

УДК 530.145

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ *

Дж. Д. Бьеркен

Стэнфордский линейный ускоритель,
Стэнфорд, Калифорния, США

Статья посвящена вопросам теории и эксперимента слабых и электромагнитных взаимодействий при высоких энергиях.

В первой части обсуждены основы современной теории слабых и электромагнитных взаимодействий, в частности вопрос о высших порядках слабых взаимодействий.

Во второй части рассмотрены глубоко неупругие электромагнитные и слабые процессы лептон-адронных взаимодействий, когда в конечном состоянии наряду с лептоном детектируются некоторые выделенные адроны.

This paper is devoted to some theoretical and experimental aspects of weak and electromagnetic interactions at high energies.

In the first part the foundations of weak and electromagnetic theory and the question of higher orders of the weak interaction are considered.

In the second part the deep inelastic lepton-hadron interactions are considered, when not only a lepton is observed but also some hadrons.

ВВЕДЕНИЕ

Эта статья посвящена некоторым наименее изученным аспектам физики слабых и электромагнитных взаимодействий — тем, которые непосредственно связаны со структурой динамики на все более и более малых расстояниях. Этот вопрос своевременен, ввиду того что очень скоро при помощи ускорителя Национальной ускорительной лаборатории, встречных накопительных колец ЦЕРНа и новых встречных пучков станут доступны энергии, по крайней мере в десять раз превышающие современные, и возникнет возможность рассмотрения процессов при значительно больших энергиях.

* Перев. с англ. под ред. д-ра физ.-мат. наук Р. М. Мурадяна.

Сначала кратко обсудим основы теории слабых и электромагнитных взаимодействий и возможности их модификации в будущем. Этот вопрос касается экспериментаторов; для теоретиков наиболее важным является вопрос о высших порядках слабых взаимодействий. Новые ускорители позволяют вывести этот вопрос на реальную экспериментальную основу. Хотя эта тема, вероятно, слишком трудна для теоретиков, тем не менее потратим определенные усилия для ее рассмотрения.

Затем следует отметить проблему глубоко неупругих процессов, поддающуюся детальному обсуждению, например электророждение $e^- + p \rightarrow e^- +$ адроны, когда в конечном состоянии наблюдается рассеянный электрон с большим поперечным импульсом, а адроны не детектируются. К настоящему времени этот эксперимент и аналогичные нейтринные эксперименты обсуждены весьма детально и в предсказаниях теоретики почти единодушны. Этот круг вопросов весьма удобно систематизирован Гелл-Манном и Фритшем [1], так что нам остается только ожидать экспериментального подтверждения предсказаний теории. Так как на эту тему уже существуют обзоры [2—5], на ней не будем останавливаться. Но имеются другие родственные вопросы, на обсуждение которых будет потрачено больше времени. Это прежде всего вопрос о том, что можно ожидать, когда в глубоко неупругих процессах наряду с лептоном детектируются некоторые адроны. Техника алгебры токов, которая оказалась столь полезной при рассмотрении инклюзивных лептонных экспериментов, практически не способна помочь нам выяснить свойства конечных адронных состояний. До недавнего времени не было даже более или менее хорошего понимания того, как должны вести себя адронные распределения в обычных многочастичных процессах. Позаимствуем здесь идеи об адронных распределениях из лекций Фрезера [6, 7] и попытаемся применить их к адронным распределениям в глубоко неупругих процессах.

1. ПРОВЕРКА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ; ПРОВЕРКА $J_\mu J_\mu$ -СТРУКТУРЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ; СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВЫСШИХ ПОРЯДКАХ

Наиболее важным вопросом слабых и электромагнитных взаимодействий является вопрос о надежности исходных предположений. Другими словами, справедливы ли уравнения Максвелла и уравнение Дирака при переходе ко все более высоким энергиям и все меньшим и меньшим расстояниям. К настоящему времени предложенные для проверки эксперименты [8] были выполнены и находятся, по-видимому, в хорошем согласии с теорией [9]. Однако успокаиваться несколько преждевременно, потому что в течение нескольких следующих лет установки со встречными электрон-позитронными пучками очень высоких энергий позволя

провести ряд проверок теории при значительно больших значениях импульсов и, следовательно, меньших расстояниях, чем это было доступно до сих пор. Чувствительность всех этих проверок определяется энергией в системе центра инерции $e^+ - e^-$ -системы,

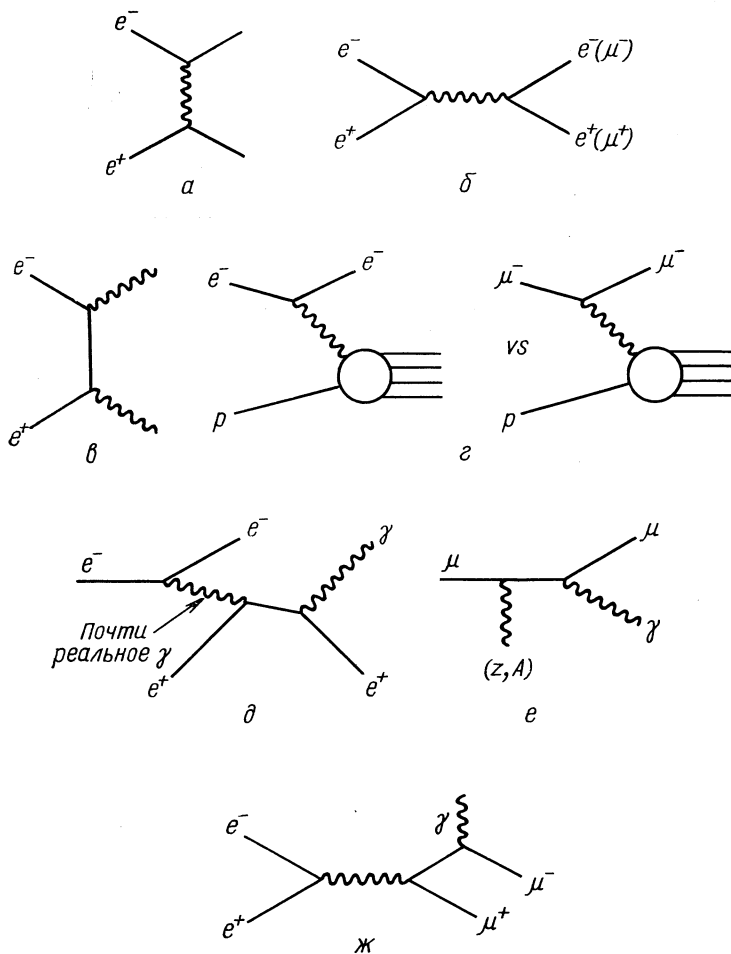


Рис. 1. Электромагнитные процессы для проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях.

которая будет лежать в интервале от 5 до 10 Гэв. Различные предполагаемые типы проверок квантовой электродинамики (КЭД) проиллюстрированы на рис. 1. Кулоновское $e^+ - e^-$ -рассеяние, при котором измеряются электронная вершина и фотонный про-

пагатор для пространственноподобных значений передачи 4-импульса, показано на рис. 1, а. Помимо кулоновской диаграммы имеется аннигиляционная (см. рис. 1, б). Здесь конечное состояние может быть мюонной или электрон-позитронной парой. В последнем случае амплитуда аннигиляции интерферирует с амплитудой рис. 1, а. Процесс рис. 1, б измеряет фотонный пропагатор, электронную и мюонную вершину во времениподобной области и представляет большой интерес в связи с предложением Ли и Вика [10] о возможной модификации фотонного пропагатора

$$1/q^2 \rightarrow 1/q^2 - 1/(q^2 - \Lambda^2) \quad (1)$$

за счет вклада нестабильной частицы с массой Λ , обладающей индефинитной метрикой. Аннигиляция $e^+ - e^-$ на два γ -кванта, показанная на рис. 1, в, чувствительна к поведению электронного пропагатора в пространственноподобной области (а также к величине электронной вершины вне массовой поверхности). Глубоко неупругое электроорождение показано на рис. 1, г. Сравнивая неупругое рассеяние электронов с рассеянием мюонов, можно определить мюонную вершину в пространственноподобной области. Другая интересная возможность — наблюдение комптоновского рассеяния на позитронах (или электронах) в $e^+ - e^-$ -столкновениях (см. рис. 1, д). Виртуальное фотонное поле Вайцекера — Вильямса испытывает комптон-эффект на позитроне, так что под большим углом вылетают компланарные позитрон и γ -квант, а электрон летит в направлении вперед [11].

Таким способом можно получить информацию об электронном пропагаторе во времениподобной области, где он особенно чувствителен к вкладу состояния с квантовыми числами электрона, распадающегося на $e + \gamma$ [12]. Вероятность процесса довольно большая и меньше вероятности обычного кулоновского рассеяния лишь на множитель $(\alpha/\pi) \ln (E/m_e)$. Изучение мюонного пропагатора во времениподобной области — несколько более трудная задача; можно попытаться исследовать тормозное излучение на большие углы в Батавии (см. рис. 1, е) или же реакцию $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ на встречных пучках (см. рис. 1, ж). Это дает почти все, что бы хотелось получить в случае встречных пучков. Очевидно, имеется много неиспользованных возможностей для проверки квантовой электродинамики и проверка далеко еще не закончена.

Таким же способом можно произвести проверку того, что энергетическая структура слабых взаимодействий имеет структуру «ток \times ток». Этот вопрос еще далек от исчерпывающего ответа. В особенности требуется доказать существование или отсутствие «диагональных» слабых взаимодействий — связей частей слабого тока с соответствующими эрмитово сопряженными частями. Известны четыре источника информации: 1) астрофизические данные

о процессе $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ дают верхний предел вероятности на четыре порядка больший, чем ожидаемая вероятность [13, 14]; 2) в эксперименте Райниса и Гурра [15] была сделана попытка наблюдать рассеяние антинейтрино от реактора на электронах. Пока что верхний предел сечения в четыре раза больше, чем предсказание обычной теории. Снижение этого предела до интересующего уровня является делом времени *; 3) имеются данные о нарушении четности в ядерных силах с $\Delta S = 0$; 4) на новых ускорителях имеется интересная, хотя и трудная возможность наблюдения реакции когерентного образования на ядрах μ -пар пучком нейтрино: $\nu_\mu + (Z, A) \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + (Z, A)$ [16].

Помимо фундаментального вопроса о ток \times ток-структуре в случае полулептонных процессов имеется вопрос о том, правильно ли описывает процессы ток Кабиббо. Нейтринные эксперименты в Батавии позволят исследовать множество новых процессов и позволят выполнить более строгую, чем до сих пор проверку теории. Кроме того, новые гиперонные пучки позволят более детально изучить лептонные распады гиперонов. Во всех перечисленных выше случаях существует теория — предсказания ждут экспериментов. Истинную проблему для теоретиков представляет вопрос о том, что может случиться в высших порядках теории слабых взаимодействий. Рассмотрим это в настоящей главе.

Изложение здесь в значительной степени обусловлено работой, выполненной совместно с Аппельквистом [17] **, и поэтому его нельзя считать объективным изложением ситуации. Прежде всего хотелось бы обратить внимание на то, что по отношению к слабым взаимодействиям мы находимся примерно в том же положении, в каком находились физики по отношению к сильным взаимодействиям в конце 30-х и в начале 50-х годов. Было известно, что взаимодействие существует, и предполагалось, что какой-то мезон является переносчиком силы. К тому же кое-что было известно о свойствах симметрии взаимодействия. Было бы трудно ответить на вопрос, что было бы эквивалентно теоретическому предсказанию в 1938 г. существования и свойств K -мезона.

Однако можно оглянуться назад и спросить, можно ли извлечь полезные уроки из ранней истории теории сильных взаимодействий. Я думаю, что просмотр литературы тех времен приводит к выводу, что многие теоретические усилия часто оказывались слишком претенциозными. Они были обусловлены квантовой электродинамикой, которая в начале 50-х годов была весьма привлекательна. И хотя, вероятно, существовало единодушное мнение, что использование полевых уравнений для сильных взаимодейст-

* В настоящее время верхний предел сечения этого процесса понижен приблизительно в два раза. — *Прим. ред.*

** Аналогичная работа была выполнена А. Д. Долговым, Л. Б. Окунем, В. И. Захаровым (*Nucl. Phys.*, 1972, **В37**, 493).

вий не совсем оправдано, тем не менее это определяло способ мышления многих физиков до тех пор, пока Чу и Лоу и развитие дисперсионных соотношений не побудили принять существенно более феноменологическую позицию, кульминационным выражением которой явились идеи и концепции S -матрицы. Конечно, главное заключалось в том, что большие ускорители очерчивали правильный энергетический режим и обеспечивали проверку предсказаний теоретиков. В слабых взаимодействиях мы пока еще не достигли соответствующего энергетического режима.

Моей мечтой является осуществление эксперимента на встречных нейтрино-электронных пучках с энергией 1000 Гэв в системе центра инерции. Теоретики могут думать об этом, и почему бы не помечтать? Что при этом обнаружится? Будут ли появляться только лептоны или главным образом адроны, или их смесь, а может быть, что-нибудь новое? В любом случае, если такие эксперименты будут выполнены, ответ, по-видимому, должен быть весьма сложным, так как теория слабых взаимодействий является неперенормируемой (точно так же, как в старину думали о сильных взаимодействиях). Предусмотрительные теоретики должны несколько воздержаться от попыток построить замкнутую, полную теорию слабых взаимодействий. Они должны встать на феноменологическую точку зрения и посмотреть на проблему примерно так же, как мы сейчас смотрим на сильные взаимодействия. Как бы то ни было, Appelquist и я попытались это сделать. На нас оказало большое влияние изучение работы И. Я. Померанчука [18], который рассмотрел слабые взаимодействия с точки зрения дисперсионных соотношений и применил методы физики сильных взаимодействий.

Для того чтобы сделать проблему по возможности ясной и установить некоторые основные правила, рассмотрим лишь амплитуды лептон-лептонных процессов. Предположим, что при низких энергиях справедлива обычная «ток \times ток»-теория, что при высоких энергиях можно пренебречь массой электрона и электромагнитными эффектами. Предположим также μ -универсальность в сильной форме, которая означает, что имеется лептонная $U(2)$ -симметрия [19], позволяющая объединить μ и e с отрицательной спиральностью в изоспиновый дублет $l = \begin{pmatrix} \mu \\ e \end{pmatrix}$, а ν_μ и ν_e — в другой $I = 1/2$ дублет $\nu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix}$. Общепринятая ток \times ток-форма слабых взаимодействий, включающая электромагнитные взаимодействия, инвариантна относительно $U(2)$ -преобразований, которые одновременно смешивают μ с e и ν_μ с ν_e . Кроме этого, в отсутствие электромагнетизма предположим справедливость дискретной симметрии $\nu \leftrightarrow l$ [20]. Такая высокая симметрия может оказаться ошибочной, но она проста, совместима с общепринятой

картиной и уменьшает число независимых амплитуд. Действительно, можно спросить, чему равно число амплитуд лептон-лептонного рассеяния? Оказывается, все двухчастичные процессы лептон-лептонного рассеяния описываются тремя независимыми амплитудами, которые назовем A , B и C . Амплитуда A представляет собой амплитуду μ -распада; амплитуда B описывает $\nu_e - \nu_\mu$ -рассеяние и амплитуда C — $\nu_e - \mu$ -рассеяние. Все другие амплитуды можно выразить через эти величины или их линейные комбинации. К тому же, если положить все массы лептонов равными нулю, то в каждом канале останется лишь одна спиральная амплитуда. В s -канале $L_e + L_\mu = 2$; в t -канале $L_e = L_\mu = 0$. В обычной теории считается, что $A \approx 4\sqrt{2}Gs$ и $B = C \approx 0$. Основная трудность при таком выборе была указана Ли и Янгом [21] десять лет назад. Амплитуда A , растущая линейно с s , представляет собой чистую s -волну. Однако s -волна должна быть ограничена условием унитарности; в данной нормировке $A \leq \text{const}/s$. Таким образом, унитарность требует модификации теории при достаточно высоких энергиях. Процесс $\nu_e + \mu \rightarrow e + \nu_\mu$ дает наиболее сильное ограничение [22] $E_{\text{с.ц.и.}} \leq 600 \text{ Гэв}$. Конечно, мы не обязаны продвигаться так далеко по энергии и можем интересоваться лишь поправками к низкоэнергетическим амплитудам, вычисленным по теории возмущений. Апфельквист и я, используя технику теории сильных взаимодействий, проделали эти вычисления. Представление Мандельштама и итерационная процедура для сильных взаимодействий [23] легко позволяют получить высшие поправки. При этом возникает большое количество параметров, представляющих собой константы вычитания в дисперсионных соотношениях, и можно написать

$$A(s, t) = \sum_{\substack{n \geq 1 \\ m=0}} \alpha_{nm} (Gs)^n (Gt)^m + \text{унитарные поправки}, \quad (2)$$

где $n \geq 1$ из-за наличия кинематического нуля в спиральных амплитудах. Можно вычислить унитарные поправки, написав условия унитарности для $\text{Im } A$, $\text{Im } B$ и $\text{Im } C$, в которые входят амплитуды низшего порядка. Дисперсионные соотношения дают действительную часть, кроме констант вычитания α_{nm} и т. д. Вплоть до третьего порядка все амплитуды описываются только восемнадцатью константами α_{nm} , β_{nm} , γ_{nm} , одна из которых хорошо известна (из распада мюона). Положив $\beta_{10} = \gamma_{10} = 0$, были вычислены в этом порядке амплитуды. Ответ дается следующим уравнением:

$$A(s, t) = 4\sqrt{2}Gs + \sum_{\substack{n+m=2, 3 \\ m \geq 1}} \alpha_{nm} (Gs)^n (Gt)^m +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{4}{3\pi^2} (Gs) (Gt) \ln (-Gt) + \\
 & + \frac{\sqrt{2}}{2\pi^2} (Gs)^3 \ln (-Gs) \left[\gamma_{20} - \frac{1}{2} \gamma_{11} - \frac{1}{\pi^2} \ln (-Gs) \right] + \\
 & + \frac{\sqrt{2}}{2\pi^2} (Gs) (Gt)^2 \ln (-Gt) \times \\
 & \times \left[\frac{1}{2} \alpha_{20} - \frac{2}{3} \alpha_{11} - \frac{1}{4} \gamma_{20} - \frac{1}{12} \gamma_{11} - \frac{1}{8\pi^2} - \frac{\sqrt{2}}{2\pi^2} (Gs) (Gu)^2 \ln (-Gu) \times \right. \\
 & \left. \times \left[\frac{1}{4} \beta_{20} + \frac{1}{12} \beta_{11} - \frac{1}{9\pi^2} \ln (-Gu) \right] \right]. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Этот результат скорее академический; отсюда видно лишь, что соответствующая эффективная константа разложения равна G/π^2 . Он показывает, что независимо от конкретной теории в области, где справедлив ряд теорий возмущений, можно феноменологически представить амплитуду при помощи конечного числа параметров.

В качестве следующего шага естественно рассмотреть дисперсионные соотношения для рассеяния вперед. Фактически это было сделано И. Я. Померанчуком, хотя его выводы касаются не тех аспектов, которые будем обсуждать здесь. На основе дисперсионных соотношений можно прийти к выводу, что „слабое обрезание“, по-видимому, гораздо меньше 600 Гэв. Оказывается, что если амплитуду при низких энергиях выразить через дисперсионный интеграл от сечений при высоких энергиях, то дисперсионный интеграл сам дает вклад в некоторую часть низкоэнергетической амплитуды. Грубо говоря, чем больше сечение при высоких энергиях, тем больше вклад в область низких энергий. Требование того, чтобы обычный «ток \times ток»-гамильтониан давал правильное описание при низких энергиях, накладывает ограничения на высокоэнергетическое поведение. В этом заключается суть работы И. Я. Померанчука.

Например, рассмотрим v_e — e -рассеяние, описываемое амплитудой $D = C - A$. Канал v_{ee} является s -каналом, и из-за кинематического нуля при $s \rightarrow 0$ $D \rightarrow 0$. Поэтому можно попытаться написать

$$D = \frac{s}{\pi} \int ds' \left[\frac{\sigma_{ve}(s')}{s' - s} - \frac{v_{ve}^-(s')}{s' + s} \right], \quad (4)$$

где сделано опасное предположение о справедливости асимптотики Померанчука. Если оно правильно, то имеет место следующее интересное низкоэнергетическое правило сумм

$$4\pi G \sqrt{2} = \int_0^{\infty} \frac{ds}{s} [\sigma_{ve}(s) - \sigma_{ve}^-(s)] \approx 7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (5)$$

Другими словами, если поверить этой асимптотике, чисто лептонные сечения должны быть большими. С другой стороны, можно утверждать, что сечения не могут быть слишком большими, иначе могут возникнуть затруднения с нейтральными токами. В качестве иллюстрации рассмотрим амплитуду C , которая при низких энергиях сводится к $\bar{C} = \gamma_{10}Gs$ (напомним, что $A \approx \alpha_{10}Gs$; $\alpha_{10} \approx \approx 4\sqrt{2}$). Следует ожидать, что γ_{10} гораздо меньше единицы, так как при низких энергиях ток \times ток-картина весьма точна. Используя асимптотику Померанчука, можно снова связать γ_{10} с сечениями при высоких энергиях:

$$G\gamma_{10} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s} [\sigma_{\nu_{\mu}e}(s) - \sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e}(s)]. \quad (6)$$

Сечения, входящие в дисперсионный интеграл, по крайней мере, при низких энергиях, даются локальной ток \times ток-теорией. Низкие энергии означают, что s меньше некоторого параметра обрезания λ^2 ; тогда уравнение (6) позволяет оценить вклад в γ_{10} от той области, где справедлива обычная теория. Вклад дает только $\nu_{\mu}e$ -рассеяние; $\sigma_{\nu_{\mu}e} \approx G^2s/\pi$ и интеграл в (6) оказывается квадратично зависящим от параметра λ :

$$\gamma_{10} \approx \frac{G\lambda^2}{\pi^2} + \frac{G^{-1}}{\pi} \int_{\lambda^2}^{\infty} \frac{ds}{s} [\sigma_{\nu_{\mu}e}(s) - \sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e}(s)]. \quad (7)$$

При условии, что высокоэнергетический дисперсионный интеграл не уменьшает вклад низкоэнергетической части, требование $\gamma_{10} \ll 1$ означает также, что $G\lambda^2 \ll 1$. Серьезная критика такого рассмотрения заключается, по-видимому, в том, что дисперсионное соотношение для γ_{10} нуждается в вычитании. Наиболее убедительно было бы вместо дисперсионного соотношения для амплитуды C при фиксированном $-t$ использовать дисперсионное соотношение с фиксированным $-u$ при $u = 0$. Тогда

$$\gamma_{10}G = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds'}{s'^2} \text{Im } C(s', -s'). \quad (8)$$

Абсорбтивная часть в этом случае отвечает каналам с перезарядкой. Для положительных s' это $\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu} \rightarrow e^+ + e^-$, а для отрицательных s' — $\nu_{\mu} + e^- \rightarrow e^- + \nu_{\mu}$. Предположение о справедливости дисперсионных соотношений без вычитаний для этих процессов, происходящих с обменом заряда и лептонного числа, вероятно, более обоснованно, чем для полных сечений. Если при очень высоких энергиях взаимодействия становятся сложными и сильными из-за наличия многих конкурирующих каналов, нель-

зя ожидать выживания амплитуд перезарядки. Если снова при $|s'| < \lambda^2$ воспользоваться обычной теорией для абсорптивной части, то получим прежний вклад, приведенный в (7). Отсюда вытекает вывод, что если ток \times ток-теория справедлива при низких энергиях, то $G\lambda^2$ должно быть значительно меньше единицы. Б. Иоффе подробно изучил этот общий вопрос с точки зрения лагранжевой полевой теории [24]. Вычислив диаграммы высших порядков, он пришел к тому же заключению. Дальнейшее значительное снижение величины параметра обрезания может быть

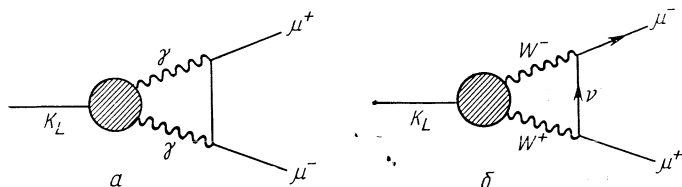


Рис. 2. Электромагнитный (а) и слабый (б) механизмы распада $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

достигнуто при рассмотрении других процессов. Решающим процессом является распад [25] $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$, а также разность масс [26, 27] K_L и K_S . Распад $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в настоящее время измерен, но не наблюдался с очень большой точностью [28]. Фактически он настолько мал, что представляет для теоретиков трудную проблему. Распад может происходить через два γ -кванта $K_L \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2\mu$ (рис. 2, а). Вычисляя абсорптивную часть этой петли, подставляя известную из опыта амплитуду $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ и пренебрегая другими возможными вкладами, получаем отношение вероятностей порядка $6 \cdot 10^{-9}$. Экспериментальное значение примерно в 3 раза меньше*. В то время как некоторые дороги для отступления открыты, например учет кроме 2γ других состояний при вычислении абсорптивной части, никто не привел убедительных аргументов в пользу того, что другие состояния существенны. Даже если вопрос о малости мнимой части будет разрешен, останется вопрос о понимании малости вещественной части амплитуды, которая обычно больше, чем мнимая часть. Помимо этого, можно ожидать, что станет важным второй порядок слабых взаимодействий. Например, если существует промежуточный W -бозон, можно показать, что амплитуда виртуального процесса $K_L \rightarrow W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (см. рис. 2, б) квадратично расходится [25]. Причина этого заключается в том, что нейтринный пропагатор дает степень

* Новые данные по распаду $K_L \rightarrow 2\mu$, которые были доложены на XVI международной конференции по физике высоких энергий в Батавии (1972 г.), ставят под сомнение это число. — Прим. ред.

q^{-1} , пропагатор W с $J = 1$ не дает никакой степени q и одна степень q^{-1} появляется от вершины $K_L W^+ W^-$, если использовать аргументы алгебры токов (впрочем, не очень надежные). Имеется также аргументация в случае отсутствия W -бозона, тесно связанная с глубоко неупругими процессами.

Оценим величину обрезания для этого процесса, используя лишь размерные соображения, а именно

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \sim \left(\frac{G\lambda^2}{\pi^2} \right)^2 \lesssim 7 \cdot 10^{-10}, \quad (9)$$

что дает

$$\lambda \lesssim 5 \text{ Гэв}. \quad (10)$$

Такое малое значение параметра обрезания весьма интересно с экспериментальной точки зрения, так как оно находится в области нейтринных и других экспериментов НАЛа, а также встречных накопительных колец ЦЕРНа. Проявление нелокальности

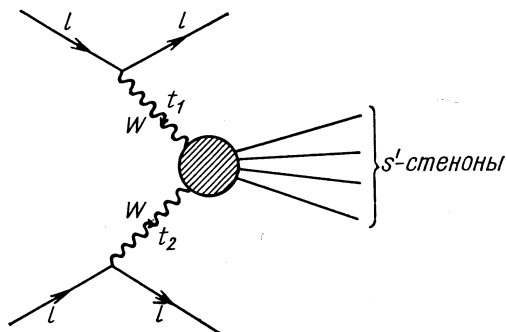


Рис. 3. Вклад слабых взаимодействий второго порядка в разность масс $K_L - K_S$.

в каком-либо классе процессов означает всегда возможность образования новых типов частиц. Имеется надежда, что возможная нелокальность, полученная с помощью грубых оценок с параметром обрезания, представляет собой проявление W или других частиц.

С помощью такого же рода аргументов, можно оценить разность масс K_L и K_S за счет промежуточной $W^+ W^-$ -пары (рис. 3). Это дает менее надежную оценку, чем в случае $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$, и параметр обрезания получается порядка 4 Гэв [26, 27].

Если исходить из необходимости слабых процессов высших порядков, а также возможности их изучения на опыте в близком будущем, то о какого типа моделях высших порядков следует думать? Если просто обращаться с амплитудой низшего порядка

как с лагранжианом, а высшие порядки получать итерацией, то могут возникнуть затруднения с нейтральными токами, т. е. может оказаться, что β_{10} и γ_{10} не малы [24, 27]. Весьма привлекательной гипотезой является гипотеза промежуточного W -бозона; она дает наиболее естественное обоснование ток \times ток-взаимодействия. W -бозон подавляет упругую амплитуду при высоких энергиях из-за фактора $[m_W^2/(q^2 + m_W^2)]$ за счет обмена W -бозоном. Но в случае процесса $\bar{l}l \rightarrow W^+W^-$ снова возникают трудности [27]. Амплитуда этого процесса линейно растет с s в случае, когда образуются W -бозоны с продольной поляризацией в состоянии $J = 1$. Таким образом, без дополнительной модификации унитарность при высоких энергиях нарушается. Чисто электромагнитный процесс $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ страдает тем же недостатком. Что было предложено для решения этой проблемы? Во-первых, имеется предложение Ли и Вика [10], которые ввели новые нестабильные частицы с индефинитной метрикой, чтобы подавить все, что угодно. Во-вторых, Гелл-Манн, Гольдбергер, Кролл и Лоу предложили ввести поля со спином 0 со связью с производной, так чтобы сингулярная часть пропагатора W сокращалась. Этого можно достичь, если не рассматривать так называемые диагональные каналы $A\bar{B} \rightarrow W \rightarrow A\bar{B}$. Для диагональных каналов ничего нельзя сказать. Я не вижу также в их подходе специфического паллиатива для проблем, касающихся процесса $\bar{l}l \rightarrow W^+W^-$.

Во всяком случае, мы должны понять, каким образом этот канал подавляется при высоких энергиях. Это означает, что или лептоны сильно взаимодействуют между собой (большие фазовые сдвиги), или W -бозоны сильно взаимодействуют между собой, или все они сильно взаимодействуют друг с другом. Возможность сильного взаимодействия между лептонами снова приводит к проблеме нейтральных токов, которую мы уже обсуждали. Простой и привлекательный выбор заключается в том, чтобы сохранить слабую связь W -бозонов с лептонами, но позволить W -бозонам сильно взаимодействовать друг с другом и обеспечить тем самым подавление. Это утверждение содержится в широком классе предложенных моделей. Маршак, Окубо и Риан [31] и другие [32] предложили, что W -бозоны являются членами некоторого мультиплетта Янга — Миллса, например триплетта с $I = 1$, W^+ , W^0 , W^- или $SU(3)$ -октета (или триплетта). Имеется возможность включения в сильное W -взаимодействие CP -нарушения, предложенная Нишиджимой, Окубо, Гелл-Манном и др. [33, 34]. Имеются также модели, в которых W -бозоны сильно взаимодействуют также с адронами [35—38]. К классу моделей с сильно взаимодействующими W -бозонами принадлежит также модель Ли и Янга с неперенормируемым электромагнитным взаимодействием [39—41]; при высоких энергиях γ — W -силы сами становятся силь-

ными и обеспечивают подавление, достаточное для унитаризации $\bar{l}l \rightarrow W^+W^-$ амплитуды.

Была сделана попытка рассмотрения расщепления W -бозона. Если W -бозон имеет внутреннюю структуру, то можно предположить, что при обычном обмене W -бозон расщепляется и вместо одной частицы происходит обмен двумя (рис. 4). Эта идея принадлежит Куммеру и Сегре [42]. Если оба объекта имеют $J = 0$,

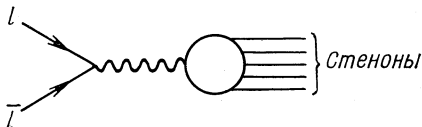


Рис. 4. Механизм Куммера — Сегре для слабых взаимодействий.

то имеется возможность построения перенормируемой теории. Эта идея была исследовываемым образом разработана Кристофом [43]. Если потребовать ток \times ток-структуры, то потребуются ввести много новых частиц, которые

должны быть связаны друг с другом мистическим способом. Далее, если один из этих объектов с $J = 0$ виртуально излучается и поглощается адроном, то могут иметь место значительные эффекты несохранения четности порядка G вместо G^2 , имеющих место в обычных адронных процессах. Все это выглядит весьма искусственно; кажется выгоднее иметь дело с обычным добрым старым W -бозоном.

При любом способе введения сильно взаимодействующих между собой W -бозонов имеется возможность существования многих различных типов W -бозонов [44]. Они должны лежать на траекториях Редже, с реджевскими повторениями, дочерьми и т. д. Вероятно, следует считать, что W -бозоны образуют большую семью частиц, а не просто одну частицу с $J = 1$. Аппельквист и я назвали их стенонами — это семейство всех частиц, сильно взаимодействующих с промежуточными бозонами. Например, если W -бозон лежит на обменно-вырожденной траектории, то должен существовать заряженный стенон с $J = 0$ и с массой меньшей, чем у W -бозона с $J = 1$. Следовательно, как было указано Ли [45], распад $W^+ (J = 1) \rightarrow W^+ (J = 0) + \gamma$ является электромагнитным и протекает очень быстро. Распад $W^+ (J = 0)$ на лептоны подавлен по тем же причинам, что и распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$. Вероятно, в распаде $W^+ (J = 0)$ будут доминировать адронные моды.

Что можно сказать о сечениях чисто лептонных процессов в случае, если существуют стеноны? Во-первых, все лептон-лептонные двухчастичные процессы при больших энергиях подавляются из-за обмена W . На рис. 5 построена зависимость $\ln \sigma$ от $\ln s$. Сечение линейно растет с увеличением s ; пока справедлива обычная теория: $\sigma \sim G^2 s$. Во-вторых, при $s \gtrsim m_W^2$ упругое рассеяние становится примерно постоянным. В сечении неупругого лептон-лептонного рассеяния доминирует механизм образования

стенонов, известный сейчас из e^+e^- -столкновений [46—48]; вместо $\gamma\gamma$ -столкновений сюда входят WW -столкновения (рис. 6). Вероятность найти W в лептоне высокой энергии порядка $g_W \sim Gm_W^2/\pi^2$, так что

$$\sigma_{ll} \sim (Gm_W^2/\pi^2)^2 \sigma_{WW}. \quad (11)$$

Для σ_{WW} используем ограничение Фруассара $\sigma_{WW} \lesssim \lambda^2$, где

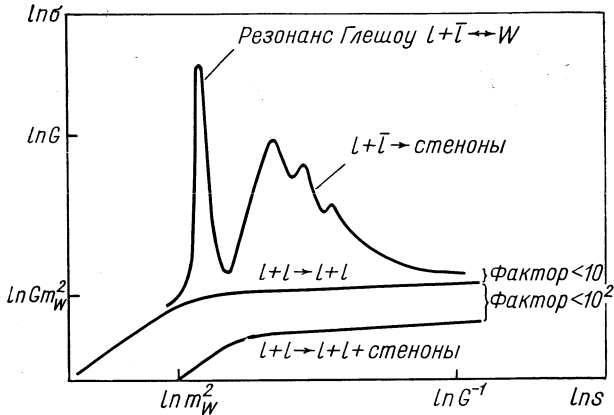


Рис. 5. Приближенная оценка лептон-лептонных и лептон-антилептонных сечений при наличии стенонов.

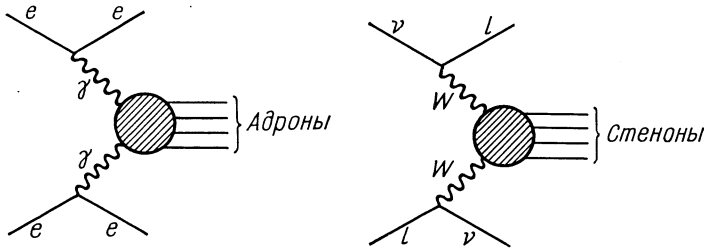


Рис. 6. Двойной периферический механизм образования стенонов в лептон-лептонных столкновениях.

λ — длина комптоновской волны наиболее легкого стенона, которым обмениваются W -бозоны. Допустим $\lambda \sim m_W^{-1}$; отсюда

$$\sigma_{\text{неупр}}^{ll} \gtrsim G^2 m_W^2 / \pi^4 \quad (12)$$

имеет тот же порядок, что и двухчастичные упругие лептон-лептонные процессы. Из-за множителей π величина $\sigma_{\text{неупр}}$ оказывается меньше, чем упругое сечение, от 10 до 100 раз. Однако

при рассмотрении $\bar{l}l$ -взаимодействий возникает другая ситуация. Во-первых, сталкиваемся с резонансом Глешоу [49] $\bar{\nu}l \rightarrow W \rightarrow \bar{\nu}l$, представляющим дискретную линию. Во-вторых, при более высоких энергиях начинается образование большого числа стенонов (рис. 7) в канале с $J = 1$. Поэтому из соображений унитарности

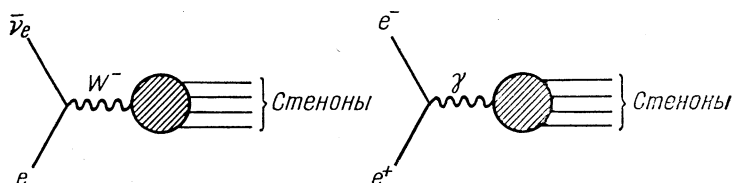


Рис. 7. Образование стенонов при аннигиляции пары лептон — антилептон.

сечение падает, по крайней мере, как s^{-1} . Далее, с целью нормировки можно использовать правило сумм (5) в первом порядке по G :

$$4\pi G \sqrt{2} \sim \int_0^{\infty} (ds/s) \sigma_{l\bar{l} \rightarrow \text{стеноны}} \rightarrow \sigma_{l\bar{l}} \sim G m_W^2/s. \quad (13)$$

Вблизи порога $s \gtrsim m_W^2$ сечение порядка $G \approx 10^{-32} \text{ см}^2$. Затем оно падает как s^{-1} , плавно присоединяясь к вкладам других процессов при $s \sim G^{-1}$ (см. рис. 5). К сожалению, нет возможности измерять сечения этих каналов. Если пытаться приблизиться ближе к действительности, то можно думать о применении ν -нуклонных взаимодействий. Можно представить адрон как набор партонов, ведущих себя как точечные лептоны и антилептоны, однако обладающих квантовыми числами кварков. Далее, так как механизм, представленный на рис. 7, неприменим, образование стенонов в ν -адронных столкновениях должно вести себя, как две нижние кривые на рис. 5. Однако в адрон-адронных столкновениях q и \bar{q} могут аннигилировать, как на рис. 7. Поэтому можно ожидать, что реакция адрон + адрон \rightarrow стеноны должна быть более похожа на верхнюю кривую на рис. 5, но модифицированную некоторыми форм-факторными эффектами.

Все это описывает возможную картину поведения при высоких энергиях. Без сомнения, она неправильна, однако суть этого обсуждения не в деталях, а скорее в изложении точки зрения. Попытка построить фундаментальную лагранжеву теорию слабых взаимодействий может оказаться слишком претенциозной. Рассмотрение проблемы с более феноменологической точки зрения, так, как если бы на горизонте действительно были видны такие

эксперименты, может оказаться более продуктивным для дальнейшего.

До сих пор предполагалось, что стеноны сильно не взаимодействуют с адронами. Если это не так, то возникают две трудности в нейтринных процессах, ни одну из которых нельзя отнести за счет имеющихся неопределенностей. Во-первых, если принять

геометрическое значение для W -нуклонного сечения в полуплеитонном процессе (рис. 8), то ясно, что сечение поглощения нейтрино выше порога образования W имеет значение, много большее общепринятого. Однако при наблюдении мюонов, образованных нейтрино глубоко под землей [50] в Индии, в Южной Африке

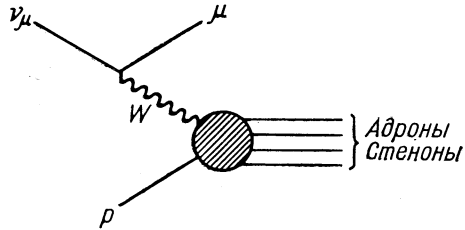


Рис. 8. Образование стенонов в нейтринном процессе при условии стенон — адрон.

и в Юта, не обнаружено аномалий. Это заставляет считать, что $m_W > 10 \text{ Гэв}$, как это было подробно оценено Кабиром и Камалем [51]. Второе ограничение работает в обратном направлении и требует малости массы W -бозона. Оно вытекает из дисперсионных соотношений и связано с влиянием на низкоэнергетическое рассеяние высокоэнергетического поведения [52]. Рассмотрим упругое $\nu - p$ -рассеяние при низких энергиях. Снова напишем дисперсионное соотношение (4):

$$A_{\nu p} = \frac{s}{\pi} \int_0^\infty ds' \left[\frac{\sigma_{\nu p}(s')}{s' - s} - \frac{\sigma_{\bar{\nu} p}(s')}{s' + s} \right] \approx \frac{s}{\pi} \int_0^\infty \frac{ds'}{s'} [\sigma_{\nu p}(s') - \sigma_{\bar{\nu} p}(s')] + \frac{s^2}{\pi} \int_0^\infty \frac{ds'}{s'^2} [\sigma_{\nu p}(s') + \sigma_{\bar{\nu} p}(s')]. \quad (14)$$

Чтобы не противоречить эксперименту, $A_{\nu p}$ не может быть больше $4G\sqrt{2}s$ при $s \ll 1 \text{ Гэв}^2$.

Таким образом,

$$\int \frac{ds'}{s'} [\sigma_{\bar{\nu} p}(s') - \sigma_{\nu p}(s')] \ll 4\pi G \sqrt{2} \sim 7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (15)$$

Полагая

$$\sigma_{\nu p} \sim (Gm_W^2/\pi^2) \sigma_{W^+p}, \quad (16)$$

найдем

$$\left| \int_0^\infty \frac{ds}{s} (\sigma_{W^+p} - \sigma_{W^-p}) \right| \ll \frac{4\pi^3 \sqrt{2}}{m_W^2} \sim \left(\frac{10 \text{ Гэв}}{m_W} \right)^2 10^{-27} \text{ см}^2, \quad (17)$$

что несколько меньше ожидаемого $\sigma_{W \pm p} \gtrsim 10^{-26} \text{ см}^2$. При увеличении m_W расхождение увеличивается. Конечно, если $\sigma_{W+p} \approx \sigma_{W-p}$, проблемы не возникает. Фактически, Каллан [38] построил модели, в которых W является изотопическим синглетом, и это равенство выполняется. Однако сокращение не может быть лучше 1% из-за электромагнитных поправок. Таким образом, трудности остаются, даже если $m_W^2 \gg 10^2 \text{ Гэв}^2$. Наконец, даже если первый член в (14) сокращается, следующий член αs^2 дает:

$$\frac{2\pi G \sqrt{2}}{s} \gtrsim \int_0^\infty \frac{ds'}{s'^2} \sigma_{\nu p}(s'). \quad (18)$$

Полагая $s \gtrsim 1 \text{ Гэв}^2$, получаем для нейтринного эксперимента ЦЕРНа:

$$\sigma_{\nu p}^{\text{средн}} \lesssim \left(\frac{st}{1 \text{ Гэв}^2} \right) 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2 \quad (s > st), \quad (19)$$

где s_t — эффективный порог для образования стенонов. Используя оценку (16) для $\sigma_{\nu p}$, найдем

$$\frac{2\pi G \sqrt{2}}{s} \gtrsim \frac{1}{m_W^2} \left(\frac{Gm_W^2}{\pi^2} \right) \sigma_{Wp} \quad (20)$$

или

$$\sigma_{Wp} \lesssim \left(\frac{1 \text{ Гэв}^2}{s} \right) 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (21)$$

Хотя в настоящее время этот предел дает слабое ограничение, однако при более высоких энергиях упругое $\nu - p$ -рассеяние может наложить очень сильное ограничение на выбор стенонов — адрон.

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ГЛУБОКО НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ С ВЫДЕЛЕННЫМИ АДРОНАМИ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Встречные пучки. Рассмотрим канал однофотонной аннигиляции e^+e^- и запишем инклюзивное сечение для случая, когда в конечном состоянии детектируется адрон типа i с импульсом p , вылетающий под углом ϑ к направлению импульса пучка в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_i}{dp d\Omega} = A_i(p) + B_i(p) \cos^2 \vartheta. \quad (22)$$

Инклюзивное сечение удовлетворяет правилам сумм:

$$\int d\sigma_i = \int \frac{d\sigma_i}{dp d\Omega} dp d\Omega = \bar{n}_i \sigma_{\text{tot}}(s); \quad (23)$$

$$\frac{1}{E_{\text{с. п. и.}}} \int E_i d\sigma_i = \varepsilon_i \sigma_{\text{tot}}(s), \quad (24)$$

где ε_i — доля полной энергии в системе центра инерции, приходящаяся на адрон типа i . Следовательно,

$$\sum_i \varepsilon_i = 1. \quad (25)$$

Отсюда видно, что из измерения одночастичных распределений под большими углами можно определить \bar{n} и σ_{tot} .

Какова природа $d\sigma/dp$? Возможны следующие предельные случаи:

1. Оно совпадает с распределением $d\sigma/dp_{\perp} \sim \exp(-ap_{\perp})$ обычных (адронных) столкновений.

2. Оно совпадает с $d\sigma/dp_{\parallel} \sim f(p_{\parallel}/E_{\text{с.ц.и.}})$. Выбор 1, который был сделан в работе [53], приводит к замечательному предсказанию о постоянстве средней энергии, приходящейся на частицу, поэтому

$$\bar{n} \sim \frac{E_{\text{с.ц.и.}}}{\langle E_{\text{ср}} \rangle} \sim 3\sqrt{Q^2}, \quad (26)$$

что было бы весьма эффективно при высоких энергиях. Выбор 2, наиболее популярный теоретически, следует из предположения, что анализ размерностей можно использовать при выяснении поведения сечений процессов. В электророждении масштабное поведение νW_2 вытекает из анализа размерностей*.

Для достаточно больших Q^2 и $|p| \gg m_i$ предсказывается, что

$$\frac{d\sigma}{dp d\Omega} = \frac{c}{Q^2} \cdot \frac{1}{p} \left[a_i \left(\frac{2p}{\sqrt{Q^2}} \right) + b_i \left(\frac{2p}{\sqrt{Q^2}} \right) \cos^2 \vartheta \right]. \quad (27)$$

Не существует общих аргументов в пользу того, что если в электророждении νW_2 имеет масштабно-инвариантный вид, то отсюда вытекает (27). Чтобы в этом убедиться, рассмотрим рассеяние электрона на уране

$$e^- + U \rightarrow e^- + \text{адроны.}$$

Если данные на водороде автомодельны, то без сомнения νW_2 для урана также автомодельно. Однако если даже

$$e^+ + e^- \rightarrow \bar{U} + \text{адроны}$$

имеет автомодельное поведение, это может не приводить к автомодельности предыдущего процесса. Но это не означает, что в рамках определенных моделей нельзя использовать кроссинг.

Для простоты усредним (27) по углам и просуммируем по адронам типа i :

$$p d\sigma/dp = \sigma_{\text{tot}f}(2p/\sqrt{Q^2})(p \gg m), \quad (28)$$

* См. статью Т. Д. Ли в настоящем номере журнала.— *Прим. ред.*

тогда получим

$$\int dx f(x) = 2; \quad (29)$$

$$\int dx f(x)/x = \bar{n}. \quad (30)$$

Это может являться нормировкой распределений частиц. Другая нормировка при $x \sim 1$ вытекает из того, что можно назвать инклюзивно-экслюзивной связью. В электророждении это — соотношение Дрелла — Янга — Веста или Блума — Гилмана [54], связывающее поведение νW_2 при $\omega \sim 1$:

$$\nu W_2 \sim (\omega - 1)^n, \quad (31)$$

с поведением резонансных форм-факторов

$$F(q^2) \sim (q^2)^{-p} \quad (32)$$

соотношением

$$n = 2p - 1. \quad (33)$$

Инклюзивно-экслюзивная связь эквивалентна утверждению, что экстраполяция инклюзивного распределения в резонансную область (определенную как интервал по p , в котором масса ненаблюдаемой системы меньше некоторого фиксированного числа, скажем, $2 G\epsilon$) дает вклад такого же порядка, что и сумма резонансов, независимо от значений параметров, таких, как угол или энергия пучка:

$$\int_{\text{По резонансной области}} dp (dN/dp)_{\text{инклюзивная экстраполяция}} \approx \Sigma (\text{резонансов}). \quad (34)$$

Справедливость этого утверждения вытекает из довольно общих положений:

1) предположим, что матричный элемент инклюзивного распределения можно плавно экстраполировать в резонансную область;

2) из-за того что масса ненаблюдаемой системы мала (скажем, $2 G\epsilon$), лишь конечное число каналов и парциальных волн должно давать вклад в этой области. Допустим, что это так и разложим матричный элемент по парциальным волнам;

3) введем брейт-вигнеровский множитель в подобные резонансные волны. Это модифицирует матричные элементы с точностью до конечных множителей.

Такая процедура означает справедливость (34): отношение резонансного сигнала к фону всегда порядка 0 (1), т. е. не зависит систематически от внешних условий. Таким образом, если поведение $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ имеет типично резонансный вид и $F_\pi \sim 1/Q^2$, то получим кривые, приведенные на рис. 9, а. Если

$F_\pi \sim 1/Q^4$, то $p \, dN/dp$ может выглядеть примерно как $\sqrt{W_2}$ (см. рис. 9, б), в особенности, если $f(0) \rightarrow \text{const}$ и $\bar{n} \sim \ln Q^2$. Однако такой рост множественности не согласуется с масштабной инвариантностью.

Какие резонансы дают вклад? Этот вопрос был изучен разными авторами [51]. Крамер, Урецки и Валш [55] использовали с этой целью ρ -доминантность; отсюда немедленно следует, что G -четные конечные состояния доминируют над G -нечетными. В конечном состоянии главным образом должно находиться четное число ρ -мезонов. Они рассмотрели следующие каналы $\rho\rho$, $\rho\omega$, ρA_1 ,

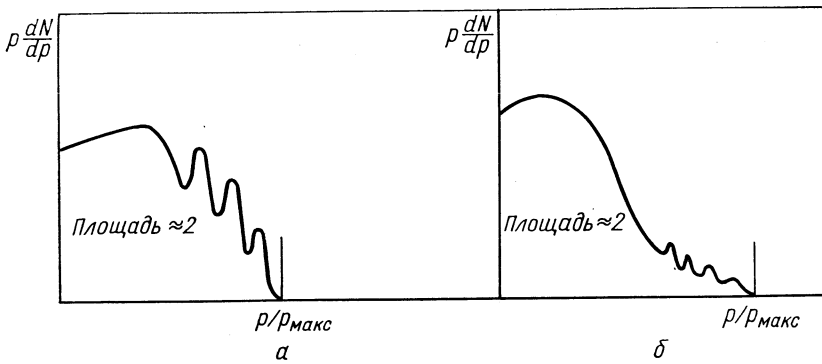


Рис. 9. Распределение $p \, dN/dp$ при условии:
 а — $F_\pi \sim 1/Q^2$; б — $F_\pi \sim 1/Q^4$.

ρA_2 , причем последние три дают главный вклад в порядок полного сечения, полученного во Фраскати. Лаяссак и Ренард [55] оценили вклады других каналов. Конечно, ρ -мезон находится далеко от массовой поверхности и поэтому выводы не очень надежны. Однако, если эти каналы доминируют, одночастичный спектр должен иметь резонансную структуру. Вклад резонансных пиков в однопионный спектр может составлять 25%.

Очевидно, что инклюзивно-эксклюзивную связь можно использовать даже тогда, когда распределение не является автомодельным. Например, в случае 1), соответствующем статистической модели, приходим к выводу, что пионный форм-фактор падает быстрее любой степени Q^2 . По этой причине этот случай выглядит относительно непривлекательным.

Наконец, в случае 2) большая часть вторичных частиц в данном событии имеет большие $p \gg 350 \text{ Мэв}$. Маловероятно, что эти частицы испускаются в случайных направлениях. Гораздо более вероятно, что они объединяются в струи, следовательно, большинство пар по возможности имеют малые инвариантные массы [56].

Инклюзивное электророждение. При обсуждении инклюзивных адронных распределений примем концепции, общепринятые сейчас в адронной физике: короткодействующие корреляции по «быстроте» и предельную фрагментацию. Опишем фазовое пространство переменными p_{\perp} и y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} = \ln \frac{E + p_{\parallel}}{\sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}}, \quad (35)$$

где y — быстрота, введенная Вильсоном [57] и Фейнманом [58], и

$$\frac{d\mathbf{p}}{E} = d^2\mathbf{p}_{\perp} dy. \quad (36)$$

Фазовый объем для π -мезонов при 10 Гэв показан на рис. 10, который взят из данных СЛАК и др., полученных в пузырьковой

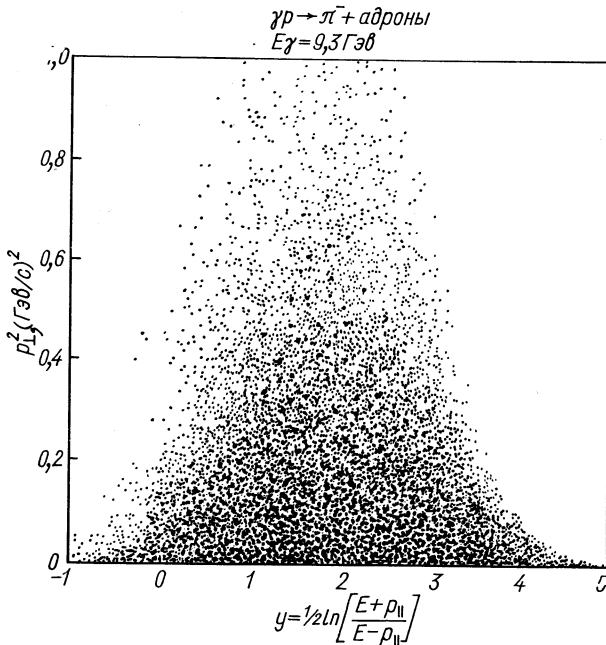


Рис. 10. Разрешенный фазовый объем для пионов при энергии 10 Гэв.

камере. Длина фазового пространства меняется с изменением p_{\perp} примерно как $\ln s$. Главное преимущество переменной y заключается в том, что при продольных лоренцевых преобразованиях $y \rightarrow y + \omega$, т. е. происходит сдвиг y . К тому же в среднем большие Δy между двумя точками фазового пространства (вторичными частицами) соответствуют большой инвариантной массе, поэтому

корреляции вероятно существенны лишь при малых Δy . Этот факт был формализован Мюллером [59] в терминах групповых разложений [60] (см. также [57, 53, 2] инклюзивных функций распределения. При короткодействующих корреляциях следует ожидать, что точки фазового пространства распределены с равномерной плотностью, вдали от границы и вблизи границы плотность зависит только от расстояния до границы и вида границы (мишень или налетающая частица).

Важна длина корреляции L , вне которой корреляции отсутствуют. Из реджистики [58] можно ожидать, что корреляции

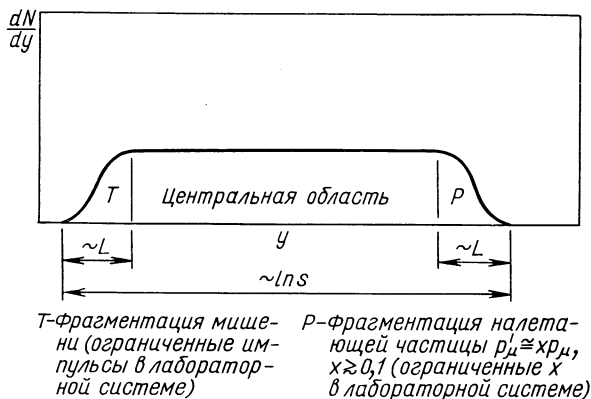


Рис. 11. Центральная область и области фрагментации в адрон-адронных столкновениях.

ведут себя как $s^{-1/2} \sim \exp(-\ln s/2)$, что соответствует $L \sim 2$. В работе [61] эта длина оценивалась из распределения dN/dy для изотропного распада «файрбола» на пионы с малыми импульсами. Распределение dN/dy имеет примерно гауссовый вид с полной шириной в середине максимума порядка 2,2 единиц.

В процессах адронного рассеяния при сверхвысоких энергиях имеются три области (рис. 11). В области фрагментации налетающей частицы инклюзивно-эксклюзивная связь

$$\frac{\text{резонансный сигнал}}{\text{инклюзивный шум}} = 0 \quad (1),$$

обсуждавшаяся выше, приводит к предсказанию [61]:

$$\frac{dN}{dx dp_{\perp}^2} = (1-x)^{1-2\alpha(p_{\perp}^2)}, \quad (37)$$

где $\alpha(t)$ — траектория Редже, описывающая энергетическую зависимость в двухчастичных резонансных процессах.

Предположим, что эти концепции применимы также к электро-рождению. Нас интересует распределение по ν и Q^2 , или лучше $s = W^2$ и Q^2 . Начнем с больших s и $Q^2 = 0$ и будем увеличивать Q^2 . Как будет меняться распределение? Изменилась лишь налетающая частица, следовательно, предположение о корреляциях в ближнем порядке по быстрой позволяет думать, что меняются лишь распределение в области фрагментации налетающей частицы и, возможно, его размер. Какова величина области фрагментации

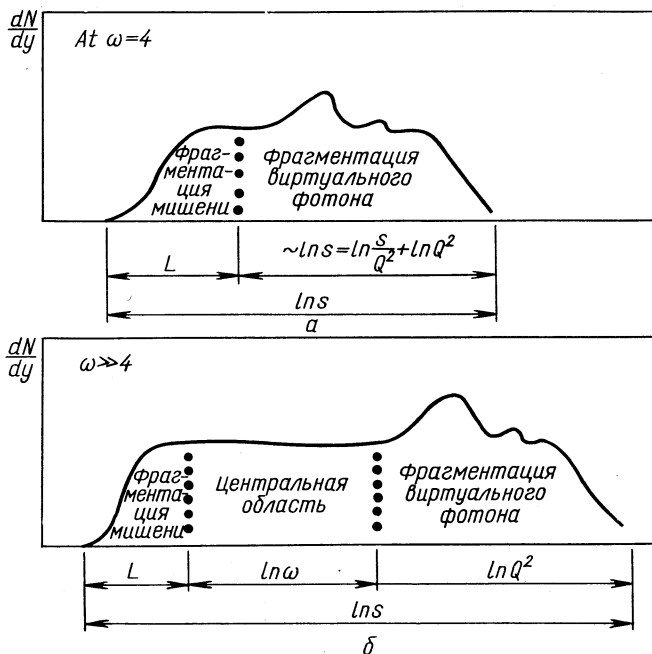


Рис. 12. К определению величины области фрагментации в электророждении.

налетающей частицы? Теперь зафиксируем Q^2 ($Q^2 \gg 1 \text{ Гэв}^2$) и будем уменьшать s до тех пор, пока область фрагментации налетающей частицы не сольется с областью фрагментации мишени. Это случится при $\omega = s/Q^2 \lesssim 4$, когда, например, $\nu W_{2p} \neq \nu W_{2n}$ (рис. 12, а). Поэтому длина области фрагментации налетающей частицы равна (см. рис. 12, б):

$$\ln s = \ln \omega + \ln Q^2 \sim \ln Q^2.$$

Можно также заключить, что, так как при $\omega \gg 4$ распределение вне области фрагментации фотона не зависит от Q^2 , средняя мно-

жественность

$$\bar{n}(\omega, Q^2) \sim c \ln \omega/4 + n(4, Q^2), \quad (38)$$

где

$$c \sim 1,1 \pm 0,2. \quad (39)$$

Эта величина c соответствует центральной плотности в обычных столкновениях [62].

Имеются различные теоретические возможности в области фрагментации фотона:

1) $\bar{n}(4, Q^2)$ конечно даже при $Q^2 \rightarrow \infty$:

$$\bar{n} = \text{const} + \ln \omega. \quad (40)$$

Это вытекает из модели Дрелла — Леви — Янга и прежних мультитериферических вычислений [63, 64]. По-моему, это неверно;

2) $\bar{n}(4, Q^2)$ растет как степень Q^2 ; это находится в согласии с духом модели Чоу и Янга [65]. Они назвали это пульверизацией фотона. Они принимают, что

$$\bar{n}(\omega, Q^2) \rightarrow s^{\alpha(\omega)} \quad (41)$$

при

$$\alpha(\omega) \rightarrow 0, \quad \omega \rightarrow \infty, \quad \alpha \leq 1/2. \quad (42)$$

В рамках наших основных правил о ближнем порядке фэйрбол (гауссов по y , с полной шириной в середине максимума, равный 2,2, \bar{n} = площади = $3\sqrt{Q^2}$), расположенный в середине области фрагментации, хорошо согласуется со статистической моделью, со случаем 1) для встречных пучков. В модели Чоу — Янга фэйрбол находится на расстоянии

$$\ln n \approx \alpha(\omega) \ln s \quad (43)$$

от границы. Это нарушает условие о ближнем порядке по скорости, которое не содержится в дроблетной модели;

3) $\bar{n}(4, Q^2)$ логарифмически растет с увеличением Q^2 , примерно как

$$\bar{n}(4, Q^2) \sim c \ln Q^2, \quad (44)$$

так что

$$\bar{n}(\omega, Q^2) \sim c [\ln \omega + \ln Q^2] = c \ln s, \quad (45)$$

как и для обычных процессов.

«Малые» фотоны. Рассмотрим снова случай $s \rightarrow \infty$ при фиксированном Q^2 . При этих условиях следует ожидать, что справедлива векторная доминантность и что γ превращается в некоторую адронную систему V , которая затем взаимодействует с мишенью. Ченг и Ву [66] установили в рамках квантовой электродинамики,

что если рассмотреть внутреннюю структуру V в двумерном конфигурационном пространстве поперечных импульсов, то окажется, что энергичные патроны сконцентрированы в области порядка

$$\Delta X_{\perp} \sim 1/\sqrt{Q^2}. \quad (46)$$

В этом можно убедиться другим путем, оценив существенные расстояния в коммутаторе на световом конусе, как это было сделано Триманом и Вильсоном. Здесь снова оказывается $\Delta X_{\perp} \lesssim \lesssim 1/\sqrt{Q^2}$. Это указывает на то, что если начальная адронная система взаимодействует с конечной на поперечных расстояниях,

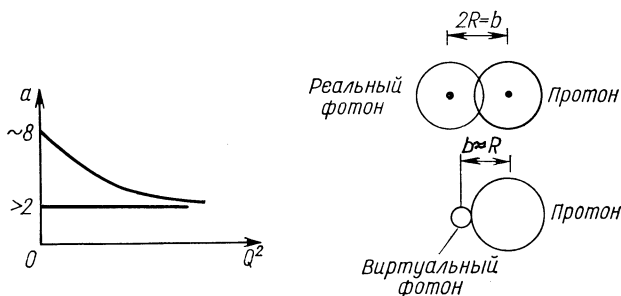


Рис. 13. Параметр наклона дифракционного пика как функция Q^2 .

больших $\Delta X_{\perp} \sim 1/\sqrt{Q^2}$, то перекрытие мало. Причина отличия от реального фотона заключается в энергетическом знаменателе виртуальных состояний

$$\Delta E \sim (Q^2 + m^2)/2v. \quad (47)$$

Таким образом, Δt и Δz уменьшаются с увеличением Q^2 и материя, которая концентрируется в точке, имеет меньше времени развернуться в поперечном направлении перед взаимодействием.

Каковы следствия описанной картины?

1. Дифракционный пик в электророжении ρ -мезона должен расширяться с увеличением Q^2 , но не больше чем в 4 раза. Если записать $d\sigma/dt \sim \exp(at)$, то a как функция Q^2 представлена на рис. 13.

2. Сечение поглощения на ядре теперь равно πR^2 , а не $4\pi R^2$; следовательно, средняя длина свободного пробега увеличивается на множитель $\lesssim 4$. Поэтому эффективное число нуклонов, дающих вклад, должно сильно расти с увеличением Q^2 , т. е.

$$\frac{\sigma(e+A \rightarrow e+\rho^0+A)}{\sigma(e+A \rightarrow e+\rho^0+p)} = \text{растущая функция от } Q^2. \quad (48)$$

3. Из-за малости фотона фрагментация мишени может несколько уменьшиться. Снаряд наносит больше повреждений, чем пуля. Однако это зависит от существования дальнего действия по скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gell-Mann M., Fritzsche H. Proc. of the 1971 Coral Gables Conference, ed. A. Perlmutter.
2. Bjorken J. Acta Phys. Pol., 1971, B2, 1; Hadronic Interactions of Electrons And Photons, ed. J. Cumming and H. Osborn. Academic Press, L., 1971.
3. Drell S. Subnuclear Phenomena. Part A, ed. A. Zichichi, Academic Press, L., 1971.
4. Gilman F. Proc. of the 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, ed. D. Braben and R. Rand, Daresbury Nuclear Physics Laboratory, 1969.
5. Llewellyn-Smith C. H. Phys. Reports, 1972, 3C, No. 5, 263.
6. Frazer W. Proc. of 1971 Hawaii Summer School.
7. Frazer W. e.a. Rev. Mod. Phys., 1972, 44, No. 2, 284.
8. Drell S. Ann. Phys., 1957, 4, 75.
9. Brodsky S., Drell S. Ann. Rev. Nucl. Science. Vol. 20 (Annual Reviews, Inc.) Palo Alto, 1970.
10. Lee T. D., Wick G. C. Nucl. Phys., 1969, B9, 209; 1969, B10, 1.
11. Dalitz R., Yennie D. Phys. Rev., 1957, 105, 1598.
12. Low F. Phys. Rev. Lett., 1965, 7, 238.
13. Salpeter E. Comm. Nucl. and Particle Phys., 1968, 2, 1.
14. Stothers R. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 538.
15. Reines F., Gurr. H. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 1448.
16. Baltay C., Washmuth H. NAL Summer Study, 1969, 2, 143.
17. Appelquist T., Bjorken J. Phys. Rev. (to be published); Preprint SLAC PUB-950.
18. Pomeranchuk I. Ya. Soviet J. Nucl. Phys., 1970, 11, 477.
19. Feinberg G., Gürsey F. Phys. Rev., 1962, 128, 378.
20. Lee T. D. Nuovo cimento, 1965, 35, 945.
21. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev. Lett., 1960, 4, 307.
22. Ioffe B., Okun L., Rudik A. Soviet Phys. JETP, 1965, 20, 1281.
23. Mandelstam S. Phys. Rev., 1958, 112, 1344; 1959, 115, 1741, 1752.
24. Ioffe B. Soviet Phys. JETP, 1960, 11, 1158.
25. Ioffe B., Shabalin E. Soviet J. Nucl. Phys., 1968, 6, 603.
26. Mohapatra R., Rao J., Marshak R. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1081.
27. Gell-Mann M. e.a. Phys. Rev., 1969, 179, 1518.
28. Clark A. e.a. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 1667.
29. Martin B., de Rafael E., Smith J. Phys. Rev., 1970, D2, 179.
30. Lee T. D. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 801.
31. Ryan C., Okubo S., Marshak R. Nuovo cimento, 1964, 34, 853.
32. Okubo S. Nuovo cimento, 1968, 54A, 492.
33. Marshak R., Yang Y., Rao J. Phys. Rev., 1971, D3, 1640.
34. Okubo S. Nuovo cimento, 1968, 54A, 491.
35. Gell-Mann M. Proc. of the 1968 Coral Gables Conference, ed. A. Perlmutter, W. Freeman, San Francisco, 1968.
36. Erickson T., Glashow S. Phys. Rev., 1964, 133B, 130.
37. Pepper S. e.a. Phys. Rev., 1965, 137B, 1259.
38. Callan C. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 809.
39. Mohapatra R., Rao J., Marshak R. Phys. Rev., 1968, 171, 1502.
40. Lee T. D. Yang C. N. Phys. Rev., 1962, 128, 885.

41. Lee T. D. Phys. Rev., 1962, 128, 899.
42. Kummer W., Segre G. Nucl. Phys., 1965, 64, 585.
43. Christ N. Phys. Rev., 1968, 176, 2086.
44. Feinberg G. Phys. Rev., 1964, 134B, 1295.
45. Lee T. D. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 1144.
46. Brodsky S., Kinoshita T., Terazawa H. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 280.
47. Romero N., Jaccarino A., Kessler P. Comptes Rendus. Acad. Sci. Francais, 1969, B69, 1129.
48. Balakin V., Budnev V., Ginsburg I. JETP Lett., 1970, 11, 388.
49. Glashow S. Phys. Rev., 1960, 118, 316.
50. Chen H. e.a. Phys. Rev., 1971, D3, 99.
51. Kabir P., Kamal A. Nuovo cimento Lett., 1971, 1, 1—8.
52. Bjorken J. e. a. Phys. Rev., 1969, 184, 1345.
53. Bjorken J. D., Brodsky S. Phys. Rev., 1970, D1, 1416.
54. Drell S. D., Yan T. M. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 181; West G. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 1206; Bloom E., Gilman F. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 1140; Mueller A. H. Phys. Rev., 1970, D2, 2963.
55. Kramer G., Uretsky J. L., Walsh T. Phys. Rev., 1971, D3, 719; Gatto R. In: Proc. of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Springer Berlin, 1965, p. 106; Layssac J., Polito F. Lett. Nuovo cimento, 1972, 1, 74.
56. Drell S. D., Levy D. J., Yan T. M. Phys. Rev., 1969, 187, 2159; Phys. Rev., 1970, D1, 1617; Cabibbo N., Parisi G., Testa M. Lett. Nuovo cimento, 1970, 4, 35; Bjorken J. D., Brodsky S. Phys. Rev., 1970, D1, 1416.
57. Wilson K. Acta Physica Austriaca, 1963, 17, 37.
58. Feynman R. P. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1415; High Energy Collisions. Gordon and Breach, N. Y., 1969.
59. Mueller A. H. Phys. Rev., 1970, D4, 150.
60. Huang K. Statistical Mechanics, N.Y., Willey, 1963.
61. Castagnoli C. e.a. Nuovo cimento, 1953, 10, 1539.
62. Jones L. W. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 1679; Bali N. F., e. a. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 557.
63. Drell S. D., Levy D. J., Yan T. M. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 744.
64. Shei S. S., Tow D. M. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 470.
65. Chou T. T., Yang C. N., Phys. Rev., 1971, D4, 2005.
66. Cheng H., Wu T. T. Phys. Rev., 1969, 183, 1324.