возникать ливни малой множественности и с очень анизотропным угловым распределением. С другой стороны, и дифракционные неупругие процессы (см. ниже, V) приводят к близкой картине.

Скудность экспериментальных данных (исследование таких процессов только начинается) не позволяет пока сделать вывод о том, какая интерпретация здесь предпочтительнее.

Что касается случаев резкой несимметрии (один сгусток) и значительной множественности, то авторы¹⁰³ справедливо сравнивают их с одноцентровыми струями, которые ранее наблюдались при энергии $3 \cdot 10^{11}$ эв⁶⁷, и считают, что это то же явление, но наблюдаемое при более высокой энергии.

д) Комплексное изучение взаимодействий при $E_L \sim 3 \cdot 10^{11}$ эв. Одним из важнейших результатов последнего периода является доказательство того, что в отдельном акте взаимодействия нуклон — нуклон симметрия вперед — назад в СЦИ может не иметь места. Оно было получено⁶⁷ (исследования проводились на Памире) в результате использования новой методики: камеры Вильсона в магнитном поле, расположенная над ионизационным калориметром. Первые результаты были доложены уже в 1959 г. (см.¹⁰⁵), в более полном виде — в конце 1960 г.

Средняя энергия обработанных случаев — $E_L \sim 3 \cdot 10^{11}$ эв (энергия определялась ионизационным калориметром с точностью в несколько десятков процентов). Зная E_L , можно было всю картину перевести в СЦИ. Здесь было обнаружено, что примерно в половине случаев вперед и назад вылетает приблизительно равное число частиц (рис. 24, а), в одной четверти случаев частицы летят преимущественно вперед, в другой четверти — назад (рис. 24, б, в). Зная все энергии и считая, что π^0 -мезоны можно учесть фактором $3/2$, удастся вычислить коэффициенты неупругости $K_{\text{лаб}}$ и $K_{\text{зерк}}$ для каждой отдельной струи. Авторы изображают каждый случай значком в системе осей $K_{\text{лаб}}$ и $K_{\text{зерк}}$ (рис. 25) (причем значки \bullet , \blacktriangle и \blacktriangledown означают угловое распределение в СЦИ, описываемое соответственно рис. 24, а — в). Очевидна корреляция положения значка и углового распределения. Она позволяет истолковать эти события следующим образом¹⁰⁶. В случае рис. 24, в произошло соударение нуклона мишени с пионом из мезонного облака налетающего нуклона. Этот последний, отдав пион, потерял мало энергии ($K_{\text{лаб}} \sim 0,2 \div 0,3$), нуклон же мишени в зеркальной системе претерпел катастрофическое соударение, $K_{\text{зерк}} \sim 1$. На его основе возник возбужденный сгусток, который, распадаясь изотропно в своей системе покоя, дал в СЦИ (относительно которой он движется) веер, направленный назад. Обратный случай (рис. 24, б) соответствует

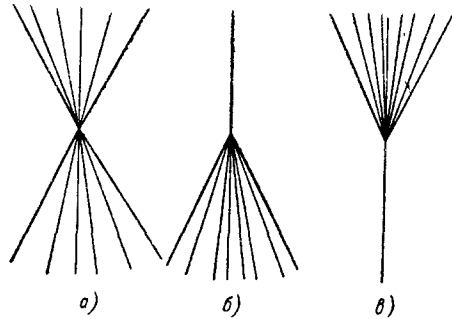


Рис. 24. Симметричные и несимметричные струи, изученные в⁶⁷ (схема).

соударению налетающего нуклона с пионом из облака нуклона мишени ($K_{\text{верк}} \sim 0,2 \div 0,3$, $K_{\text{лаб}} \sim 1$). Эти несимметричные случаи, таким образом, можно истолковать как одномезонные процессы, при которых виртуальный пион испытывает «центральное» взаимодействие с одним из нуклонов и сильно возбуждает его (см. гл. III). Наконец, среди симметричных случаев рис. 24, а, когда, как оказывается $K_{\text{верк}} \sim K_{\text{лаб}}$, можно различить, с одной стороны, катастрофические соударения $K_{\text{верк}} \sim K_{\text{лаб}} \sim 0,7$ — их можно истолковать как «центральные» соударения нуклонов; с другой — случаи $K_{\text{верк}} \sim K_{\text{лаб}} \sim 0,2 \div 0,3$, когда можно считать, что соударились между собой два пиона из облаков обоих соударяющихся нуклонов. Кроме того, этот же последний процесс можно рассматривать как периферическое взаимодействие виртуального пиона с нуклоном.

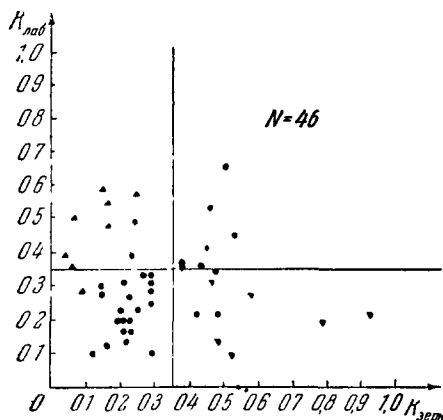


Рис. 25. $K_{\text{лаб}}$ и $K_{\text{верк}}$ для индивидуальных ливней.

● — Симметричные в СЦИ; ▲ — направленные преимущественно вперед; ▼ — направленные преимущественно назад.

Такая интерпретация позволяет грубо оценить отношение вкладов центральных и периферических соударений при πN - и NN -взаимодействиях: σ^C/σ^P . Представим сечение NN -взаимодействия как сумму сечений двух процессов: центрального σ_{NN}^C и периферического σ_{NN}^P ; именно, $\sigma_{NN}^{\text{tot}} = \sigma_{NN}^C + \sigma_{NN}^P$. Используя метод Вейцекера — Вильямса, можно σ_{NN}^P представить в виде двух слагаемых: $\sigma_{NN}^P = \sigma_{NN}^{P(1)} + \sigma_{NN}^{P(2)}$, где $\sigma_{NN}^{P(1)}$ — сечение одномезонного процесса, при котором нуклон мишени «отдает» свой мезон и заведомо мало возбуждается. Коэффициент неупругости его при этом мал; $\sigma_{NN}^{P(2)}$ — сечение аналогичного процесса, когда

мезон «отдает» налетающий нуклон. Последние два сечения пропорциональны полному сечению πN -взаимодействия $\sigma_{\pi N}^{\text{tot}}$, которое также можно представить в виде двух частей: сечения центрального взаимодействия $\sigma_{\pi N}^C$ и периферического $\sigma_{\pi N}^P$, $\sigma_{\pi N}^{\text{tot}} = \sigma_{\pi N}^C + \sigma_{\pi N}^P$. Тогда σ_{NN}^P будет пропорционально сумме четырех сечений:

$$\sigma_{NN}^P \propto \sigma_{\pi N}^{C(1)} + \sigma_{\pi N}^{C(2)} + \sigma_{\pi N}^{P(1)} + \sigma_{\pi N}^{P(2)}.$$

Однако при периферическом взаимодействии мезона с нуклоном последний тоже мало возбуждается. Таким образом, оба последних члена описывают одинаковые процессы: симметричные в СЦИ ливни, в которых оба коэффициента неупругости малы, причем $K_{\text{верк}} \sim K_{\text{лаб}}$. Сечения $\sigma_{\pi N}^{C(1)}$ и $\sigma_{\pi N}^{C(2)}$ соответствуют ливням, направленным в СЦИ «вперед» и «назад». В качестве разграничивающего значения K_0 примем для конкретности величину $K_0 = 0,35$. Тогда:

1. Число случаев с $K_{\text{верк}} \sim K_{\text{лаб}} > 0,35$ пропорционально доле центральных NN -взаимодействий; согласно рис. 25 таких случаев 15%.

2. Число случаев с $K_{\text{верк}} < 0,35$, $K_{\text{лаб}} > 0,35$ или $K_{\text{верк}} > 0,35$, $K_{\text{лаб}} < 0,35$ пропорционально доле центральных πN -взаимодействий; их здесь $20 + 20 = 40\%$.

3. Число случаев с $K_{\text{верк}} \sim K_{\text{лаб}} < 0,35$ пропорционально доле периферических πN -взаимодействий; таких случаев 45%. Используя

эти цифры, находим, что

$$\left(\frac{\sigma^C}{\sigma^P}\right)_{NN} = \frac{15}{85} \approx 0,2, \quad \left(\frac{\sigma^C}{\sigma^P}\right)_{\pi N} = \frac{40}{45} \approx 1. \quad (4,29)$$

Отметим, что аналогичные данные для отношений σ^C/σ^P получались из экспериментов при ускорительных энергиях ⁶¹ (см. (3,8)).

Кроме того, интерпретируя группы случаев с $K_{\text{зерк}} \sim K_{\text{лаб}} \sim 0,35$ как результат столкновения виртуальных пионов, мы можем извлечь из экспериментальных данных значение «массы» пионного сгустка $\mathcal{M}_{\pi\pi}$ и его лоренц-фактор в СЦИ $\bar{\gamma}$. Оказывается, что значения $\mathcal{M}_{\pi\pi}$ группируются около величины $\overline{\mathcal{M}}_{\pi\pi} \approx 4M$. Величины $\bar{\gamma}$ различны: для половины соударений (именно в «симметричных» случаях) $\bar{\gamma} \approx 1,05$. В «несимметричных» случаях $\bar{\gamma} \approx 1,3^*$.

С точки зрения ОМП такой процесс естественно рассматривать на основе диаграммы рис. 15.

Это рассмотрение было проведено в ⁶², причем полученные теоретически значения $(\mathcal{M}_{\pi\pi})_{\text{эфф}} \approx 3M$ и $\bar{\gamma} \leq 1,1$ хорошо согласуются с приведенными выше экспериментальными цифрами. Таким образом, симметричные случаи качественно согласуются с ОМП. Увеличение статистики и увеличение энергии E_L , по-видимому, позволят в скором времени получить более надежные выводы о структуре процесса соударения. Заметим, что хотя здесь получается один распадающийся сгусток, но, как показывает анализ ⁶², в очень большой доле случаев тот из нуклонов, который потерял мало энергии, оказывается в возбужденном состоянии со спином и изотоп-спином, равными $3/2$, т. е. в состоянии изобары, которая обычно проявляется в резонансном рассеянии пионов на нуклоне в области энергий пиона порядка 2 μ . Этот вывод о том, что потерявший мало энергии нуклон обычно оказывается в изобарном состоянии ($3/2, 3/2$) и затем распадается с испусканием одного пиона, фигурирует в качестве предположения и в ряде других работ ^{100, 107}. Такой распад может объяснить существование мюонов высокой энергии в широких атмосферных ливнях (в результате распада $N^* \rightarrow N + \pi \rightarrow N + \mu + \nu + \bar{\nu}$). Соответствующие подсчеты были проделаны ¹⁰⁸, но пока сравнение с экспериментом не дает определенных выводов. Более убедительны случаи обнаружения распадающейся изобары в индивидуальных актах ^{100, 106}.

е) Существование гидродинамического процесса. Преобладание двухмаксимумовых струй среди нуклон-нуклонных соударений и успехи модели периферических взаимодействий поставили под сомнение реальность гидродинамического процесса Гейзенберга — Ферми — Ландау. Высказывалось мнение, что этот процесс вовсе не существует (оно было основано главным образом на желании объяснить все наблюдаемые неупругие процессы одной схемой). Однако положение здесь не так просто. Ясно, прежде всего, что центральные соударения, первоначально рассматривавшиеся в этой теории, должны представлять собою редкие события. В большинстве случаев, поскольку параметр удара двух нуклонов не мал и имеет порядок $1/\mu$, картина должна быть иная. Как было ясно довольно давно, гидродинамическое описание следует применять к распаду возбужденных центров, образующихся при периферическом соударении, т. е. рассматривать значительную часть взаимодействий по смешанной схеме, которую можно назвать периферически-гидро-

*) Следует подчеркнуть, однако, что симметричные и несимметричные струи разграничены не резко. Распределение событий по $\bar{\gamma}$ также плавное, и между двумя областями значений $\bar{\gamma}$ нет резкой границы.

динамической (она и применялась в работах ^{62,106} и других). Если применять ее к каждому сгустку (π π -fire-ball'y), то, учитывая экспериментальные данные, мы приходим к необходимости использовать гидродинамику Гейзенберга при $\pi\pi$ -взаимодействиях.

Можно, с другой стороны, попытаться применить, как упоминалось выше, гидродинамическое описание к распаду более тяжелого сгустка и попытаться объяснить появление «шаровых молний» как результат разлета единой гидродинамической системы, возникшей при соударении двух виртуальных пионов. Однако попытки изменить гидродинамику учетом вязкости и т. п. так, чтобы объяснить появление двух максимумов с изотропным разлетом и высокой множественностью, пока не были успешными ⁹⁶. Вероятно, изменив уравнение состояния, этого все же можно было бы достигнуть. Существует, однако, одно свойство гидродинамического процесса, которое является довольно характерным: из-за наличия бегущей волны должно наблюдаться значительное число случаев (десятки процентов), когда почти вся энергия первичной частицы уносится одним π -мезоном, причем из таких событий в одной трети случаев таким мезоном будет π^0 -мезон ¹⁰⁹. С этой точки зрения представляют значительный интерес наблюдения Н. Л. Григорова с сотрудниками ¹¹⁰, в которых на основе ионизационного калориметра изучались ядерно-электронные лавины в свинце и железе, порожденные нуклонами с энергией $E_L \sim 10^{11} \div 10^{12}$ эв. Эти опыты привели к выводу, что в $5 \div 10\%$ изученных случаев почти вся первичная энергия передается электромагнитной лавине, т. е. вначале образуется π^0 -мезон весьма высокой энергии. Это явно согласуется с гидродинамической картиной и лишь с очень большой натяжкой может быть понято как распад изобарного состояния нуклона ($^{3/2}, ^{3/2}$), в которое переходит первичный нуклон. Действительно, из опытов с камерой Вильсона ⁹⁷ (см. рис. 25) известно, что в соударениях нуклон — нуклон первичный нуклон проскакивает вперед, сохранив значительную долю своей энергии менее чем в половине случаев. При соударении нуклон — ядро такие случаи должны быть еще более редкими. Далее, в системе покоя изобары распад дает пион с энергией ~ 200 Мэв и импульсом порядка μ . Распад происходит в этой системе почти изотропно. В L -системе энергия пиона

$$\epsilon_{\pi L} = \gamma_B (2\mu + p v_B \cos \vartheta),$$

где γ_B — лоренц-фактор изобары относительно L -системы, ϑ — угол вылета пиона в СЦИ. Очевидно, $\gamma_B \leq \gamma_L = E_L/M$. Следовательно, только в особенно благоприятных случаях, когда $\cos \vartheta \approx 1$, можно надеяться, что энергия пиона в L -системе будет

$$\epsilon_{\pi L} \sim \gamma_L \cdot 3\mu = \frac{3\mu}{M} E_L.$$

Даже и в этом случае она не может стать близкой к E_L , как, по-видимому, дает опыт. Нужно ожидать, что дальнейшие опыты этого типа уточнят и сделают более надежными вышеописанные выводы.

ж) Многоцентровые струи. Хазегав ⁷⁸ выдвинул утверждение, что по мере роста энергии (скажем, при 10^{14} эв) распределение генерированных частиц по λ часто обнаруживает не один (как при $3 \cdot 10^{11}$ эв, см. п. 3, в) и не два (как при $10^{12} \div 10^{13}$ эв), а четыре максимума, соответственно интерпретируемые как четыре независимо распадающиеся «шаровые молнии». На рис. 26 приведены примеры так истолковываемых взаимодействий. Существование подобных многоцентровых звезд предстало бы значительный интерес. Оно отвечало бы теоретической схеме полностью периферического соударения AFST (измененной в сторону

значительного увеличения массы каждого сгустка, см. гл. III). Существенно, что согласовать с моделью многих центров наблюдаемые значения ширины распределения σ_L удается, только отказавшись от изотропии распада каждого центра в своей системе покоя и предположив, что π -мезоны вылетают преимущественно в поперечном направлении. Пока экспериментальные данные здесь очень скудны и отнюдь не ясно, выходит

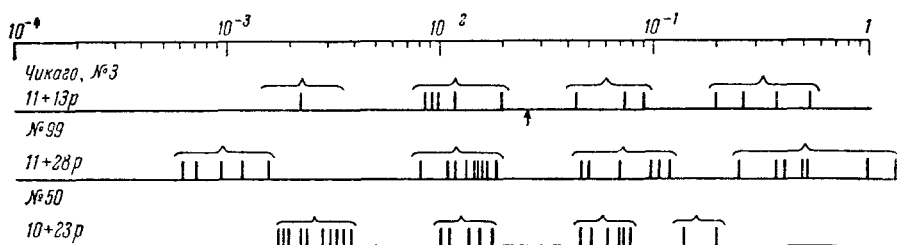


Рис. 26. Струи, истолкованные в ⁷⁸ как четырехцентровые.

ли подобная группировка следов за пределы статистических флуктуаций. Заметим, что приводимые экспериментаторами случаи, выглядящие подобным образом, отличаются сравнительно небольшим (для такой энергии) числом частиц.

з) Вопрос об изменении характера элементарного акта при $E_L \gtrsim 5 \cdot 10^{14}$ эв. Этот вопрос поставлен исследованиями широких атмосферных ливней большой мощности (число электронов на уровне наблюдения $N \gtrsim 10^5$, т. е. энергия первичной частицы $E_L \gtrsim 5 \cdot 10^{14}$ эв). Здесь отнюдь еще не достигнута ясность и существенно необходимы дальнейшие интенсивные исследования. Вся проблема подробно освещена в недавнем обзоре С. И. Никольского ¹¹¹, и мы ограничимся кратким резюме, содержащим выводы, к которым приходит этот обзор.

Опыты, по-видимому, показывают, что при переходе через указанную область энергий ряд типичных характеристик широких атмосферных ливней существенно изменяется. Так, изменяется относительное число ядерноактивных частиц в ливне; уменьшаются флуктуации в распределении энергии между компонентами ливня, изменяется структура ствола ливня, появляются узкие ливни из небольшого числа μ -мезонов; доля энергии, несомая ядерноактивной компонентой, падает. Следует отметить также, что при $E_L \sim 10^{12}$ эв меняется спектр одиночных фотонов в атмосфере ¹¹². Это означает изменения в порождающем их акте нуклонного взаимодействия при $E_L \sim 10^{14}$ и т. д.

Все это могло бы, как показывает анализ ¹¹¹, быть результатом изменения элементарного акта соударения, причем такого, чтобы: а) увеличивался коэффициент неупругости сталкивающихся нуклонов; б) появлялись дополнительные электроны или фотоны, а также μ -мезоны с энергией $E_L \sim 10^{12}$ эв и поперечными импульсами $p_{\perp} < 10^8$ эв/с.

В этой области энергий изменяется также характер первичного спектра. Однако одного этого изменения недостаточно для появления всей совокупности аномалий. Наоборот, увеличение на 20—30 % сечения нуклонов в межзвездном веществе могло бы объяснить самое изменение первичного спектра.

Заметим, что порог $E_L \sim 5 \cdot 10^{14}$ эв довольно точно соответствует характерной энергии слабых взаимодействий, при которой становится непригодной теория возмущений. Однако сечение слабых взаимодействий

здесь слишком мало, чтобы этому совпадению можно было придавать значение ³.

Из возможных причин увеличения доли энергии, переходящей в электроно-фотонную компоненту, и рождения μ -мезонов укажем механизм ^{3, 113, 114}, объясняющий дополнительное электромагнитное излучение как «черное излучение» сгустка ядерного вещества, который возникает в процессе взаимодействия и распадается на пионы. Количественно роль этого механизма (самого по себе, несомненно, имеющего место) сильно зависит от скорости расширения и распада сгустка или, что то же, в гидродинамической терминологии — от уравнения состояния ядерного вещества. При современном состоянии теории этот вопрос не может быть решен однозначно в количественном отношении.

4. Заключение

Экспериментальные данные, полученные в последнее время, свидетельствуют о том, что процессы взаимодействия частиц высокой энергии многообразны и их нельзя втиснуть в рамки одной какой-либо схемы.

Гидродинамическая теория лобовых соударений, которая несколько лет тому назад была единственной разработанной теорией, сейчас уже заведомо не может претендовать на описание всех (или даже значительной части) случаев взаимодействия. Однако утверждать, что она вовсе не имеет области применимости, тоже нельзя. Существуют процессы, где применение ее кажется необходимым.

Действительно, распад мезонного сгустка, содержащего $10 \div 20$ мезонов даже в нуклон-нуклонном соударении (а в нуклон-ядерном порядка сотни частиц), естественно, подсказывает применение гидродинамической трактовки. Однако и здесь она может оказаться адекватной только после существенных изменений. Именно, множественность и угловое распределение при распаде каждого из сгустков в модели двух «шаровых молний» таковы, что они соответствуют гидродинамике с уравнением состояния, отличным от принятого Ландау, квадрат скорости звука должен быть существенно меньше чем $1/3$. Если же два сгустка возникают из гидродинамического распада одного более мощного сгустка, то должны сказываться какие-то другие особенности, например вязкость и т. п.

Теория периферических взаимодействий (ОМП) содержит некоторые неопределенные пока параметры и потому приводит к ряду механизмов и допускает много вариантов. Ее предельный случай — модель полностью периферических соударений AFST — в том виде, в котором она развита в ^{71, 72-74}, по-видимому, не имеет области применимости.

Различные промежуточные варианты ОМП и прежде всего модель с «утяжеленными» сгустками (пионный сгусток распадается не на два, как в AFST, а на ~ 10 пионов) качественно согласуются с рядом экспериментальных данных. Можно считать, что существенная доля процессов соударения нуклонов при энергиях $10^{11} \div 10^{13}$ эв не противоречит этой модели.

Наиболее общее и важное свойство другого варианта ОМП — двух-центральной модели — можно видеть в том, что она предсказывает малые (и убывающие с энергией) значения квадрата передаваемого импульса при неупругих, а потому и при упругих соударениях.

Несмотря на все многообразие вариантов ОМП, нам кажется, все же нельзя считать, что это приближение может описать все акты взаимодействия. Далее, при взаимодействии нуклонов встречаются случаи, когда возникает один энергетически выделенный π -мезон (см. п. 3, е), который трудно понять в рамках ОМП. Поэтому можно думать, что, помимо пери-

ферических процессов одномезонного взаимодействия нуклон — нуклон, протекающих по схеме ОМП, существуют — в $10 \div 20\%$ случаев — «центральные» соударения. Эта оценка подтверждается и другими, независимыми соображениями (см. (3,8) и (4,29)).

Имея в виду соответствие между ОМП и МДП, о котором говорилось выше (гл. III), можно прийти к выводу, что и метод движущихся полюсов в его канонической форме в этой области энергий не может претендовать на описание всех без исключения процессов взаимодействия нуклон — нуклон.

У. СВЯЗЬ МЕТОДА ДВИЖУЩИХСЯ ПОЛЮСОВ С ДИАГРАММНЫМ ПОДХОДОМ И ОДНОМЕЗОННЫМ ПРИБЛИЖЕНИЕМ

1. Постановка вопроса

Рассмотрение МДП (гл. II), с одной стороны, и теории периферических соударений, основанной на одномезонном приближении (гл. III), с другой, естественно, ставит ряд вопросов.

Прежде всего возникает вопрос о связи этих двух направлений, приводящих в главных пунктах к совпадающим результатам в отношении упругого процесса, а также вопрос о том, какую информацию можно получить из их сопоставления. В частности, важно знать, нельзя ли из этого сопоставления уяснить пределы применимости и область приложимости каждого из методов, и попытаться понять, почему в одних случаях МДП правильно предсказывает экспериментальные факты, а в других ошибается.

Другой вопрос касается структуры или диаграммного истолкования вакуумного реджиона. Несколько вульгаризуя, можно спросить, из каких частиц состоит реджион?

Наконец, третий вопрос заключается в следующем. В МДП все частицы (и «составные», например резонансные частицы — ρ - и ω -мезоны и т. п., и «элементарные» — π -мезон, нуклон и т. п.) рассматриваются с единой точки зрения — как «движущиеся полюсы» в плоскости комплексного орбитального момента. Какие новые следствия вытекают из этого при рассмотрении периферических (одноквантовых) неупругих процессов?

На первый взгляд эти вопросы кажутся далекими друг от друга. Однако в действительности они связаны. В частности, это обнаруживается, если их рассматривать с точки зрения диаграммных методов. При этом проясняется и физический смысл делаемых в МДП постулатов, а также область применимости МДП и ОМП *).

2. Диаграммный смысл МДП

Рассмотрим диаграмму упругого рассеяния на угол нуль, когда $t = 0$, причем рассмотрим случай больших s (когда согласно МДП в амплитуду основной вклад вносит вакуумный реджион). При этом амплитуда чисто мнимая.

Отсюда, на основании условия унитарности, следует, что эту амплитуду можно представить в виде произведения (точнее, в виде суммы произведений) двух амплитуд неупругого процесса. С диаграммной точки зрения это означает, что диаграмму упругого процесса можно рассеять

*) Мы должны отметить, что некоторые соображения, приводимые в этом параграфе, не являются пока общепризнанными. В частности, быстрое развитие методов не позволило еще выработать единый взгляд и на МДП.

на две части линией, перпендикулярной направлению s (рис. 27), причем пересекаемые линии «находятся на массовой поверхности», т. е. описывают реальные, а не виртуальные частицы. (Это обозначено, как обычно, черточками на линиях.) Поэтому каждая из полученных при таком рассеении половин диаграммы будет представлять собой диаграмму реального неупругого процесса.

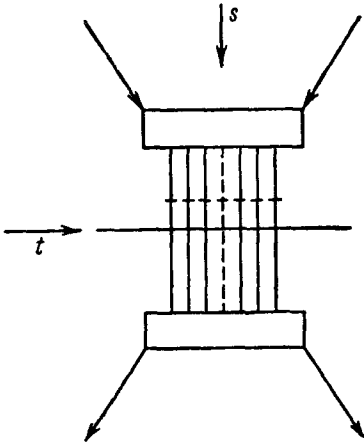


Рис. 27. Диаграмма упругого рассеяния.

ности? Ответив на этот вопрос, мы не только узнаем, какова структура вакуумного реджииона, но и выясним, каков характер того неупругого процесса, результатом которого является упругое рассеение реджевского типа.

Прежде всего напомним, что в МДП рассматриваются не фейнмановские, а так называемые дисперсионные диаграммы, где пионные линии лежат на массовой поверхности (т. е. для них $k^2 = -\mu^2$). Далее, одним из фундаментальных положений МДП является использование двухчастичного условия унитарности в интервале $4\mu^2 < t < 16\mu^2$.

Это означает, что процесс, изображаемый фейнмановской диаграммой рис. 27, в МДП представляется в виде «дисперсионной» диаграммы рис. 28. Такое ограничение непосредственно используется и при обосновании отсутствия других особенностей, кроме движущихся полюсов, при выводе соотношения между сечениями (см. приложение). Поэтому можно сказать, что главный вклад в вакуумный реджион, вклад, без которого этот реджион немислим, дает состояние из двух π -мезонов. В связи с этим вакуумный реджион иногда называют бипионом.

Если такие дисперсионные диаграммы, учитывающие только двухчастичную унитарность представить как совокупность фейнмановских диаграмм, то последние будут обладать тем же свойством: вклад в процесс рис. 28 будут давать лишь те диаграммы Фейнмана (рис. 14), которые допускают, хотя бы в одном месте, рассеение линией L , пересекающей не более двух пионных линий. Отсюда в свою очередь следует, что фейнмановские диаграммы неупругих процессов, лежащих в основе рассматри-

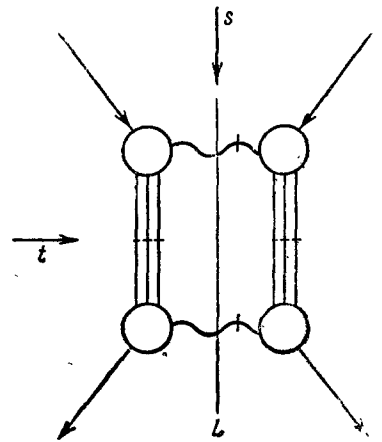


Рис. 28. Диаграмма, соответствующая двухчастичной унитарности в t -канале.

ваемого упругого, таковы, что допускают (хотя бы в одном месте) рас-сечение линией, пересекающей только одну пионную линию (рис. 12). Но это и является основным признаком одномезонных процессов, рас-сматриваемых в ОМП; в ОМП и МДП рассматривается один и тот же класс диаграмм. Это дает основание считать, что по характеру и объему сделанных пренебрежений эти методы равноценны ^{65, 66}.

Области применимости обоих методов тоже должны в таком случае совпадать, и там, где неприменимо ОМП, не может давать хороших резуль-татов и МДП *).

В свете этого становится понятным и тот факт, что ряд следствий, полученных в МДП (сужение дифракционного конуса, логарифмическое убывание квадрата переданного импульса и соотношение между сечения-ми), может быть получен и в ОМП, в значительной мере независимым путем. Об этом уже упоминалось в гл. III.

Остается вопрос: какое место занимают во всей картине многомезон-ные и вообще многочастичные процессы (как и выше, будем условно называть их «центральными»)? Рассмотрим фейнмановскую диаграмму неупругого процесса, при рассеении которой (перпендикулярно линии t) в любом месте встретится не менее $N \geq 2$ π -мезонных линий. Диаграмма соответствующего упругого процесса будет содержать не менее $2N$ π -мезонных линий. Если совокупность таких диаграмм дает постоянный вклад в сечение (т. е. пропорциональный s вклад в величину мнимой части амплитуды рассеяния вперед), то соответствующая парциальная амплитуда должна в l -плоскости иметь особенность при $t = 0$ и $l = 1$.

Отметим, что такая многомезонная амплитуда не может обладать точкой ветвления при $t = 4\mu^2$. Поэтому ее парциальная амплитуда на первом и втором листах плоскости t должна быть одинаковой. Однако наличие полюса у функции $f(l, t)$ одновременно на двух листах противоречит аналитическому продолжению условия унитарности в l -плоскость. Последнее, однако, есть однозначное следствие представления Мандель-стама ¹⁰. Таким образом, постоянный вклад многомезонных процессов несовместим с представлением Мандельстама и может поставить вопрос о необходимости его реконструкции.

3. С м е ш а н н а я м о д е л ь

В свете сказанного выше кажется разумным пока рассматривать пери-ферические и центральные соударения отдельно и применять для описа-ния их различные аппараты. В частности, для описания вклада в упругую амплитуду от периферических взаимодействий можно использовать МДП или ОМП, а для описания вклада от центральных соударений — считать инвариантную амплитуду упругого рассеяния мультипликативной: $A^C = sf(t)$, т. е., по существу, применять оптическую модель ⁶¹.

Поясним физический смысл сказанного, рассмотрев классическое дифракционное рассеяние на черном (или сером) диске с диаграммной точки зрения.

*) Можно попытаться сформулировать область применимости асимптотики МДП (учет одного вакуумного полюса) в переменных s и t . Это будет область, где

$$\frac{s}{2M^2} \gg 1 \text{ и } t \leq \frac{M^2}{\ln s/2M^2}.$$

Нужно, однако, иметь в виду, что с точки зрения ОМП даже и в этой области значений s и t МДП может быть неприменим, если по какой-либо причине в этой области «цен-тральные» соударения дают большой вклад в неупругий процесс.

Неупругий процесс, ответственный за дифракцию в данном случае, — просто поглощение падающей волны. Это поглощение вызывает нагревание тела и последующее излучение более мягких (тепловых) квантов. С диаграммной точки зрения это процесс существенно неодно-квантовый. Действительно, он идет через промежуточное «компаунд»-состояние, существование которого возможно только при условии многих актов передачи квантов. Только от таких процессов и можно ожидать, что обусловленное ими распределение по величине t при упругом рассеянии не будет сжиматься по мере роста энергии.

Периферические одноквантовые (в частности, одномезонные) неупругие взаимодействия — процессы иной природы. Падающая частица при этом не поглощается полностью и «компаунд»-состояния не образуется. В этом смысле периферический процесс не имеет полного аналога в рамках классической оптической модели. Ясно поэтому, что упругий процесс, обусловленный им, не обязан обладать всеми чертами классического дифракционного рассеяния на черном диске.

Отсюда вытекает следствие, которое может быть проверено экспериментально. Именно, если в каких-либо взаимодействиях неупругие процессы хорошо описываются ОМП и, следовательно, главный вклад дают периферические соударения, то упругое рассеяние должно хорошо описываться МДП. Если же неупругие процессы плохо укладываются в рамки ОМП (и, значит, вклад центральных взаимодействий существен), то упругий процесс должен плохо описываться МДП. Другими словами, между этими свойствами должна иметь место корреляция. В качестве примера рассмотрим протон-протонные и пион-протонные взаимодействия при ускорительных энергиях. Выше (гл. III) отмечалось, что pp -соударения хорошо описываются ОМП, а вклад центральных взаимодействий оценивался в $10 \div 20\%$.

В то же время π^-p -соударения описываются ОМП заметно хуже. Вклад центральных и периферических взаимодействий здесь одного порядка. Соответственно развитым выше соображениям, следует ожидать, что упругое pp -рассеяние при тех же энергиях будет хорошо описываться МДП, а π^-p -рассеяние в рамки МДП полностью не уложится.

Экспериментальные данные, по-видимому, подтверждают этот вывод. В гл. II уже отмечалось, что при упругом pp -взаимодействии четко проявилось сужение дифракционного конуса, и это позволило даже определить параметры вакуумной полюсной траектории. Отмечалось также, что в π^-p -рассеянии сужение дифракционного конуса практически отсутствует²¹. Попытки одновременно описать как pp -, так и π^-p -упругое рассеяние в рамках только МДП не привели к успеху³³.²¹ даже при довольно большом наборе свободных параметров.

С другой стороны, в работе⁶¹ была использована смешанная модель. Именно, амплитуда упругого рассеяния записывалась в виде

$$F(s, t) = \sigma^P F^P(s, t) + \sigma^C F^C(t). \quad (5,4)$$

Первый член здесь представляет вклад реджевского рассеяния, отождествляемого с периферическим (индекс P), и потому зависит как от s , так и от t . Второй член — вклад центрального соударения (индекс C), в котором либо вообще исключена зависимость от s («стоячий полюс» в терминах МДП), либо движение полюсов, обусловленных многомезонными взаимодействиями (и соответственно высокими порогами в соотношении унитарности), является настолько медленным, что зависимостью от s можно пренебречь. Эти два слагаемых входят с коэффициентами, пропорциональными соответствующим полным сечениям.

Выражение для $F^P(s, t)$ следует брать в реджевской форме с $l_0(t)$, заимствованным, например, из ²⁰ или ²¹ (в действительности эту величину следовало бы определить заново, обрабатывая эксперимент по формуле типа (5,1), но вносимая при принятой процедуре в оценочный расчет ошибка, по-видимому, несущественна). Для $F^C(t)$ выражение можно взять из оптической модели. В ⁶¹ принято гауссово распределение поглощения. Таким образом,

$$F^P = e^{(l_0(t)-1) \ln \frac{s}{2M^2} + A_0 t}, \quad F^C = e^{-\frac{R^2 t}{4}}. \quad (5,1a)$$

Здесь A_0 при $t \leq M^2/2$ — постоянная, $A_0 \approx 1,6/M^2$ ^{20, 23}, отражающая дополнительную зависимость $B(t)$ в (2,10). Величина σ^C/σ^P уже обсуждалась в гл. III. Она представляет собой относительный вклад центральных соударений в полные сечения pp - и π^-p -взаимодействий. Опытные оценки дали нам (3,8), (4,29)

$$\left(\frac{\sigma^C}{\sigma^P}\right)_{\pi-p} \sim 1, \quad \left(\frac{\sigma^C}{\sigma^P}\right)_{pp} \sim 0,2. \quad (5,2)$$

При таком подходе относительно произвольным остается лишь параметр R — эффективный радиус центрального соударения. Он, конечно, может быть иным для pp -соударений, чем для πp -соударений. Но даже если для простоты выбрать его одинаковым и равным $R \approx 1/2\mu$, то удастся, в пределах ошибок эксперимента, удовлетворительно объяснить более старые экспериментальные данные как о pp -, так и о π^-p -рассеяниях ^{20, 23, 31}. Более точные измерения ²¹ требуют либо увеличения в 2÷3 раза отношения $(\sigma^C/\sigma^P)_{\pi-p}$ (что, кстати сказать, ближе соответствует оценке в ⁶⁰, чем (5,2)), либо различных значений R для pp - и πp -рассеяний.

Наиболее существенным моментом этого подхода является разбиение упругой амплитуды на два различных члена (периферический и центральный), относительная роль которых определяется на основании данных о неупругих взаимодействиях.

Обсудим некоторые следствия, к которым приводит добавление нереджевского члена в (5,1).

Во-первых, при высоких энергиях, при

$$\ln \frac{s}{2M^2} \gg \frac{1}{l_0(t)-1} \left(\frac{R^2 t}{4} - A_0 t + \ln \frac{\sigma^P}{\sigma^C} \right),$$

поскольку $t < 0$, второй член становится главным даже при малом отношении σ^C/σ^P . При этом дальнейшее сужение дифракционного конуса должно прекратиться; сечение упругого рассеяния не будет неограниченно убывать, но будет стремиться к постоянному (правда, малому) значению. Среднее значение квадрата переданного импульса также не будет убывать неограниченно, но будет стремиться к постоянной величине ($|t|_{\text{эфф}} \sim \sim 2/R^2$). С другой стороны, эффективный радиус взаимодействия определяется периферическим, реджевским членом, поэтому он будет вести себя так же, как предсказывалось ранее, т. е. будет расти с энергией. По оценкам, основанным на (5,1) — (5,2), все перечисленные свойства должны проявиться для pp -рассеяния при $E_L \gtrsim 50$ Бэв.

Во-вторых, при небольших энергиях и малых значениях $|t|$ роль первого (реджевского) слагаемого может быть существенной и в πp -взаимодействиях. Поэтому некоторое сужение дифракционного пика может иметь место и при πp -рассеянии в области малых s и t . Однако в этой области выражение для F^P , входящее в (5,1), может оказаться несправедливым по другим причинам — просто потому, что при малых s нельзя пренебрегать вкладом других полюсов.

В-третьих, соотношения (2,18), (3,14) между сечениями взаимодействия различных частиц из-за наличия нереджевского члена не должны, вообще говоря, иметь место. Оно остается в силе только для сечений периферических взаимодействий.

Нужно отметить, что хотя качественно перечисленные свойства соударений вытекают из общих соображений о наличии мезонных взаимодействий, накладывающихся на реджевское, одномезонное, само разбиение амплитуды на две резко различные части, выраженное формулой (5,1), и количественные оценки являются, конечно, грубо приближенными и имеют главным образом иллюстративное значение.

4. Неупругие процессы в ОМП и МДП

Перейдем теперь к третьему вопросу, сформулированному в начале этого раздела, — к вопросу об относительной роли и различии характера взаимодействий через обмен частицами и вообще квантами разной природы.

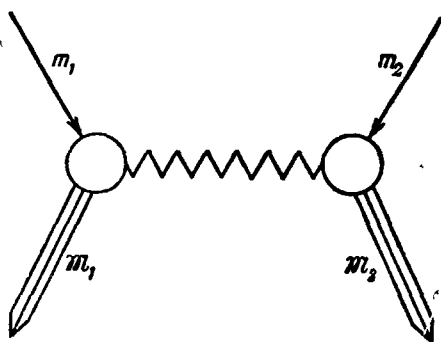


Рис. 29. Неупругое взаимодействие, обусловленное обменом реджионом.

Так, в ОМП (гл. III) мы говорили уже о взаимодействии через обмен K -мезонами и другими частицами. Однако в МДП эти взаимодействия обусловлены соответствующими движущимися полюсами. Неясно, учитывается ли этот факт движения полюсов в ОМП. С другой стороны, известен класс неупругих взаимодействий, изученный в МДП. Мы имеем в виду неупругие дифракционные процессы, которые до недавнего времени рассматривались вне связи с одноквантовыми процессами¹¹⁵⁻¹¹⁹. После того как дифракционная генерация π -мезонов при столкновении нуклонов была обнаружена экспериментально¹²⁰ и получила название квазиупругого рассеяния нуклонов, этот процесс нашел истолкование в рамках МДП, как обусловленный обменом реджионом^{121, 122}. Между тем возможно общее рассмотрение, охватывающее в одной схеме все неупругие процессы¹²³. Оно основывается на применении МДП к неупругим процессам, идущим через обмен любым из полюсов, представляющих «устойчивую» (π -мезон и т. п.) или «составную» (ρ -мезон и т. п.) частицу. При этом используется идея о том, что неупругие процессы являются взаимным рассеянием двух начальных частиц масс m_1 и m_2 , сопровождающимся превращением их в две «частицы» масс $M_1 = \sqrt{s_1}$ и $M_2 = \sqrt{s_2}$, распадающиеся затем в независимом процессе на конечные частицы. Такой акт «рассеяния» изображается диаграммой рис. 29. Он рассматривался как причина основного класса неупругих соударений в ОМП, где «рассеяние» считалось осуществляющимся через обмен мезоном (см. гл. III), и как причина дифракционной генерации в МДП, где «рассеяние» считалось идущим через обмен реджионом^{121, 122}. Однако здесь мы будем рассматривать рис. 29 как «реджевскую» диаграмму даже при обмене «устойчивой» частицей. Это значит, что амплитуду, соответствующую такой диаграмме, мы будем вычислять, следуя не фейнмановским правилам, а правилу соответствия между мнимой частью амплитуды, скажем (2,11а) и (3) (см. приложение), и изображающей ее диаграммой рис. 8. Мы видим (об этом говорилось уже в гл. II), что здесь вместо

пропагатора

$$D(k^2) = (k^2 + m^2)^{-1},$$

соответствующего по фейнмановским правилам промежуточной частице. входит функция

$$-\frac{\pi\gamma}{2} \frac{1 \pm e^{i\pi l}}{\sin \pi l}.$$

Далее, в вершинной части присутствует полином Лежандра порядка $l_i(t)$, $P_{l_i(t)}(z)$. Техника работы с реджевскими диаграммами^{124, 28} развита только для простейших случаев, когда процесс можно изобразить диаграммой с одним промежуточным реджионом — «частицей» с определенной четностью, странностью, изоспином и барионным числом. Угловой момент реджиона — «спин» J_i — не входит в набор этих квантовых чисел, так как он изменяется при изменении t .

Фейнмановские и реджевские диаграммы совпадают при $t = m^2$ (когда квант, переносящий взаимодействие, можно считать реальным). Отметим также, что фейнмановские и реджевские диаграммы совпадали бы везде, если бы полюс соответствующего кванта был стоячим, $l_i = \text{const} = J_i$.

Область $t = m^2 > 0$ является нефизической областью прямого s -канала (где s — квадрат энергии, а $-t$ — переданного импульса). В физической области, как уже отмечалось, существенный вклад дают значения $-t \ll m^2$. В этой области реджевская одночастичная диаграмма не может быть сведена к одночастичной фейнмановской и, строго говоря, обязательно должны давать вклад многомезонные фейнмановские диаграммы, обеспечивающие отличие $l_i(0)$ от J_i . Однако вклад их тем меньше, чем ближе используемая область отрицательных значений t , $t < 0$, $|t| \ll m^2$, к значению $t = m_i^2$, т. е. чем меньше разность $l_i(t) - J_i \approx \gamma m_i^2$ (для π -мезонов, например, эта разность порядка $\mu^2/M^2 \sim 2 \cdot 10^{-2}$).

Используя правила работы с реджевскими диаграммами, можно следующим образом записать сечение неупругого процесса, обусловленного обменом i -м квантом. Для простоты изложения мы ограничимся случаем, когда возбуждается только одна из первичных частиц, $s_1 = m^2$ (так называемые одноструйные процессы)*). Тогда

$$\sigma_i = \int ds_2 dk^2 j^2 \frac{s_2^2 m^2}{\pi s^2} \left(\frac{\pi\gamma}{2} \right)^2 \left(\frac{1 \pm e^{i\pi l_i}}{\sin \pi l_i} \right)^2 P_{l_i(k^2)}(z) \sigma_i(s_2, k^2) \times \\ \times [(s_2 - m^2 + k^2)^2 + 4m^2 k^2]^{1/2}. \quad (5,3)$$

Это выражение отличается от получаемого в ОМП (например, типа (3,7)). Однако замена пропагатора $(k^2 - m^2)^{-1}$ на другую функцию несущественна, она проявляется только при $k^2 + m_i^2 \gg M^2$, а эта область дает малый вклад. Присутствие же полинома Лежандра порядка $l_i(k^2)$ от косинуса угла в перекрестном канале z играет существенную роль. Величина z дается выражением (2,6в). В наиболее важном случае, $s_2 \gg m_i^2$, $k^2 \ll m_i^2$, оно существенно упрощается:

$$z \approx \sqrt{\frac{k^2}{m^2}} \frac{s}{s_2}. \quad (5,4)$$

Решающим для дальнейшего является тот факт, что, как мы видели в гл. III, основной вклад в сечение неупругого одноквантового соударения,

*) В¹²³ показано, что выводы, полученные для одноструйных процессов, справедливы также и для двухструйных.

в интеграл (5,3) дает область значений k^2 такая, что

$$k^2 \sim \frac{m^2 s_2^2}{s^2}, \quad (5,4a)$$

причем s_2 велики. В таком случае z невелико, $z \sim 1$ *). Соответственно невелика и функция $P_{l_i}(z) \sim 1$ (см. также ¹²⁵).

Тогда этот фактор несуществен и выражение (5,3) полностью совпадает с полученным в ОМП (например, при интегрировании (3,7)).

Фактор $P_{l_i}(z)$ проявляется лишь в области, где z велико и растет с ростом энергии. Там можно положить

$$P_{l_i}(k^2) \sim z^{l_i}(k^2). \quad (5,5)$$

Можно показать, что в этой же области будут проявляться эффекты, связанные с движением полюсов, соответствующих различным элементарным частицам. Заранее можно сказать, что в этой области главный вклад будет давать обмен квантом, для которого $\text{Re } l(k^2)$ при $k^2 \rightarrow 0$ максимальна, т. е. обмен вакуумным реджионом.

Интегрируя (5,3) по всем конечным состояниям (для чего нужно выполнить интегрирование по s_2 и k^2), мы получим полное сечение

$$\sigma = \frac{1}{s^2} \int dk^2 C_1 \left(\frac{1 \pm e^{i\pi l_i}}{\sin \pi l_i} \right)^2 P_{l_i}(z) s_2 ds_2, \quad (5,6)$$

где обозначено $C_1 = \pi f^2 \sigma(s_2, k^2)$ и принято, поскольку эффективны очень малые k^2 , когда $\sigma(s_2, k^2) \approx \sigma_0$, что $C_1 = \text{const}$.

Выражение (5,6), как и следовало ожидать, аналогично выражению для упругого сечения в МДП (интегралу от квадрата модуля амплитуды (2,11a)). Отличие лишь в том, что имеется лишнее интегрирование по степени возбуждения s_2 .

Для того чтобы подробнее исследовать процесс, рассмотрим сначала область малых s_2 , где z велико. Здесь необходимо условиться, каким образом z растет с увеличением энергии, с ростом s .

В области, где z растет пропорционально s , как видно из (5,4), s_2 должно быть ограничено. Вклад от этой области в интеграл (5,6), как можно убедиться, будет падать с ростом энергии степенным образом.

Если z очень слабо растет с ростом s , например если рассматривать область, где $z \gtrsim (s/2m^2)^v$ при $v \ll 1$, то замена $P_{l_i}(z) = z^{l_i}$ будет справедлива лишь при очень больших энергиях, что практически малоинтересно.

Поэтому разумно ограничиться исследованием области $z \gtrsim (s/2M^2)^v$, где $v \sim 1 - v \sim 1/2$.

Вклад в сечение (5,6) от вакуумного реджиона будет при этом равен

$$\sigma^{(\text{вак})} = \frac{C_1}{v \gamma^2 \ln(s/2M^2)}. \quad (5,5')$$

Вклад от других траекторий будет спадать степенным образом с ростом энергии. Например, вклад в эту область от однопionного обмена (для которого $l_\pi(0) = -\frac{\mu^2}{M^2}$) будет равен

$$\sigma^{(\pi)} = \left(\frac{s}{2M^2} \right)^{-2v} \frac{2}{\gamma^2 v^2 \pi^2} \frac{C_1}{\ln(s/2M^2)} \frac{M^4}{\mu^4}. \quad (5,6')$$

*) В этом чрезвычайно важном обстоятельстве проявляется основное отличие неупругих процессов такого рода, дающих основной вклад в сечение, от упругих (а также соответственно и от квазиупругих — от дифракционной генерации, исследованных в ¹²¹, ¹²²), где при $s \rightarrow \infty$ величина z всегда велика, $z \sim s/(t-4m^2) \gg 1$. Таким образом, при больших возбуждениях (s_2 велико) z имеет порядок единицы, а при малых возбуждениях и в пределе при упругом рассеянии ($M_i = m_i$) z велико.

Отсюда можно сделать вывод, что при высоких энергиях вклад вакуумного реджиона, т. е. неупругих дифракционных процессов во взаимодействиях с малым возбуждением (малая множественность) является преобладающим. Однако и он логарифмически падает с ростом энергии и не может обеспечить постоянство сечения. Этого и следовало ожидать, так как само сечение упругого рассеяния (следствием которого являются неупругие дифракционные процессы) в МДП спадает логарифмически с ростом энергии.

Отметим также, что неупругий дифракционный процесс, идущий через обмен одним реджионом, согласно условию унитарности, порождает в амплитуде упругого рассеяния (в этом случае содержащей обмен d в у м я реджионами) соответствующий вклад.

В ^{28, 72} показано, что при этом у функции $f_l(t)$ появляется, кроме полюса, еще точка ветвления при $l = 1$ (разрез). Это противоречит основным положениям МДП и служит в последнее время причиной оживленных дискуссий, о которых уже шла речь выше (см. стр. 24).

Таким образом, основной вклад в сечение периферических взаимодействий дает область $z \sim 1$, в которой преимущественно идет однопионный обмен и справедливо ОМП.

Выражение для $\sigma^{(\pi)}$ содержит большой коэффициент, M^4/μ^4 , которого нет в выражении для $\sigma^{(\text{вак})}$, описывающем неупругий процесс, идущий через обмен вакуумным полюсом.

Это связано с тем, что в случае пионного обмена в области $k^2 \rightarrow 0$ имеем

$$\frac{1}{\sin \pi l} \sim \frac{M^2}{\mu^2} \gg 1,$$

а в случае обмена вакуумным реджионом эта величина порядка единицы.

Отсюда можно заключить, что при умеренных энергиях (порядка десятков $B\bar{e}v$) даже в области малых возбуждений, $z \gtrsim (s/2M^2)^v$, вклад дифракционных неупругих процессов может не быть преобладающим. Таким образом, следует ожидать, что четко проявятся эти процессы только при $\frac{\mu^2}{M^2} s/2M^2 \sim 1$, т. е. при $E_L \gtrsim 20 \div 30 B\bar{e}v$. Здесь они в действительности и были обнаружены ¹²⁰.

Теперь мы можем сформулировать основные признаки периферических дифракционных неупругих процессов, которые позволяют выделить их на фоне других взаимодействий.

а) Квантовые числа сгустков — изоспин, заряд, странность — не могут отличаться от соответствующих квантовых чисел сталкивающихся частиц ¹²¹. Это непосредственно следует из того, что соответствующие квантовые числа вакуумного реджиона равны нулю. Следовательно, перенос заряда и т. п. в этих процессах исключен. В частности, при дифракционном неупругом взаимодействии нуклонов непосредственно не могут образовываться изобары с изоспином $3/2$, а только с изоспином $1/2$. Надо, однако, заметить, что то же имеет место при любой дифракционной генерации, а не только при такой, которая получится при обмене реджионом. Это свойство простирается уже при феноменологическом рассмотрении таких процессов ^{116, 118}.

Спин и четность сгустков могут отличаться от спинов и четности сталкивающихся частиц. Это связано с тем, что для вакуумного реджиона $l (k^2 \rightarrow 0) \rightarrow 1$ и, следовательно, он может переносить момент.

б) Величины возбуждений s_1 и s_2 , от которых зависит множественность, сильно ограничены условием $z \gtrsim (s/2M^2)^v$ (в сочетании с (5,4) и (5,4а)). Эффективные значения их по порядку величины равны

$M^2 (s/2M^2)^{1-\nu}$, т. е. в $(s/2M^2)^\nu$ раз меньше, чем в случае однопионного обмена в основной для него области $z \sim 1$. В связи с этим дифракционный механизм неупругих процессов (обмен вакуумным реджионом) может быть существен лишь для сравнительно бедных струй.

в) Наконец, как уже отмечалось выше, при $z \sim 1$ составляющие переданного импульса по порядку величины одинаковы: $k_\perp^2 \sim k_0^2 + k_\parallel^2$.

При малых возбуждениях, $z \gg 1$, эти составляющие существенно различны, именно $k_\perp^2 \gg k^2 - k_\parallel^2$. Напомним, что $k_\perp^2 = 1/4 s \theta^2 \mathfrak{M}$ (где $\theta \mathfrak{M}$ — угол между импульсом первичной частицы и одной из струй) и $k_\parallel^2 - k_0^2 = s_1 s_2 / s$. Таким образом, обе величины могут быть измерены экспериментально; неравенство $k_\perp^2 \gg k_\parallel^2 - k_0^2$ может быть использовано для выяснения механизма процесса.

Для экспериментального наблюдения дифракционных неупругих процессов при ускорительных энергиях была разработана оригинальная методика косвенного изучения неупругих процессов ¹²⁰ (подробно описанная в ²²). По существу отбирались «бедные» струи, т. е. случаи, в которых один нуклон вовсе не возбуждался, а другой возбуждался до резонансного состояния. Выяснилось, что при этом образуются только изобары с изоспином $T = 1/2$ (и спинами $J = 3/2$ и $5/2$); изобары со спинами $3/2$, $3/2$ не образуются. Все это согласуется с перечисленными выше признаками и дает повод трактовать эти процессы как идущие через обмен вакуумным реджионом ¹²¹.

При более высоких энергиях, в космических лучах, экспериментальные данные не настолько четки, чтобы выделить эти относительно редкие процессы однозначно. Здесь главная роль должна принадлежать однопионному обмену (для pp -соударений) в сочетании с центральными (для pp -соударений).

Таким образом, в общем, удастся дать ответы на вопросы, поставленные в начале этого параграфа.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Как уже излагалось в подстрочных примечаниях в гл. II, амплитуду $A(s, t)$ упругого рассеяния двух скалярных частиц массы m удобно разложить по парциальным волнам в t -канале:

$$A(s, t) = \sum_l (2l+1) f_l(t) P_l(z), \quad z \equiv \cos \theta_t. \quad (1)$$

Если, как предполагалось в гл. II, эта амплитуда описывает в t -канале четное состояние, $A = A_+$, то члены с нечетным l должны отсутствовать. Если же состояние нечетно, $A = A_-$, то отсутствуют члены с четными l . Поэтому можно написать

$$A_\pm(s, t) = \frac{1}{2} \sum_l (2l+1) (1 \pm e^{i\pi l}) f_l^\pm(t) P_l(z). \quad (2)$$

Эту сумму можно записать в виде интеграла Ватсона—Зоммерфельда

$$A_\pm(s, t) = \frac{1}{4i} \int_\Gamma f_\pm(l, t) (2l+1) \frac{1 \pm e^{i\pi l}}{\sin \pi l} P_l(z) dl, \quad \text{Re}(-z)! \quad (3)$$

где интеграл берется по контуру Γ в плоскости l (см. рис. 5). Если функции $f_\pm(l, t)$ — аналитические функции в правой полуплоскости — имеют там только полюсы и достаточно быстро убывают при $|l| \rightarrow \infty$, то контур Γ можно деформировать так, что интеграл разобьется на две части: интеграл по линии C и сумму вычетов в полюсах функции $f_\pm(l, t)$ (см. рис. 6).

Упругому рассеянию в s -канале, не сопровождающемуся перезарядкой, соответствует в t -канале четное состояние. Поэтому далее будем рассматривать функ-

цию $f_+(l, t)$. Пусть она выражается через полюсы l_i и вычеты в них r_i следующим образом:

$$f_+(l, t) = \sum_i \frac{r_i}{l - l_i(t)}.$$

Тогда

$$A_+(s, t) = \frac{1}{4i} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} f_+(l, t) (2l+1) \frac{1+e^{i\pi l}}{\sin \pi l} P_l(z) dl + \sum_j r_j(t) \frac{1+e^{i\pi l_j}}{\sin \pi l_j} P_{l_j}(z) (2l_j+1). \quad (4)$$

При $s \gg m^2$ и $|t| \rightarrow 0$

$$|z| = \left| 1 + \frac{2s}{t - 4m^2} \right| \gg 1.$$

Асимптотическое выражение для $P_l(z)$ имеет вид¹⁴

$$P_l(z) = P_l(\text{ch } \eta) = \frac{\Gamma\left(l + \frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi} \Gamma(l+1)} e^{l\eta} = \frac{\Gamma(2l+1)}{2^l \Gamma^2(l+1)} z^l. \quad (5)$$

(обозначено $\text{ch } \eta \equiv z$). Если в сумме по i имеется один старший член, у которого наибольшая вещественная часть (т. е. нет двух или большего числа слагаемых с одинаковыми вещественными частями — нет пересечения полюсов (см. выше)), то остальными слагаемыми можно пренебречь.

Можно также убедиться, что первый член в (4), т. е. интеграл вдоль прямой линии C , где $\text{Re } l = b = \text{const}$, дает вклад порядка s^b , который при $s \rightarrow \infty$ исчезает по сравнению с вкладом от полюсов (поскольку $b < \text{Re } l_i$). Таким образом, в асимптотической области остается только вклад от старшего члена — крайнего правого полюса. При $t \ll 4m^2$

$$A_+(s, t) \approx \frac{1}{2} r_0(t) (2l_0+1) \frac{\Gamma(2l_0+1)}{2^{l_0} \Gamma^2(l_0+1)} \frac{1+e^{i\pi l_0}}{\sin \pi l_0} \left(\frac{s}{2m^2}\right)^{l_0(t)}. \quad (6)$$

Из условия $\sigma \rightarrow \text{const}$ при $s \rightarrow \infty$ следует, что $l_0(0) = 1$. Действительно, если $l_0 = 1$ при $t=0$, то

$$A_+ \approx \frac{3\pi}{2} r_0 \left(\frac{s}{2m^2}\right)^{l_0}.$$

Напомним, что $\Gamma(n) = n-1!$, $\Gamma(2) = \Gamma(1) = 1$ и соответственно

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \text{Im } A_+(s, 0) \approx \frac{12\pi^2}{m^2} r_0(0) \left(\frac{s}{2m^2}\right)^{l_0(0)-1} \approx \frac{12\pi^2}{m^2} r_0(0).$$

Обратим внимание на следующие обстоятельства:

а) Если в s -канале имеет место рассеяние двух частиц массы m и μ (для конкретности, $m > \mu$, так что в t -канале это процесс превращения двух частиц массы m в две частицы массы μ), то $z \approx 2s/4m^2$ при $t \ll 4m\mu$. Тогда сечение имеет вид

$$\sigma = 12\pi^2 r_0(0) \frac{1}{m\mu}. \quad (6a)$$

б) Если состояние в t -канале нечетное, но $l_-(0) = 1$, то в (6) вместо множителя

$$\frac{1+e^{i\pi l_0}}{\sin \pi l_0}$$

будет стоять

$$\frac{1-e^{i\pi l_-}}{\sin \pi l_-}.$$

Тогда при $t \rightarrow 0$, во-первых, этот множитель будет стремиться к бесконечности, во-вторых, вещественная часть амплитуды будет много больше мнимой. Отсюда следует, что нечетные в t -канале состояния не могут обеспечить правильное асимптотическое поведение рассеяния в s -канале.

2. Условие унитарности для парциальных амплитуд имеет вид

$$f_l(t) - f_l^*(t) = 2i \frac{k}{\omega} f_l(t) f_l^*(t) = 2i \sqrt{\frac{t-4m^2}{t}} f_l(t) f_l^*(t). \quad (7)$$

Здесь $\omega = \sqrt{t}$ — энергия в СЦИ t -канала. Это соотношение справедливо при $4m^2 < t < 9m^2$ *, т. е. в интервале, где могут существовать две частицы, но еще не могут протекать неупругие процессы и не может быть даже трех промежуточных частиц.

При $t < 4m^2$ величина $f_l(t)$ вещественна (при вещественных l и t).

Это соотношение можно проиллюстрировать диаграммой рис. 28. Черточки означают, что частицы реальны, т. е. для них $k^2 = -m^2$.

Аналитическое продолжение этого условия в комплексную l -плоскость имеет вид (Грибов¹⁰)

$$f(l, t) - f^*(l^*, t) = 2i \sqrt{\frac{t-4m^2}{t}} f(l, t) f^*(l^*, t). \quad (8)$$

Из (8) следует, что функция $f(l, t)$ стремится к бесконечности (т. е. имеет полюс) при

$$f^*(l^*, t) \rightarrow 2i \sqrt{\frac{t-4m^2}{t}}.$$

Исследуем поведение $f(l, t)$ около полюса¹⁶. Представим $f(l, t)$ в виде

$$f(l, t) = \frac{r(t)}{l - l_0(t)} \quad \text{и} \quad f^*(l^*, t) = \frac{r^*(t)}{l^* - l_0^*(t)}. \quad (9)$$

При $\sqrt{\frac{t-4m^2}{t}} \ll 1$ можно считать, что $\text{Im } r(t) \ll \text{Re } r(t)$, следовательно, $r^*(t) = r(t)$.

Подставляя (9) в (8), находим

$$r(t) = \text{Im } l_0(t). \quad (10)$$

Отсюда следует, что при $t > 4m^2$ величина $l_0(t)$ не может быть вещественной (полюс не может находиться на вещественной оси); в противном случае величина вычета $r(t)$ равнялась нулю. Кроме того, отсюда следует, что знак мнимой части $l_0(t)$ связан со знаком вычета (т. е. функции $r(t)$). В¹⁶ было показано, что величина $r \sqrt{(t-4m^2)/t}$ при $t > 4m^2$ положительна. Это связано с положительностью полного сечения в s -канале. Таким образом, $\text{Im } l_0(t) > 0$ при $t > 4m^2$ (отметим, что то же условие, согласно Редже, имеет место и в нерелятивистском случае). При $t < 4m^2$ величины $r(t)$ и $l_0(t)$ вещественны. Этим определяются аналитические свойства функции $l_0(t)$: она имеет точку ветвления при $t = 4m^2$, а при $t > 4m^2$ у нее появляется положительная мнимая часть. Отметим также, что величина $l_0(t)$ должна быть ограничена при всех значениях t на верхнем (физическом) листе (в противном случае величина $A(s, t) \sim s^{l_0(t)}$ имела бы существенную особенность на физическом листе, что противоречит представлению Мандельштама). Учитывая это, можно в t -плоскости провести разрез от точки $t = 4m^2$ вправо и представить $l_0(t)$ в виде интеграла Коши, причем можно принять, что интеграл по полуокружности бесконечно большого радиуса исчезает

$$l_0(t) = 1 + \frac{t}{\pi} \int_{4m^2}^{\infty} \frac{\text{Im } l_0(t')}{(t' - t)t'} dt'. \quad (11)$$

Здесь учтено уже условие $l_0(0) = 1$, о котором шла речь выше. Следовательно,

$$\left. \frac{\partial l_0(t)}{\partial t} \right|_{t=0} = l_0'(0) = \gamma = \frac{1}{\pi} \int_{4m^2}^{\infty} \frac{\text{Im } l_0(t')}{t'^2} dt'. \quad (12)$$

Отсюда следует, что величина γ положительна и не может равняться нулю (в противном случае было бы

$$\text{Im } l_0(t) = 0 \quad (13)$$

*) Если частицы не скалярные, а псевдоскалярные (как, например, π -мезоны), то переход двух частиц в три запрещен по G -четности. Тогда следующее возможное состояние включает не три частицы, а четыре, и следующий порог равен $16m^2$.

и вычет обращается в нуль). Другими словами, $l_0(t)$ не может быть константой, т. е. полюс не может быть «стоячим».

3. Рассмотрим теперь соотношение между несколькими процессами. Пусть амплитуда $f_{11}(l, t)$ описывает в s -канале рассеяние частиц массы μ (обозначим эти частицы индексом 1), $f_{12}(l, t)$ — рассеяние частицы массы μ на частице массы m (обозначим ее индексом 2), и $f_{22}(l, t)$ — рассеяние частиц массы m (пусть для конкретности $m > \mu$). Тогда в двухчастичном интервале соотношение унитарности имеет вид

$$f_{11}(l, t) - f_{11}^*(l^*, t) = 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} f_{11}(l, t) f_{11}^*(l^*, t), \quad (14a)$$

$$f_{12}(l, t) - f_{12}^*(l^*, t) = 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} f_{11}(l, t) f_{12}^*(l^*, t), \quad (14б)$$

$$f_{22}(l, t) - f_{22}^*(l^*, t) = 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} f_{12}(l, t) f_{12}^*(l^*, t). \quad (14в)$$

Эти соотношения непосредственно следуют из диаграмм рис. 30, в которых промежуточные состояния одинаковы и состоят только из двух легких частиц (другие реальные состояния в этом интервале запрещены законами сохранения).

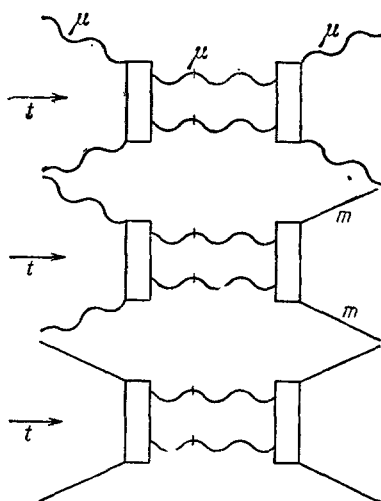


Рис. 30. Дисперсионные диаграммы рассеяния.

Прямые линии — нуклоны, волнистые — π -мезоны.

Разрешая эту систему уравнений, получим

$$f_{11}(l, t) = \frac{f_{11}^*(l^*, t)}{1 - 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} f_{11}^*(l^*, t)} = \frac{r_{11}}{l - l_0(t)}, \quad (15a)$$

$$f_{12}(l, t) = \frac{f_{12}^*(l^*, t)}{1 - 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} f_{11}^*(l^*, t)} = \frac{r_{12}}{l - l_0(t)}, \quad (15б)$$

$$\begin{aligned} f_{22}(l, t) &= f_{22}^*(l^*, t) + 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} \frac{(f_{12}^*(l^*, t))^2}{1 - 2i \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} f_{11}^*(l^*, t)} = \\ &= f_{22}^*(l^*, t) + \frac{r_{22}}{l - l_0(t)}, \end{aligned} \quad (15в)$$

где

$$r_{11} = \beta \sqrt{\frac{t}{t-4\mu^2}} \frac{1}{2i}, \quad r_{12} = \beta f_{12}^*, \quad r_{22} = \beta 2i \sqrt{\frac{t-4\mu^2}{t}} (f_{12}^*(l^*, t))^2,$$

$$f_{11}^*(l^*, t) = \left[1 - (l - l_0(t)) \frac{1}{\beta} \right] \frac{1}{2i} \sqrt{\frac{t}{t-4\mu^2}}.$$

Амплитуда упругого рассеяния при $s \rightarrow \infty$ и малых t будет иметь вид

$$A_{11} = r_{11} (2l+1) z_{11}^{l_0(t)} \approx 3r_{11} \left(\frac{s}{2\mu^2} \right)^{l_0(t)}, \quad (16a)$$

$$A_{12} = r_{12} (2l+1) z_{12}^{l_0(t)} \approx 3r_{12} \left(\frac{s}{2m\mu} \right)^{l_0(t)}, \quad (16b)$$

$$A_{22} = r_{22} (2l+1) z_{22}^{l_0(t)} \approx 3r_{22} \left(\frac{s}{2m^2} \right)^{l_0(t)}. \quad (16в)$$

Отсюда следует, что все функции имеют в l -плоскости полюс в одном и том же месте, $l_0(t)$.

Другими словами, полюсная траектория $l_0(t)$ является универсальной и при больших s должна определять асимптотику амплитуд любых сильно взаимодействующих частиц. Далее, из (16a)–(16в) следует, что между вычетами имеет место соотношение $r_{11}r_{22} = r_{12}^2$. Полные сечения процессов, связанные с амплитудами A_{ij} оптической теоремой

$$\sigma_{ij} = \frac{s}{16\pi} A_{ij},$$

будут поэтому связаны аналогичным соотношением, которое уже было приведено, (2,18):

$$\sigma_{11} \cdot \sigma_{22} = \sigma_{12}^2. \quad (17)$$

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, УФН 52, 185 (1954).
2. Z. Koba, S. Takagi, Fortschr. Phys. 7, 1 (1959) (см. перевод: УФН, 70, 287 (1960)).
3. Е. Л. Фейнберг, УФН 70, 333 (1960); Труды IX Конференции по физике высоких энергий (Киев, 1959), М., ВИНТИ, 1961, стр. 690.
4. В. Б. Берестецкий, УФН 76, 25 (1962).
5. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
6. M. Froissart, Phys. Rev. 123, 1053 (1961).
7. См., например, Ф. Франк, Р. Миэс, Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, ч. II, М.—Л., ОНТИ, 1937, гл. 23, § 4.
8. T. Regge, Nuovo cimento 14, 951 (1959); 18, 947 (1960).
9. В. А. Фок, Изв. АН СССР, сер. физ., 14, 70 (1950).
10. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 41, 667, 1952 (1961); Nucl. Phys. 22, 246 (1961).
11. S. Mandelstam, 1962 Intern. Conf. of High Energy Phys., CERN, Geneva 1962, стр. 513.
12. Г. Домокош, Диссертация (ОИЯИ, 1963).
13. А. А. Логунов, А. Н. Тавхелидзе, I. T. Todorov, O. A. Chrustalev, Препринт ОИЯИ Д-1191 (1963); Nuovo Cimento 29, 380 (1963); А. А. Логунов, Л. Н. Тавхелидзе, О. А. Хрусталев, Препринт ОИЯИ p-1195 (1963); Phys. Letts. 4, 325 (1963).
14. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., Физматгиз, 1962, стр. 1037.
15. G. F. Chew, S. C. Frautschi, Phys. Rev. Letts. 7, 394 (1961).
16. В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 42, 1141 (1962); Phys. Rev. Letts. 8, 343 (1962).
17. M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letts. 8, 263 (1962).
18. G. F. Chew, S. C. Frautschi, Phys. Rev. Letts. 8, 41 (1962).
19. G. Lovelace, Nuovo cimento 25, 730 (1962); см. также S. D. Drell, Proc. Aix-en-Provence Conference, 1961, vol. 11.
20. G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker, N. M. Wetherell, Phys. Rev. Letts. 7, 450 (1961); 9, 108, 111 (1962).

21. K. J. Foley, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, J. J. Russell, L. C. L. Yuan, Phys. Rev. Letts. 10, 376 (1963).
22. Н. Г. Биргер, В. Д. Михайлов, И. Л. Розенталь, Л. И. Сарычева, УФН 79, 523 (1963).
23. A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A. E. Taylor, T. G. Walker, A. M. Wetherell, 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN, Geneva, 1962, стр. 576.
24. Ю. Д. Баюков, Н. Г. Биргер, Г. А. Лексин, Д. А. Сучков, ЖЭТФ 43, 339 (1962).
25. S. C. Frautschi, M. Gell-Mann, F. Zacharisen, Phys. Rev. 126, 2204 (1962).
26. W. Selove, V. Hagorian, H. Brody, A. Baker, E. Leboy, Phys. Rev. Letts. 9, 272 (1962).
27. G. F. Chew, Препринт (1962).
28. Г. Домокош, ДАН СССР 144, 1279 (1962).
29. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 41, 1962 (1962), см. также Вопросы физики элементарных частиц, изд-во АН Арм. АССР, Ереван, стр. 178.
30. M. Gell-Mann, B. M. Udgalkar, Phys. Rev. Letts. 8, 346 (1962).
31. C. C. Ting, L. W. Jones, M. L. Perl, Phys. Rev. Letts. 9, 468 (1962); S. Brandt, V. T. Cocconi, D. R. O. Morrison, A. Wroblewski, P. Fleury, G. Kayas, F. Muller, C. Pelletier, Phys. Rev. Letts. 10, 413 (1963).
32. B. M. Udgalkar, Phys. Rev. Letts. 8, 142 (1962).
33. В. П. Канавец, И. И. Левинтов, Б. В. Морозов, ЖЭТФ 44, 679 (1963).
34. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ДАН СССР 81, 795 (1951); 91, 511 (1953).
35. Д. С. Чернавский, Suppl. Nuovo cimento 8, 775 (1958).
36. Д. И. Блохинцев, Proc. CERN Symposium 1956, vol. 2, стр. 155; Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, Б. М. Барбашев, УФН 68, 417 (1959).
37. E. Friedländer, Acta Phys. Hung. 6, 237 (1956).
38. Г. Т. Зацепин, Suppl. Nuovo Cimento 8, 746 (1958).
39. S. Takagi, Progr. Theor. Phys. 7, 123 (1952).
40. W. L. Kraushaar, L. J. Marks, Phys. Rev. 93, 326 (1954).
41. Ю. А. Романов, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 38, 1132 (1960).
42. G. Chew, F. Low, Phys. Rev. 113, 1640 (1959).
43. F. Salzman, G. Salzman, Phys. Rev. Letts. 5, 377 (1960); Phys. Rev. 120, 599 (1960); 121, 1541 (1961); 125, 1703 (1962).
44. И. М. Дремин, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 38, 229 (1960).
45. S. D. Drell, Revs. Mod. Phys. 33, 458 (1961).
46. В. Б. Берестецкий, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 39, 1078 (1960).
47. F. Bonsignori, F. Selleri, Nuovo cimento 15, 464 (1960).
48. И. М. Дремин, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 43, 551 (1962).
49. E. Ferrari, F. Selleri, Phys. Rev. Letts. 7, 387 (1961); Nuovo cimento 21, 1028 (1961).
50. Z. Koba, A. Krzywicki, Препринт 368/VII.
51. A. Erwin, R. Mach, W. Walker, E. West, Phys. Rev. Letts. 6, 628 (1961).
52. Н. П. Богачев, С. А. Бунятов, И. М. Граменицкий, В. Б. Любимов, Ю. П. Мерекон, М. И. Подгорецкий, В. М. Сидоров, Д. Туwendendorж, ЖЭТФ 37, 1225 (1959).
53. Н. П. Богачев, С. А. Бунятов, И. М. Граменицкий, В. Б. Любимов, Ю. П. Мерекон, М. И. Подгорецкий, В. М. Сидоров, Д. Туwendendorж, ЖЭТФ 37, 1225 (1959).
54. E. Ferrari, F. Selleri, Suppl. Nuovo cimento 26, 453 (1962).
55. И. М. Граменицкий, И. М. Дремин, В. М. Максименко, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 40, 1093 (1961).
56. И. М. Граменицкий, И. М. Дремин, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 41, 856 (1961).
57. S. B. Treiman, C. N. Yang, Phys. Rev. Letts. 8, 140 (1962).
58. И. М. Граменицкий, М. И. Подгорецкий, Препринт ОИЯИ (1962).
59. F. Selleri, Phys. Rev. Letts. 6, 64 (1961); G. Da Prato, Nuovo cimento 22, 123 (1961).
60. Н. Г. Биргер, Ю. А. Смородин, ЖЭТФ 36, 1159 (1959); 37, 1355 (1959).
61. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 45, 1252 (1963).
62. И. М. Дремин, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 40, 1333 (1961).
63. И. М. Дремин, ЖЭТФ 41, 821 (1961).
64. H. Lehman, Nuovo cimento 10, 579 (1958).
65. D. S. Chernavsky, I. M. Dremine, E. L. Feinberg, I. I. Roysen, Nucl. Phys. 44, 116 (1963).
66. И. И. Ройзен, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 44, 1907 (1963).

67. Н. А. Добротин, С. А. Славатинский, Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics, 1960, стр. 819; Nucl. Phys. 35, 152 (1962).
В. В. Гусева, Н. А. Добротин, Н. Г. Зелевинская, К. А. Котельников, А. М. Лебедев и С. А. Славатинский, Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 549 (1962).
68. P. Ciok, J. Gierula, R. Holynski, A. Jurak, M. Miesowicz, T. Saniewska, O. Stanis, J. Pernegr, Nuovo cimento 8, 166 (1958); 10, 741 (1958).
69. D. S. Chernavsky, Postepy Fisyki 9, 653 (1958).
70. Г. А. Милехин, Proc. of the Moscow Cosmic Ray Conf. (Moscow, 1959), vol. 1, стр. 220.
71. D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, M. Tonin, Nuovo cimento 22, 569 (1961).
72. D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, Nuovo cimento 26, 896 (1962).
73. D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini, Phys. Letts. 1, 29 (1962).
74. L. Bertocchi, S. Fubini, M. Tonin, Препринт 7974/ТН 274; Nuovo Cimento 25, 626 (1962).
75. V. A. Belyakov, Wang Yung-chang, V. I. Veksler, N. M. Viryasov, Du Yuan-cai, E. N. Kladnitskaya, Kim Hi In, A. A. Kuznetsov, A. C. Mikhail, Nguyen Dinh-Tu, V. N. Penev, E. S. Sokolova and M. I. Solov'ev, 1962 CERN Int. Conf. on High Energy Phys., Geneva, стр. 336.
76. П. А. Усик, В. И. Руськин, ЖЭТФ, 39, 1718 (1960).
77. Э. Г. Бубелев, Г. Т. Зацепин, Труды Международной конференции по космическим лучам (Москва, 1959) т. I, стр. 285.
78. S. Hasegawa, Progr. Theor. Phys. 29, 128 (1963).
79. C. F. Powell, Proc. IX Intern. Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1959, vol. 11.
80. D. H. Perkins, Proc. Intern. Conf. on Theor. Aspects of Very High Energy Interactions, CERN, 1961.
81. S. Alper, E. M. Friedländer, Rev. phys. 7, 311 (1962).
82. Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Раппопорт, ЖЭТФ 34, 506 (1958).
83. Н. Л. Григоров, М. А. Кондратьева, А. И. Савельева, В. А. Собиняков, А. В. Подгурская, В. Я. Шестоперов, Труды Международной конференции по космическим лучам (Москва, 1959), т. I, стр. 122.
84. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 51 (1953); С. З. Белецкий, Л. Д. Ландау, УФН 56, 309 (1955).
85. Г. А. Милехин, Труды Международной конференции по космическим лучам (Москва, 1959), т. I, стр. 212.
86. N. M. Duller, W. D. Walker, Phys. Rev. Letts. 8, 166 (1958).
87. Н. Л. Григоров, ЖЭТФ 45, № 12 (1963).
88. P. K. Malhotra, Препринт (1962).
89. Z. Koba, Proc. Intern. Conf. on Theor. Aspects of Very High Energy Interactions, CERN, 1961.
90. G. Sossioni, Phys. Rev. 111, 1699 (1958); K. Niu, Nuovo cimento 10, 994 (1958).
91. J. Gierula, M. Miesowicz, P. Zielinski, Nuovo cimento 18, 102 (1960).
92. J. Gierula, Proc. Intern. Conf. on Theor. Aspects of Very High Energy Interactions, CERN, 1961.
93. E. M. Friedländer, Phys. Rev. Letts. 5, 212 (1960).
94. К. И. Алексеева, Л. Л. Габуния, Ден Пхен Су, Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, ЖЭТФ 43, 783 (1962); Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 572 (1962).
95. V. Simak, Частное сообщение.
96. А. А. Емельянов, ЖЭТФ 36, 1550 (1959); М. Hamaguchi, Nuovo cimento 5, 1622 (1953); 6, 1243 (1957); А. А. Емельянов, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 37, 1058 (1959).
97. Ж. С. Такибаев, А. А. Локтионов, Л. А. Санько, Ц. И. Шахова, Труды Международной конференции по космическим лучам (Москва, 1959), т. I.
98. J. Bartke, P. Ciok, J. Gierula, R. Holynski, M. Miesowicz, T. Saniewska, Proc. of the Cosmic Ray Conf. (Moscow, 1959), vol. 1, стр. 113.
99. J. Gierula, M. Miesowicz, Препринт (1963).
100. Г. Т. Зацепин, Изв. АН СССР, сер. физ., 5, 674 (1962).
101. G. Sossioni, 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN, Geneva, 1962, стр. 883.
102. В. С. Мурзин, Тр. Всесоюзного Совещания по космическим лучам (октябрь 1963); A. G. Barkow, B. Chamanu, D. M. Haskin, P. L. Jain, E. Lohrmann, M. W. Teucher, M. Schein, Phys. Rev. 122, 617 (1960).
103. J. Gierula, M. Miesowicz, Nuovo cimento 27, 149 (1963).

104. B. Edwards, J. Losty, D. H. Perkins, K. Pinkau, J. Reynolds, *Phil. Mag.* 3, 237 (1958).
 105. Н. Л. Григоров, В. В. Гусева, Н. А. Добротин, К. А. Котельников, В. С. Мурзин, С. В. Рябиков, С. А. Славатинский, Труды Международной конференции по космическим лучам (Москва, 1959), т. I, стр. 143.
 106. С. А. Славатинский, Д. С. Чернавский, Труды Международной конференции по космическим лучам (Москва, 1959), т. I, стр. 161.
 107. G. Sossioni, *Proc. 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics, Geneva.*
 108. Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь, *ЖЭТФ* 43, 1411 (1962).
 109. Н. М. Герасимова, Д. С. Чернавский, *ЖЭТФ* 29, 372 (1955).
 110. С. И. Бриккер, Н. Л. Григоров, М. А. Кондратьева, А. В. Подгурская, А. И. Савельева, В. А. Собиныков, В. Я. Шестоперов, *Suppl. Nuovo cimento* 8, 733 (1958); Н. Л. Григоров, В. Я. Шестоперов, *ЖЭТФ* 37, 1147 (1959); Г. Б. Жданов, Е. А. Замчалова, М. И. Третьякова, М. Н. Щербакова, *ЖЭТФ* 34, 843 (1958).
 111. С. И. Никольский, *УФН* 78, 365 (1962).
 112. J. Duthie, C. M. Fisher, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkau, *Nuovo cimento* 24, 122 (1962).
 113. Е. Л. Фейнберг, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 5, 622 (1962).
 114. Ю. С. Вернов, И. Н. Сисакян, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 5, 642 (1962).
 115. И. Я. Померанчук, Е. Л. Фейнберг, *ДАН СССР* 93, 439 (1953).
 116. E. L. Feinberg, I. Romagnan, *Suppl. Nuovo cimento* 3, 652 (1956).
 117. И. И. Иванчик, *ЖЭТФ* 35, 617 (1959).
 118. M. L. Good, W. D. Walker, *Phys. Rev.* 120, 1857 (1960).
 119. P. T. Mathews, A. Salam, *Nuovo Cimento* 21, 126 (1961).
 120. G. Sossioni, A. N. Diddens, E. Lillethun, A. M. Wetherell, *Phys. Rev. Letts.* 6, 231 (1961).
 121. В. Н. Грибов, Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, А. П. Рудик, *ЖЭТФ* 42, 1419 (1962).
 122. К. А. Тер-Мартirosян, *ЖЭТФ* 44, 341 (1963).
 123. И. М. Дремин, Д. С. Чернавский, *ЖЭТФ* 45, № 12 (1963).
 124. B. Blankenbessler, L. F. Cook, M. L. Goldberger, *Phys. Rev. Letts.* 8, 463 (1962).
 125. S. C. Frautschi, *Nuovo cimento* 28, 409 (1963).
 126. S. Mandelstam, *Препринт* (1963).
 127. D. Amati, Cini, *Препринт* (1963).
-

