

539.12 01

АДРОННЫЕ КЛАСТЕРЫ И «ПОЛУГОЛЫЕ» ЧАСТИЦЫ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Е. Л. Фейнберг

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	255
2. Перенормировки и проблема наблюдаемости промежуточных состояний	257
3. Одевание частицы в классической и квантовой электродинамике («полуголый» электрон)	259
4. Наблюдаемые процессы для «полуголого» электрона	266
5. Неравновесные адроны	269
6. Место перерезонансных адронных кластеров в КТП	280
7. Выводы	287
Цитированная литература	290

1. ВВЕДЕНИЕ

Заголовок этой статьи объединяет, казалось бы, совершенно разные вопросы. Один, — о кластерах, — трактует конкретную проблему, связанную с множественной генерацией адронов в процессе соударения частиц весьма высокой энергии (в системе центра инерции выше, чем $E_{с.ц.и.} \equiv \sqrt{s} \sim 10$ ГэВ), когда типичные множественности n велики, $\langle n \rangle \gtrsim 10$. Более двадцати лет назад из экспериментов в космических лучах возникло представление о том, что такой процесс идет в две стадии: сначала возникают тяжелые сгустки ядерного вещества, названные файрболами, а затем они распадаются на конечные адроны¹. Интересно, что теоретики задолго до того предполагали (хотя и в несколько различающихся вариантах), что так оно и должно быть². Однако затем господствующее мнение отвернулось от этой идеи. Лишь в последние годы, когда ускорители дотянулись до соответствующей области энергий, новые, более детальные эксперименты заставили вернуться к файрбольной схеме, хотя из осторожности эти странные объекты были названы иначе, — кластерами³, — не обязательно столь же тяжелыми, как предполагалось ранее.

Эта схема все еще не является общепринятой (хотя фигурирует даже в одном почти официальном документе как вывод из экспериментов⁴). Реалистическая полуфеноменологическая модель⁵, находящая подтверждение во всей совокупности экспериментальных данных⁶, сводится к тому, что к промежуточным объектам, — кластерам в широком смысле слова, — следует относить как непосредственно генерируемые сравнительно легкие резонансы (ρ , ω , Δ^{++} , . . .), затем распадающиеся на конечные стабильные адроны, так и тяжелые (с массами $M \gtrsim 2 - 5$ ГэВ) сгустки ядерного вещества, которые, собственно, и сле-

дует называть *файрболами*. Природа их и теперь еще не является *однозначно* установленной. Возможно, именно неясность в вопросе о том, что такое эти *файрболы* с точки зрения квантовой теории поля (КТП), препятствует всеобщему признанию их реальности. Этот вопрос прежде всего и будет нас интересовать.

Другой вопрос относится к принципиальным проблемам физики элементарных частиц и связан с понятиями «затравочной» («голой») и «не вполне одетой» частиц. Все реально работающие квантовополевые теории, — и квантовая электродинамика (КЭД), и квантовая мезодинамика (КМД), и квантовая хромодинамика (КХД), — построены, в общем, по единому принципу: в каждой из них рассматривается пара полей, — фермионного и бозонного (электроны и фотоны в КЭД, барионы и мезоны в КМД, кварки и глюоны в КХД). Сначала в уравнения теории вводятся затравочные массы и константы взаимодействия («заряды») невзаимодействующих частиц, а затем они тем или иным способом устраняются из теории, выражаются через массы и заряды реально наблюдаемых (в определенных оговариваемых условиях) «физических» частиц. Каждая такая физическая частица является комплексом обоих полей — фермионного и бозонного.

Ясно, что затравочная частица сама по себе является абстракцией: если она *ни с чем* не взаимодействует, то она принципиально ненаблюдаема. Единственный физический смысл, который можно приписать ее массе, — считать эту массу вспомогательным параметром, учитывающим некоторым интегральным образом влияние иных полей и взаимодействий, не фигурирующих явно в данной теории. Но тогда естественно возникает вопрос: возможно ли наблюдать физическую частицу с неравновесной структурой, например, электрон, лишь частично лишенный полагающегося ему бозонного (электромагнитного) поля, — «полуголый» электрон? Более того, нельзя ли проследить во времени процесс восстановления равновесной структуры, «одевания»? Оказывается, вопрос о кластерах можно поставить в связь с этими принципиальными вопросами.

Мы будем опираться на основные представления КТП. После периода скепсиса, длившегося около 15 лет, в результате успехов последнего десятилетия (появление неабелевых калибровочных теорий, создание единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий) она восстановила свой авторитет. Хотя она усложнилась и обогатилась, все основное (например, в той последовательной форме, которая была изложена еще в ⁷⁾, сохранено.

В частности, сохранено право на пространственно-временное описание процессов и принцип перенормировки первоначально вводимых в теорию затравочных величин.

Сходство указанных трех теорий поля позволяет нам сначала рассмотреть специфические черты частиц с неравновесной структурой, их «одевание» в рамках КЭД, где необходимые вычисления можно проводить последовательно благодаря применимости теории возмущений. Затем мы перенесем результаты на интересующий нас случай адронных кластеров.

Мы увидим, что эти кластеры можно понимать, как неравновесные или даже «полуголые» частицы, а их распад на конечные адроны, — как восстановление нормальной равновесной структуры.

Нас будет интересовать только основная часть генерируемых при взаимодействиях продуктов. Для них передаваемые импульсы малы, и потому нам не понадобится КХД. Она находит здесь применение в последнее время только для анализа начальной стадии развития сверхтяжелых кластеров ⁸⁾.

2. ПЕРЕНОРМИРОВКИ И ПРОБЛЕМА НАБЛЮДАЕМОСТИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Понятия затравочной и «физической» частиц, решение вопроса об их соотношении, по существу, восходят еще к Лоренцу. В своей нерелятивистской (и, разумеется, некантовой) теории электрона, — шарика радиуса r_0 и массы m_0 с зарядом e_0 , — он, как известно, обнаружил, что в уравнении движения появляется неприятная сила самодействия, — $(4e_0^2/3\pi r_0)\dot{r}^*$, которая, в отличие от других членов, для точечного электрона $r_0 \rightarrow 0$, обращается в бесконечность и, вообще, зависит от его структуры. Но Лоренц заметил, что она имеет ту же форму, что и сила инерции $m_0\ddot{r}$ и, обозначив $\delta m = 4e_0^2/3\pi r_0$, истолковал эту величину как электромагнитную массу, образующую при сложении с «механической» массой m_0 полную наблюдаемую (даже при $r_0/\lambda \rightarrow 0$; λ — длина волны излучения) массу

$$m = m_0 + \delta m. \quad (1)$$

«Механическую» массу мы бы теперь и называли затравочной.

Говоря современным языком, Лоренц впервые произвел перенормировку массы — конечную при $r_0 \neq 0$, бесконечную при $r_0 \rightarrow 0$. Таким образом, ответственность за устойчивость электрона откровенно возлагалась на некоторые другие силы и поля, не фигурирующие в самой электродинамике явно. Они, следовательно, интегрально представлялись одной неизвестной константой m_0 . Возможность этого явилась счастливым обстоятельством, позволившим теоретически рассматривать огромный круг электродинамических проблем, не требующих проникновения в структуру электрона. Ясно, однако, что если бы мы захотели перейти эту границу, то рассчитывать на столь простой способ учета неэлектромагнитных сил было бы наивно. Именно поэтому необходима единая теория поля.

Мы потому так подробно напомнили эти общеизвестные факты, что они полностью соответствуют решению вопроса о перенормировке заряда и массы в КТП. Так, в системе двух взаимодействующих полей, — бозонного и фермионного, — лагранжиан записывается в виде суммы трех членов: лагранжианов не взаимодействующих бозонного, L_b^0 , и фермионного, L_f^0 , полей самих по себе и лагранжиана их взаимодействия,

$$L = L_b^0 + L_f^0 + L_{\text{int}}^0. \quad (2)$$

Все они поначалу содержат только затравочные массы «голых» частиц m_{0b} и m_{0f} и затравочную константу взаимодействия g_0 (в КЭД $g_0 \equiv e_0$). Затем каким-либо способом они выражаются через «физические» массы m_b , m_f и заряды g . Это достигается, например, разложением в ряд теории возмущений по g_0 и тогда во всех членах этого ряда можно выразить все m_0 и g_0 через m и g точно по лоренцову образцу, причем $g = g_0 + \delta g$, $m = m_0 + \delta m$, и не обращать внимания на то, что δg и δm бесконечны. Фактически удобнее вводить в L контрчлены δL , которые сами по себе дают при вычислении бесконечности, но в сумме с L , см. (2), если перейти к m и g , приводят к конечным результатам.

Стоит отметить одно долго удерживавшееся отличие от идеологии Лоренца: в то время, как в ней ответственность за конечность общего результата возлагалась на некоторые другие, неэлектромагнитные силы, компенсирующие кулоновское отталкивание элементов электрона, в КТП, вплоть до перехода к созданию единых теорий, почти все попытки по-

*) Мы повсюду считаем! скорость света c , а также квантовую постоянную \hbar равными единице.

строить последовательную теорию сразу, без расходимостей, сводились к модификациям в пределах той же системы только двух полей (введение нелинейностей, нелокальности и т. п.). В наше время представляется даже странным, что столько усилий было потрачено на подобные попытки.

В общем случае *перенормировку можно формально произвести сразу* в исходных уравнениях. Нужно лишь рассмотреть функции Грина этих уравнений для операторных функций бозонов, $\varphi_0(x)$, и фермионов, $\psi_0(x)$ *). Для голого бозона (например, для пиона) такая функция (пропагатор пиона) в импульсном представлении есть

$$D_0 = \frac{1}{k^2 - m_{0\pi}^2}, \quad (3)$$

где $m_{0\pi}$ — затравочная масса (голового) пиона. Если потребовать, чтобы пропагатор физического (одетого) пиона имел полюс не при $k^2 = m_{0\pi}^2$, а при физическом значении массы $k^2 = m_\pi^2$ ($m_\pi \approx 140$ МэВ) с тем же вычетом, равным единице, и аналогичное требование наложить на (имеющий несколько иную форму) пропагатор нуклона G , то оказывается, что из уравнений можно полностью исключить затравочные массы и заряды с помощью трех констант Z_1, Z_2, Z_3 , введя «физические», перенормированные величины ⁹:

$$g = g_0 Z_1^{-1} Z_2 Z_3^{1/2}, \quad \varphi(x) = \varphi_0(x) Z_3^{-1/2}, \quad \psi(x) = \psi_0(x) Z_2^{-1/2}, \quad (4)$$

но функции Грина уже не имеют прежнего простого вида (3) с одной только заменой $m_{0\pi}$ на m_π .

К сожалению, доступный метод вычисления величин Z_i — теория возмущений — вновь приводит к бесконечностям. Мы не останавливаемся на других способах перенормировок — на методе регуляризации и ренорм-группы (результаты эквивалентны), а также на совсем ином, замечательном методе перехода от нулевых затравочных величин к ненулевым, который возможен в некотором классе существенно нелинейных теорий поля при так называемом спонтанном нарушении симметрии (он подробно изложен в ¹²), после чего все же вновь необходима перенормировка этих величин для получения физических масс.

Успешное изгнание из КТП затравочных величин, в период крайне скептического отношения к традиционной КТП, на десятилетия укрепило идеологию, согласно которой физические частицы следует рассматривать только полностью одетыми. Она подталкивала к теориям типа аксиоматической теории S -матрицы. Здесь разрешается изучать лишь вероятности переходов между начальным ($t \rightarrow -\infty$) и конечным ($t \rightarrow +\infty$) состояниями системы, когда все частицы удалены друг от друга и имеют свои физические, перенормированные массы. Проследить же во времени динамику процесса их взаимодействия и изменения их структуры недопустимо. Следуя этой идеологии, например, столкновение двух нуклонов, сопровождающееся генерацией ρ -мезона, который затем распадается на два пиона, нужно рассматривать как переход от $t = -\infty$, когда имелись два взаимно удаленных «вполне одетых» нуклона с 4-импульсами $k_1^{(0)}$ и $k_2^{(0)}$, $k_1^{(0)2} = k_2^{(0)2} = m_N^2$ (m_N — перенормированная масса нуклона), к $t \rightarrow +\infty$, когда помимо двух нуклонов k_1 и k_2 , $k_1^2 = k_2^2 = m_N^2$ есть еще два пиона с 4-импульсами κ_1 и κ_2 , $\kappa_1^2 = \kappa_2^2 = m_\pi^2$. Наличие же в промежуточном состоянии ρ -мезона исчерпывающе отражается тем, что в амплитуде перехода, рассматриваемой как функция от κ_1 и κ_2 , должна присутствовать соответствующая особенность при $(\kappa_1 + \kappa_2)^2 = m_\rho^2$, где m_ρ —

*) x — четырехмерная координата, $x = (t, \mathbf{x})$, причем $x^2 = t^2 - \mathbf{x}^2$. Аналогично, для 4-импульса, $k = (k_0, \mathbf{k})$, $k^2 = k_0^2 - \mathbf{k}^2$.

масса ρ -мезона. Нестабильность ρ -мезона проявляется в комплексности m_ρ , а его время жизни $\tau_\rho^0 \approx (140 \text{ МэВ})^{-1}$ определяется значением мнимой части m_ρ (заметим, что это τ_ρ^0 имеет порядок времени прохождения сигнала через объем адрона).

Вряд ли такой нигилистический подход (формально допустимый) может нас удовлетворить. Это становится особенно ясным при переходе к большим энергиям, когда релятивистское замедление времени увеличивает наблюдаемое время жизни, например, того же ρ -мезона до $\tau_\rho = \tau_\rho^0 E / |m_\rho|$, где E — его энергия. Уже при E порядка десятка ГэВ τ_ρ^0 становится столь большим, что ρ -мезон становится отдельно наблюдаемым объектом при конечных временах t .

Аналогично этому, в КЭД существовавшие позитрониума, аннигилирующего в γ -кванты, также должно было бы пониматься лишь как появление соответствующей особенности в амплитуде перехода из начального состояния, например, такого, где *еще* нет даже позитрона, в конечное состояние, где позитрона и электрона *уже* нет. Между тем, и позитрониум есть объект, с которым можно отдельно экспериментировать.

Значит, запрет на рассмотрение промежуточных состояний, процесса преобразования частиц во всяком случае не может быть абсолютным. Мы убедились в этом для резонансных промежуточных состояний даже тогда, когда время жизни промежуточной системы по порядку величины совпадает со временем распространения сигнала через эту систему — через адрон, как это имеет место для ρ -мезона. Естественно возникает вопрос: существует ли количественная граница для такого запрета, не может ли быть, например, прослежен процесс «одевания» и «раздевания» частиц, если они не являются резонансными?

Оказывается, что ответ является положительным, во всяком случае, когда энергии столь велики, что из-за релятивистского замедления времени эти процессы растягиваются надолго, иногда на «макроскопически большие» времена.

Сначала мы рассмотрим этот вопрос в КЭД, где расчеты можно проводить достаточно полно и строго. Мы увидим (гл. 3, 4), что реальность полуголого электрона и особенности его поведения обнаруживаются в давно изученных процессах. Здесь лишь будет подтверждена возможность именно такой, почти не использовавшейся ранее физической картины и тем самым, — возможность прослеживать процесс «одевания». Другими словами, на самом деле наблюдаемость и реальность полуголого электрона уже подтверждена экспериментально. Благодаря этому мы сможем (гл. 5) полуколичественно перенести этот вывод о реальности полуголых или вообще неравновесных частиц на адроны, где столь же полные вычисления невозможны. Затем (гл. 6) мы увидим, как все это отражено в некоторых общих формулах КТП, и свяжем реальность неравновесных частиц с природой адронных кластеров. Выводы подытожены в главе 7.

ОДЕВАНИЕ ЧАСТИЦЫ В КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ («ПОЛУГОЛЫЙ» ЭЛЕКТРОН)

КЭД является достаточно полной теорией, и, разумеется, все процессы, происходящие в электромагнитной оболочке электрона, учитываются в ней автоматически. Наша задача заключается лишь в том, чтобы выделить в теории некоторых частных процессов те стадии, на которых явно прослеживается (и может быть в конкретных опытах обнаружен) процесс одевания, когда электрон выступает не как равновесный физический объект с перенормированными массой и зарядом m_e и e , а как

частица, в значительной степени лишенная своего «нормального» электромагнитного поля. То, что это должно быть возможно, ясно из наглядных соображений.

В самом деле, электрон в покое окружен кулоновским полем, с которым он взаимодействует, а также и поляризованным электронным вакуумом, в котором электроны частично, из-за отталкивания, удалились на бесконечность, а положительный избыток заряда притянулся к электрону и в известной мере экранирует его заряд, снижая $|e_0|$ до величины $|e| = |e_0| + \delta e$, $\delta e < 0$. Но если на покоящийся электрон налетит очень быстрый (для простоты — ультрарелятивистский) другой электрон и передаст ему очень большой 4-импульс k , $k_0 \sim |\mathbf{k}| \sim \sqrt{k^2}$, то за время соударения

$$T^{\text{coll}} \sim \frac{1}{k_0} \quad (5)$$

ничто не может успеть измениться на большом расстоянии l от электрона, $l \gg T^{\text{coll}}$ — просто туда не успеет дойти сигнал. Между тем основное средоточие массы и заряда — сам голый электрон вместе с ближайшей

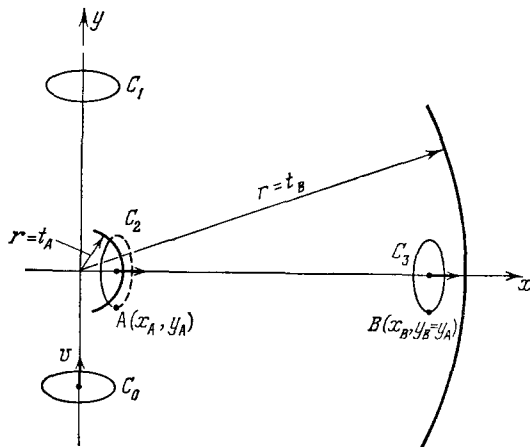


Рис. 1. Рассеяние заряда на угол 90° и последующий распад полуголого заряда на одетый заряд и электромагнитную волну.

к нему частью поля и поляризации вакуума — успеет вылететь за пределы области с размерами порядка T^{coll} . Другими словами, фурье-компоненты поля и поляризации, для которых $|\mathbf{k}| \sim \sim (T^{\text{coll}})^{-1}$, не будут увлечены выбитым комплексом — «полуголом электроном». Судьба и свойства, с одной стороны, этого полуголого электрона, с другой, — лишившегося сердцевины периферического остатка поля, и представляет для нас интерес.

Подобные возможности Дирак усматривал еще в 1933 г. Употребляя язык теории дырок, он говорил: «...Благодаря поляризации все заряды вносимые в распределение электронов, сидящих на отрицательных

уровнях энергии, ослабляются на $1/137$ часть своей величины... Я думаю (хотя не могу это утверждать, так как соответствующие вычисления еще не сделаны), что это не относится к электронам, движущимся с очень большой скоростью, так как в этом случае «поляризация» просто-напросто не будет успевать установиться»¹³.

Таким образом, эффект в основном имеет неквантовую природу и связан с ограниченностью скорости распространения взаимодействия. Рассмотрим поэтому сначала все в классической электродинамике¹⁴. Пусть заряженный шарик («электрон») движется с релятивистской скоростью v ($1 - v \ll 1$) вдоль оси y из бесконечности, $y = -\infty$ ($y = vt$). Он окружен релятивистски-сжатым собственным электромагнитным полем. Например, некоторая линия равной напряженности поля имеет эллипсоидальную форму C_0 , показанную на рис. 1 (на самом деле эллипс сжат в $(1 - v^2)^{-1/2}$ раз, т. е. при $1 - v \ll 1$, гораздо сильнее, чем на рисунке). Пусть в момент $t = 0$ шарик рассеивается в точке $x = y = 0$ на большой угол θ , например, на $\theta = 90^\circ$ (в действительности достаточно считать

$\theta \gg \sqrt{1-v^2}$; см. ниже, конец гл. 4), так что при $t > 0$ он движется вдоль оси x , $x = vt$. Ясно, что по крайней мере через достаточно большое время, $t \rightarrow +\infty$, он вновь будет окружен таким же нормальным, релятивистски-сжатым полем, лишь ориентированным иначе (C_3 на рис. 1). Ясно, что перестройка поля не может произойти мгновенно. Скажем, в точку $A(x_A, y_A)$ сигнал о том, что произошло рассеяние, дойдет не ранее, чем через время $t = r_A = \sqrt{x_A^2 + y_A^2}$, когда электрон будет находиться в точке $x_A = vt$, так что $y_A = x_A \sqrt{1-v^2}/v \approx x_A \cdot m_e/E$, где E — энергия электрона. При $|y| > |y_A|$ в этот момент нормальное поле электрона будет еще отсутствовать, как и вообще вне сферы $r = t$. Эта отсутствующая часть поля показана пунктиром (см. рис. 1).

Можно сказать и иначе. Когда электрон начал двигаться вдоль оси x , то поле, если его рассматривать в системе покоя электрона, до точки с ординатой y_1 (в этой системе) дойдет не раньше, чем через время $t_1 = |y_1|$. В лабораторной системе поперечная координата сохраняет то же значение, $y = y_1$, а время изменяется, $t = t_1 \cdot E/m_e$. Поэтому поле будет присутствовать в точках с данным $x_A = vt$ лишь при $|y| = |y_1| < t_1 = t \cdot m_e/E \approx x_A \cdot m_e/E$.

Эго, разумеется, отражают и полные формулы для поля. Например, согласно формулам Лиенара — Вихерта напряженность электрического поля в момент t в точке на расстоянии r от $x = y = 0$, если при $t < 0$ заряда там не было, а при $t = 0$ он мгновенно ускорился до скорости v , равна

$$E(r, t) = e \frac{(1-v^2)(r(t') - vr(t'))}{(r(t') - r(t')v)^3} + e \frac{[r(t), [(r(t') - vr(t')), \dot{v}]]}{(r(t') - r(t')v)^3}, \quad (6)$$

где e — заряд, t' — момент времени, удовлетворяющий соотношению $t' + r(t') = t$ (поле от заряда, двигавшегося вдоль оси y при $t < 0$, уже ушло из точек ($x > 0, y < 0$), $|y| \ll vt$; оно показано на рис. 1 контуром C_1 и образует один из двух конусов тормозного излучения *). Условие $t' + r(t') = t$, если при $t < 0$ заряда не было, может быть удовлетворено лишь при $t \geq r$. Отсюда тоже следует, что в точке с ординатой y поле отсутствует, пока не станет

$$t \geq |y| \frac{E}{m_e}, \quad (7)$$

когда электрон будет уже в точках с абсциссой $x = vt \approx |y| E/m_e$, т. е. $x \gg |y|$ (в самом деле, $t = r = \sqrt{x_A^2 + y_A^2}$ означает, что $t = \sqrt{v^2 t^2 + y_A^2}$, т. е. $t = |y_A|/\sqrt{1-v^2}$).

В выражении (6) член с v описывает сферическую волну, идущую из точки $x = y = 0$, а первый член — нормальное релятивистски-сжатое поле равномерно движущегося заряда. Однако оно присутствует лишь внутри сферы $r = t$. В результате поле имеет структуру, показанную сплошным контуром C_2 . Электрон частично лишен своего поля. По с течением времени фронт сферической волны (скорость $c = 1$) все дальше уходит от электрона (скорость которого $v < 1$) и, например, в точке $B(x_B, y_B = y_A)$, на таком же расстоянии от оси движения, что и A , нормальное поле электрона восстановится, а вперед уйдет фронт световой волны.

Итак, электрон, который вначале был полуголым, восстанавливает свое нормальное поле, постепенно «одевается», но происходит это очень своеобразно: при $t \rightarrow \infty$ «полуголый» электрон превращается в нормально одетый электрон и ушедшую вперед световую волну. Подчеркнем, что

*) Случай заряда, покоившегося при $t < 0$ в точке $x = y = 0$ и мгновенно ускорившегося до скорости v , недавно был подробно рассмотрен в ¹⁵.

при этом мы не рассматриваем внутренность классического электрона, шарика, не анализируем, как происходил процесс его рассеяния, как распространялись в шарике упругие волны и т. п. Другими словами, мы не рассматриваем фурье-компоненты поля с очень большими (k_0, \mathbf{k}) , с $|\mathbf{k}| \gg \gg r_0^{-1}$, где r_0 — радиус шарика. В частности, мы не знаем, каким путем перераспределяется энергия в процессе соударения между энергией упругих сил, кинетической энергией шарика и энергией электромагнитного поля, когда это поле, при малых t , $t > 0$, сосредоточено внутри шарика, затем выходит наружу и образует поле одетого электрона, а также поле излучения.

Итак, например, согласно (7) у электрона энергии $E = 10^9$ ГэВ $\approx \approx 2 \cdot 10^6 m_e$ на расстоянии, равном радиусу атома $y \approx 10^{-8}$ см, поле восстановится лишь когда электрон пройдет путь $x \approx 0,2$ мм. В широких атмосферных ливнях космических лучей встречаются электроны с энергией E до 10^{11} ГэВ $\approx 2 \cdot 10^{14} m_e$. Для такого электрона даже на еще меньшем расстоянии, равном лишь комptonовской длине волны $m_e^{-1} \approx \approx 4 \cdot 10^{-11}$ см, поле устанавливается лишь когда он проходит путь, равный 80 м.

Если перейти к фурье-представлению для поля электрона, то отсутствие поля на расстояниях, больших некоторого $|y|$, означает присутствие лишь компонент с \mathbf{k} , имеющими поперечную (вдоль оси y) составляющую $k_{\perp} \ll |y|^{-1}$. Поэтому неравенство (7) можно прочесть и так¹⁶: для регенерации компонент собственного поля электрона с данным \mathbf{k} требуется время, которое мы называем временем регенерации, равное

$$T^{\text{regen}}(\mathbf{k}) \gg \frac{1}{k_{\perp}} \frac{E}{m_e}. \quad (8)$$

Этот классический результат, несомненно, должен быть верен хотя бы в некантовой области частот и расстояний, $y \gg m_e^{-1}$, $k_{\perp} \ll m_e$. Ясно, что в принципе нетрудно поставить опыт, который подтвердит его. В таком полуголом состоянии, при $t < T^{\text{regen}}(\mathbf{k})$, электрон должен иметь свойства, отличных от обычных, что и будет продемонстрировано ниже.

Но прежде чем обсуждать такие эффекты, рассмотрим тот же процесс в рамках КЭД¹⁶. Мы увидим, что выводы остаются верными в принципе и при $y \ll m_e^{-1}$, хотя зависимость времени регенерации от энергии здесь несколько меняется.

В КЭД состояние реальной заряженной частицы, обладающей электромагнитным полем и поляризующей электронный вакуум, может быть описано функционалом Φ в виде фоковского столбца. Здесь каждая строка дает вклад состояния с определенным числом, например, «голых» электронов^{*} (и позитронов), описываемых в импульсном представлении функциями $e^-(\mathbf{k})$ (и $e^+(\mathbf{k})$), а также фотонов $\gamma(\mathbf{k})$. Так, в представлении взаимодействия реальный электрон с импульсом \mathbf{k} описывается функционалом^{*}:

$$\Phi(\mathbf{k}) = \left(\begin{array}{l} a_0 e^-(\mathbf{k}) \\ \int a_1(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{k}) e^-(\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}) \gamma(\boldsymbol{\kappa}) d^3\boldsymbol{\kappa} \\ \int \int \{ a_2^{(1)}(\boldsymbol{\kappa}_1, \boldsymbol{\kappa}_2; \mathbf{k}) e^-(\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}_1 - \boldsymbol{\kappa}_2) \gamma(\boldsymbol{\kappa}_1) \gamma(\boldsymbol{\kappa}_2) + \\ + a_2^{(2)}(\boldsymbol{\kappa}_1, \boldsymbol{\kappa}_2; \mathbf{k}) e^-(\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}_1 - \boldsymbol{\kappa}_2) e^+(\boldsymbol{\kappa}_1) e^-(\boldsymbol{\kappa}_2) \} d^3\boldsymbol{\kappa}_1 d^3\boldsymbol{\kappa}_2 \\ \dots \dots \dots \end{array} \right). \quad (9)$$

^{*}) Мы отвлекаемся от того несущественного для нас обстоятельства, что всегда присутствует бесконечно много фотонов бесконечно малой частоты.

Первая строка — состояние с одним голым электроном; вторая — суперпозиция состояний (функция распределения $a_1(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k})$) с одним «голым» электроном импульса $\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}$ и одним фотоном импульса $\boldsymbol{\kappa}$; третья — суперпозиция состояний с одним электроном и двумя фотонами, а также с одним электроном и одной электронной парой, и т. д. Если искать Φ по теории возмущений из уравнения Шрёдингера, то видно, что вероятности, соответствующие последовательным строчкам, отличаются факторами $|a_{i+1}/a_i|^2 \sim 1/137$. Начиная с третьей строки играют роль перенормировки. Но мы ограничимся нижним приближением по заряду e и будем учитывать только две строчки:

$$\Phi(\mathbf{k}) \approx \begin{pmatrix} a_0 e^-(\mathbf{k}) \\ \int a_1(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k}) e^-(\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}) \gamma(\boldsymbol{\kappa}) d^3\boldsymbol{\kappa} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Таким образом, мы не рассматриваем поляризацию вакуума ($\sim a_2^{(2)}$), которая является эффектом высшего порядка по e .

Процесс «одевания» можно рассматривать так. Пусть при $t = -\infty$ имеем лишь «голый» электрон, т. е. задано начальное условие:

$$\Phi_{t \rightarrow -\infty} = \begin{pmatrix} e^-(\mathbf{k}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Будем решать уравнение Шрёдингера, имеющее в представлении взаимодействия вид $\delta\Phi/\delta t = -iH_{\text{int}}\Phi$, где H_{int} — гамильтониан взаимодействия частицы и поля. При этом мы снабжаем H_{int} множителем $\exp(-\xi|t|)$, где ξ — бесконечно малая положительная величина. Это означает, что при $t = -\infty$ мы адиабатически медленно включаем, а при $t \rightarrow +\infty$ выключаем взаимодействие голого электрона со степенями свободы, описывающими электромагнитное поле. Тогда при интересующих нас конечных t можно, сохраняя этот фактор, считать $\xi|t| \ll 1$. По завершении всех вычислений для конкретного процесса (разыгрывающегося, быть может, и при больших, но все же конечных временах) нужно положить $\xi = 0$. В результате $a_1(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k})$ при конечных временах приобретает значение ¹⁶:

$$a_1(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k}) = a_1^{(0)}(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k}) = \frac{eM \exp[i(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}-\boldsymbol{\kappa}} - \boldsymbol{\kappa})t]}{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}-\boldsymbol{\kappa}} - \boldsymbol{\kappa}}, \quad (12)$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_e^2}, \quad \varepsilon_{\mathbf{k}-\boldsymbol{\kappa}} = \sqrt{(\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa})^2 + m_e^2}, \quad (12a)$$

где M — некоторый фактор, зависящий от спинорных амплитуд электрона и проч. Распределение компонент поля (12) и описывает собственное, — «увлекаемое», — поле электрона, движущегося с импульсом \mathbf{k} .

Теперь подобным же образом можно найти Φ в более сложном случае, когда (снова при конечных t) происходит рассеяние электрона, например, на кулоновском центре (см. рис. 1). Конечно, для того чтобы проследить развитие процесса во времени, исходное состояние с самого начала нужно брать в виде волнового пакета, составленного из функционалов (10). Временную протяженность пакета Δt и длину $L = v\Delta t \approx \Delta t$, как оказывается, при достаточно больших значениях $|\mathbf{k}|$, $\boldsymbol{\kappa}$ и углов рассеяния, можно взять сравнительно малой (нужно лишь, чтобы Δt было больше обратных величин всех импульсов, в том числе передаваемого при рассеянии электрона ($\Delta t \gg |\mathbf{k}|^{-1}$, $|\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}|^{-1}$, $|\mathbf{k}_1|^{-1}$, $|\boldsymbol{\kappa}|^{-1}$). Тогда она не сказывается на интересующих нас результатах. Уравнение Шрёдингера мы вновь решаем по теории возмущений (теперь относительно рассеивающего потенциала V).

Положим

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1, \quad (13)$$

где Φ_0 — не возмущенное рассеивающим потенциалом решение (волновой пакет, составленный из состояний одетых частиц, т. е. из решений вида (10), (12)), а Φ_1 — его изменение в результате рассеяния. Мы получаем для пакета Φ_1 суперпозицию состояний, в общем, того же типа, что (10). Если в этом пакете выделить слагаемое, описывающее движение электрона по оси x с импульсом $\mathbf{k}_1 = (k_1, 0, 0)$ (вообще говоря, конечно, входит интеграл по всем \mathbf{k}_1 , $\Phi_1 = \int \Phi_1(\mathbf{k}_1; \mathbf{k}) d^3k_1$), то при $t > 0$ (или, точнее, при $t \gg \Delta t$) получим

$$\Phi_1(\mathbf{k}_1; \mathbf{k}) = \left(\begin{array}{l} a_0 e^{-i(\mathbf{k}_1) V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1}} \\ \int \{ a_1^{(0)}(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k}_1) (e^{-it/T_{\boldsymbol{\kappa}}(\mathbf{k}_1)} - 1) + a_1^{(0)}(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k}) e^{-it/T_{\boldsymbol{\kappa}}(\mathbf{k}_1)} \} \times \\ \times e^{-i(\mathbf{k}_1) \gamma(\boldsymbol{\kappa}) V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1 - \boldsymbol{\kappa}}} d^3\boldsymbol{\kappa} \end{array} \right); \quad (13a)$$

здесь $V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$ — амплитуда рассеяния (на потенциале) электрона из состояния \mathbf{k} в состояние \mathbf{k}' . Далее,

$$T_{\boldsymbol{\kappa}}(\mathbf{k}) \equiv T_{\boldsymbol{\kappa}}^{\text{regen}}(\mathbf{k}) = - \frac{1}{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k} - \boldsymbol{\kappa}} - \boldsymbol{\kappa}} > 0. \quad (14)$$

Если обозначить поперечную (по отношению к \mathbf{k}_1) компоненту $\boldsymbol{\kappa}$ через $\boldsymbol{\kappa}_{\perp}$, то в релятивистски сжатом поле электрона и в испускаемом излучении $\boldsymbol{\kappa}_{\perp} \ll \boldsymbol{\kappa} \approx |\mathbf{k}|$. Тогда можно получить из (14) $T_{\boldsymbol{\kappa}}^{\text{regen}}(\mathbf{k}) \sim k^2 \boldsymbol{\kappa} / (m_e^2 \boldsymbol{\kappa}^2 + k^2 \boldsymbol{\kappa}_{\perp}^2)$. Для главной части спектра, сверх того, $\boldsymbol{\kappa}_{\perp} \sim \sqrt{1 - v^2} \boldsymbol{\kappa} \sim \boldsymbol{\kappa} |\mathbf{k}| / m_e$. Поэтому

$$T_{\boldsymbol{\kappa}}^{\text{regen}}(\mathbf{k}) \sim \frac{k^2 \boldsymbol{\kappa}}{m_e^2 \boldsymbol{\kappa}^2 + k^2 \boldsymbol{\kappa}_{\perp}^2} \xrightarrow{\boldsymbol{\kappa}_{\perp} \sim \sqrt{1 - v^2} \boldsymbol{\kappa}} \frac{1}{\boldsymbol{\kappa}_{\perp}} \frac{|\mathbf{k}|}{m_e}. \quad (14a)$$

Мы не случайно, как и в (8), назвали эту величину временем регенерации. Действительно, рассмотрим подробнее более сложную, чем в (10), (12), структуру поля (вторая строка) в Φ_1 (13a).

Здесь второе слагаемое $a_1^{(0)}(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k}_1) e^{-i(\mathbf{k}_1) \gamma(\boldsymbol{\kappa})} \exp(-it/T_{\boldsymbol{\kappa}}^{\text{regen}}(\mathbf{k}))$ согласно (10), (12) описывает электрон, движущийся в новом направлении с импульсом \mathbf{k}_1 , но в сочетании с полем $\gamma(\boldsymbol{\kappa})$, распределенным по $\boldsymbol{\kappa}$ согласно $a_1^{(0)}(\boldsymbol{\kappa}; \mathbf{k})$. Следовательно, оно распределено так, как для электрона, движущегося с начальным импульсом, \mathbf{k} . Это слагаемое, таким образом, описывает голый электрон после рассеяния (с импульсом \mathbf{k}_1) в сочетании с прежним собственным полем, движущимся по-прежнему вдоль оси y . Это — поле, окружавшее начальный электрон и сорвавшееся с него (контур C_1 на рис. 1). Оно образует один из двух конусов («передний») тормозного излучения (напомним, мы рассматриваем ультрарелятивистский случай, $1 - v \ll 1$, когда собственное поле почти полностью поперечно и может стать полем излучения).

Особый интерес представляет первое слагаемое в фигурной скобке второй строки в (13a) с его фундаментально важным фактором $\exp(-it/T_{\boldsymbol{\kappa}}^{\text{regen}}(\mathbf{k}_1) - 1)$. При $t \ll T_{\boldsymbol{\kappa}}^{\text{regen}}(\mathbf{k}_1)$ оно вообще исчезает. Это значит, что при движении вдоль нового направления электрон сначала не имеет собственного поля. В полном соответствии с рис. 1, он еще полуголый — голый по отношению к тем компонентам поля $\boldsymbol{\kappa}$, для которых

имеет место неравенство

$$\kappa_{\perp} \leq \frac{1}{t} \frac{|\mathbf{k}|}{m_e}. \quad (15)$$

Чем меньше t , тем больше та часть спектра, которая отсутствует *).

Но при $t \geq T_{\kappa}^{\text{regen}}(\mathbf{k}_1)$ член $a_1^{(0)}(\kappa; \mathbf{k}_1)(\exp(-it/T_{\kappa}^{\text{regen}}(\mathbf{k}_1)) - 1)$ распадается на два члена. Первый согласно (12) дает нормальное собственное поле для электрона с новым импульсом \mathbf{k}_1 , а второй соответствует такому же полю излучения, как обсуждавшееся только что сорвавшееся, но ориентированному вдоль оси \mathbf{k}_1 . Это — второй конус тормозного излучения. Таким образом, как и в классической электродинамике, *регенерация собственного поля рассеянного электрона происходит путем распада на нормально одетый электрон и поле излучения.*

Полезно и другое прочтение этого слагаемого, — первого члена в фигурной скобке в (13а). Можно сказать, что на нормальное собственное поле электрона со спектром $a_1^{(0)}(\kappa; \mathbf{k}_1)$ накладывается поле излучения с точно таким спектром и с обратной фазой (минус в скобке), так что при $t \ll \ll T^{\text{regen}}$ они взаимно погашаются. Лишь потом эти поля пространственно разделяются из-за разности их скоростей: нормальное поле электрона восстанавливается, а излучение уходит вперед (чтобы убедиться в том, нужно рассмотреть весь пакет).

Но оценка времени регенерации (14а), совпадающая с классической (8), была получена в (14а) лишь для волновых векторов фотона κ (и соответственно для $y \sim \kappa_{\perp}^{-1}$), дающих описание структуры поля в главных чертах, $\kappa_{\perp} \sim m_e \kappa / |\mathbf{k}| \leq m_e$, т. е. для $y \geq m_e^{-1}$. Для меньших расстояний от центра электрона, $y \ll |\mathbf{k}| / (\kappa m)$, из среднего члена в (14а) следует

$$T_{\kappa}^{\text{regen}}(\mathbf{k}) \geq \frac{\kappa}{\kappa_{\perp}^2} \sim \frac{1}{\kappa_{\perp}} \frac{|\mathbf{k}|}{\kappa_{\perp}} \quad (|\mathbf{k}| \gg \kappa_{\perp} \gg \frac{m_e \kappa}{|\mathbf{k}|}). \quad (14б)$$

Эта величина все еще много больше расстояния $y \sim \kappa_{\perp}^{-1}$ от оси движения, т. е. эффект релятивистского затягивания времени регенерации имеет место даже при $y \ll m_e^{-1}$ (однако зависимость от \mathbf{k} и κ оказывается несколько иной). Эффект затягивания исчезает лишь при переходе к пределу, допускаемому энергией электрона, $\kappa_{\perp} \sim |\mathbf{k}|$, когда становится $T^{\text{regen}} \sim \sim \kappa_{\perp}^{-1} \sim y$. Поскольку времена (в том числе T^{regen}) должны превосходить L , $L \gg |\mathbf{k}|^{-1}$, мы имеем право рассматривать только область $y \gg |\mathbf{k}|^{-1}$. Разумеется, при ультрарелятивистских энергиях это все еще соответствует физически наблюдаемой частице, хотя и лишенной своего поля в очень большой области пространства. Так, согласно (14б) электрон энергии $|\mathbf{k}| \sim 10 \text{ ГэВ} \sim 10^4 m_e$ может пройти расстояние между узлами кристаллической решетки, $d \sim 10^{-8} \text{ см} \sim 100 m_e^{-1}$ и при этом восстановит свое нормальное поле только на очень малых расстояниях. Действительно, поле восстановится (т. е. будет $T_{\kappa}^{\text{regen}} \sim d$) согласно (14б) только на расстояниях $y \sim \kappa_{\perp}^{-1}$ таких, что $d \geq |\mathbf{k}| y^2$ или

$$y \leq \sqrt{d |\mathbf{k}|} \sim 10^{-1} m_e^{-1} \sim 10^{-12} \text{ см.}$$

Хотя это «почти голый» электрон, он все же является физическим объектом, принципиально отличным от затравочного электрона.

*) Может показаться, что при $t \rightarrow 0$ отсюда получается полностью «голый», затравочный электрон. Однако должно быть $t \gg \Delta t \approx L$, где L — длина пакета, причем $L \gg |\mathbf{k}_1|^{-1}$. Поэтому некоторая, хотя и малая область пространства остается заполненной полем. Так как электромагнитная энергия электрона зависит от протяженности поля только логарифмически и электромагнитная масса набирается за счет самых глубоких областей, энергия отсутствующей части нормального поля даже при $t \sim \Delta t$ очень мала по сравнению с m_e . Это хотя и «почти голый», но физически реальный объект.

Итак, 1) *элементарные некантовые соображения о времени регенерации, исходящие из скорости распространения сигнала, верны даже внутри такой квантовой релятивистской сложной системы, как электрон с его собственным полем* (по крайней мере, при $u \gg t_e^{-1}$). 2) Если в классике нормальная структура частицы восстанавливается в результате постепенного роста размеров области, где поле становится нормальным, и постепенного же отделения световой волны, образующей передний фронт расширяющийся системы (см. рис. 1), то в квантовом случае происходит распад полуголой частицы на нормально одетую и фотон (постепенно нарастает *вероятность* обнаружить данное состояние).

Если бы мы учли следующие строчки Φ в (9), то вошли бы также распады на электрон плюс несколько фотонов, электрон плюс пары и т. д. Но из-за малости $e^2 \approx 1/137$ их вероятность соответственно уменьшена в $(e^2)^{\nu-2}$ раз, где ν — номер строки.

В заключение сделаем замечание об истории вопроса. Тот факт, что покоящийся электрон при мгновенном ускорении должен образовать как собственное «увлекаемое» (поперечное) поле, так и излучение, причем энергии двух полей равны, впервые и очень давно обнаружил для нерелятивистского движения в рамках КЭД В. Л. Гинзбург^{17,18}

4. НАБЛЮДАЕМЫЕ ПРОЦЕССЫ ДЛЯ «ПОЛУГОЛОГО» ЭЛЕКТРОНА

Теперь мы покажем, что особенности поведения полуголого электрона в действительности проявлялись в уже давно изученных явлениях. Для наблюдения такого электрона нужно сначала создать его (например, осуществив рассеяние нормального электрона, как на рис. 1), а затем проследить, как он взаимодействует с каким-либо объектом. Но это процесс более высокого порядка, чем простое рассеяние, и его в рамках КЭД можно изучать как единый процесс, не задумываясь о том, как выглядел электрон в промежуточном состоянии. Ответ будет, конечно, правильным. Однако если промежуточное состояние существует достаточно долго, то выделение из общего результата и независимое рассмотрение этого состояния не только имеет смысл, но необходимо и с чисто утилитарной целью: используя рассчитываемые процессы в КЭД, можно смоделировать и понять соответствующие процессы в адронной физике, где достоверные вычисления могут быть осуществлены лишь частично.

Отметим прежде всего, что кулоновское рассеяние (или другое отклонение во внешнем поле) в нашем приближении (10) остается для полуголого электрона таким же, как для одетого, перенормировка ни массы, ни заряда здесь еще не сказывается. Поэтому интересующий нас эффект следует искать лишь в процессах с перераспределением периферического поля, т. е. в процессах излучения. Для этого подходят прежде всего те из них, в которых сказывается так называемая «зона формирования излучения» или «длина когерентности», играющая большую роль в теории электромагнитных процессов при очень высоких энергиях.

Основания для этого понятия можно усмотреть уже в классической физике. Именно, в работе И. М. Франка 1942 г.¹⁹ было рассмотрено поле излучения электрона, который вначале покоится, мгновенно ускоряется и, равномерно двигаясь, проходит путь L , а затем мгновенно останавливается (см. также работу И. Е. Тамма⁴⁹). Оказалось, что возникающее при этом излучение, например, длины волны λ , наблюдаемое под углом θ к оси движения, отсутствует, если на отрезке укладывается целое число зон Френеля, имеющих длину $\lambda/(1 - v \cos \theta)$. Оно максимально, если это число полуцелое. Уже отсюда следует, что излучение можно рассматривать как формирующееся на всем пути L . Однако его можно рассматривать

и как результат суперпозиции двух волн, испускаемых из начальной и конечной точек, где ускорение имеет противоположные значения; это следует и из известной общей теоремы Рубиновича²⁰.

В полной мере понятие зоны формирования возникло в работе М. Л. Тер-Микаеляна^{21,22} (см. также²³) для общего случая (квантовая электродинамика, учет отдачи и т. п.). Суть эффекта состоит в следующем.

Если электрон импульса \mathbf{k}_0 , рассеиваясь на «третьем теле» (атом, кристалл), излучает фотон импульса \mathbf{k} и переходит в конечное состояние с импульсом \mathbf{k} , то весь процесс разыгрывается (при ультрарелятивистских энергиях) в сильно вытянутой области пространства, продольные (вдоль \mathbf{k}_0) размеры которой растут с ростом $|\mathbf{k}_0|$. Это следует уже из того, что в матричный элемент такого процесса входит интеграл вида

$$M \sim \int e^{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k} - \mathbf{k}_\gamma) \cdot \mathbf{r}} W(\mathbf{r}) d^3r, \quad (16)$$

где $W(\mathbf{r})$ включает информацию о взаимодействии с рассеивателем. Экспоненциальный фактор сам по себе указывает, что существенна область пространства с продольным размером $\sim l_t$,

$$l_t = \frac{1}{|k_{0\parallel} - k_{\parallel} - \kappa_{\parallel}|}, \quad (17)$$

где k_{\parallel} , κ_{\parallel} — продольные компоненты векторов \mathbf{k} и \mathbf{k} . При высоких энергиях углы рассеяния и излучения малы, $\vartheta_{\mathbf{k}}, \vartheta_{\mathbf{k}} \sim m/|\mathbf{k}|$, и это выражение переходит в $l_t \approx 2|\mathbf{k}_0|/|\mathbf{k}| \sim 2/m_e k$, так что в главной области тормозного излучения, $k_0 \sim k$,

$$l_t \approx \frac{1}{\kappa_{\perp}} \frac{|\mathbf{k}_0|}{m_e} \quad (18)$$

Если, например, электрон падает на кристалл вдоль его оси и $l_t \gg d$ (d — расстояние между соседними узлами), то все $N \sim l_t/d$ узлов в пределах зоны действуют на электрон когерентно, амплитуды, обзанные рассеяния на разных атомах, складываются, и W возрастает в N раз по сравнению с процессом на одном атоме. Наоборот, если на этом пути находится не более одного узла решетки, то излучение происходит на всех узлах независимо, складываются не амплитуды, а вероятности^{21,22}.

В свое время этот результат был воспринят как парадокс, поскольку кристаллическая структура рассеивателя оказалась существенной не при малых энергиях (и больших, сравнимых с d , длинах волн $|\mathbf{k}_0|^{-1}$, $|\mathbf{k}|^{-1}$), что было бы привычным, а при больших, так что длины волн гораздо меньше, чем d , но l_t , пропорциональное $|\mathbf{k}_0|$, превышает d . Когда результат был понят, то на той же основе возникли теории множества других процессов излучения в среде (см. ²³). Так, уже через год появилась работа Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчука²⁴, в которой было отмечено, что если в пределах этой зоны формирования происходит достаточно сильное многократное рассеяние излучающего электрона в среде (или другое искажение плоских волн, входящих в интеграл (16)), то этим эффективно обрезается область интегрирования и интенсивность тормозного излучения снижается (а в ²⁵ было показано, что подобную же роль играет отличие от единицы коэффициента преломления среды и т. д.). Действительно, из-за этого рассеяния векторы \mathbf{k} и \mathbf{k} флуктуируют в пределах области интегрирования и на некотором пути l_s средний квадратичный угол рассеяния может превысить типичный угол излучения $\vartheta_{\mathbf{k}} \sim m_e/|\mathbf{k}_0|$, определяющий эффективную величину l_t (17). При $l_s \ll l_t$ значение M уменьшится в $\sim l_t/l_s$ раз.

Мы рассмотрим этот вопрос с иной точки зрения и покажем, что такие особенности процесса излучения возникают именно потому, что здесь

электрон на известной стадии (в пределах l_f) является полуголым. На это указывает уже совпадение двух выражений, — для пути, который рассеявшийся электрон проходит в полуголом состоянии (в отношении компоненты поля κ), $l_{\text{regen}} = vT_{\kappa}^{\text{regen}} \approx T_{\kappa}^{\text{regen}}$ (8) и для длины когерентности или зоны формирования фотона l_f (18). Но это можно еще лучше

увидеть из следующего примера.

Пусть после рассеяния на большой угол (см. рис. 1) электрон движется без внешних возмущений в течение времени $t \gg \gg T_{\kappa}^{\text{regen}}$. Он распадается в конце концов на одетый электрон и фотон. Это и означает, что в целом рассеяние в точке $x = y = 0$ привело к нормальному тормозному излучению, заключенному в пределах двух конусов, — для κ_1 и κ_2 *) (рис. 2, а). Если затем одетый уже электрон на расстоянии $l \gg l_f \equiv T_{\kappa}^{\text{regen}}$ испытывает второе рассеяние, то это будет независимый от предыдущего процесс. Поэтому и здесь будет испущено два обычных конуса тормозного излучения κ_3 и κ_4 (рис. 2, б). Если, однако, второй рассеиватель будет помещен на *малом* расстоянии, $l \ll T_{\kappa}^{\text{regen}}$, то полуголый еще электрон (в оболочке которого нет нужной компоненты поля κ_2) не успеет распасться на одетый плюс фотон. Следовательно, не будет второго конуса κ_2 , присутствующего на рис. 2, а, но не будет и конуса κ_3 , возникающего при втором рассеянии (на рис. 2, в), поскольку полуголому электрону нечего с себя сбросить. Общая картина будет типа рис. 2, в, т. е. в целом двойное рассеяние даст два, а не четыре конуса тормозного излучения. Можно сказать, что сечение тормозного излучения (или сечение неупругого рассеяния σ_{inel}) будет в два раза меньше, чем на двух независимых рассеивателях. Расчет последовательных стадий в рамках КЭД,

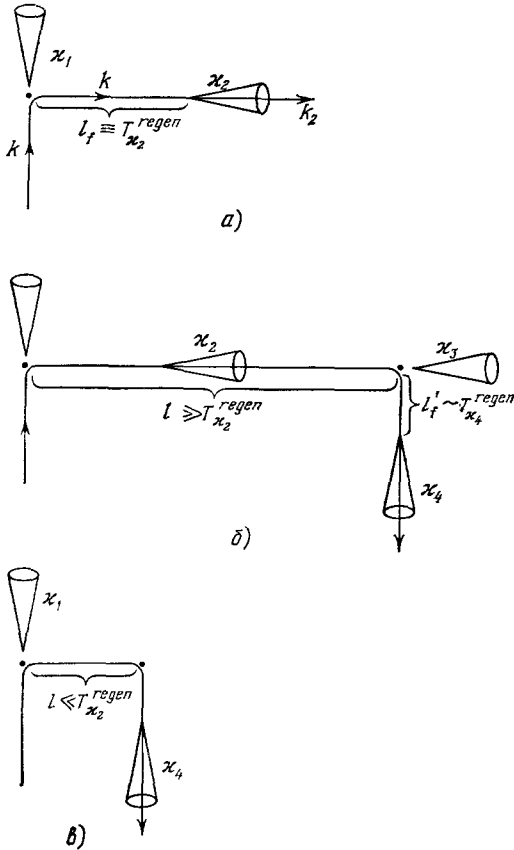


Рис. 2. Тормозное излучение при однократном (а) и двукратном (б и в) рассеянии в случае разных отношений расстояния (l) между рассеивателями к длине пути, на котором происходит регенерация оболочки электрона ($T_{\kappa_2}^{\text{regen}}$).

*) Иногда зону формирования отождествляют с областью взаимодействия. В действительности же взаимодействие с рассеивателем может осуществляться в точке или в очень малой области, как на рис. 1, а зона формирования определяется перестройкой полей (пространственным разделением интерферирующих друг с другом поля излучения и собственного поля электрона), происходящей на гораздо большем пути при (последующем свободном движении) неравновесной системы. Но если в пределах всей зоны формирования расположено много новых областей взаимодействия, то эти понятия могут совпадать (как это имеет место в кристаллической решетке ^{21,22}). Вопрос о роли зоны формирования в случае переходного излучения довольно подробно рассмотрен в ²⁶.

разумеется, приводит к этой же картине¹⁶. В этом фактически и состоит эффект Ландау и Померанчука²⁴.

Таким образом, можно сказать, что *полуголый электрон есть наблюдаемый объект, проявляющийся в хороших изученных явлениях, а его одева-*ние может быть прослежено в рамках КТП (в данном случае КЭД)*.

Заметим, однако, что взаимодействия с разными рассеивающими центрами, испытываемые неравновесной частицей (например, полуголым электроном), т. е. взаимодействия этой частицы в пределах времени ее регенерации, отнюдь не всегда можно отделить друг от друга с достаточной уверенностью. Они составляют, строго говоря, единый процесс, который следует рассматривать на уровне амплитуд, а не вероятностей. Так, на рис. 2, в перерассеяние на *большой угол* подавляет излучение фотона κ_2 . Имеет место простая экранировка. Здесь можно сказать, что неравновесная частица есть объект, который характеризуется, например, своим сечением рассеяния, тормозного излучения фотона κ_4 (но нет κ_3), поглощения и т. д. Если же второе рассеяние происходит на *малый угол*, $\vartheta_e \ll m_e/E$ или $\vartheta \ll \kappa_1/\kappa$, то интерференция очень существенна. Пример — тормозное излучение в кристалле, когда основной эффект (излучение фотона κ) в результате перерассеяния на последующих узлах решетки в пределах l_1 усиливается (эффект Тер-Микаеляна). Можно сказать, что имеет место «антиэкранировка». Говорить о сечении тормозного излучения неравновесной частицы как независимого объекта, невозможно. Мы увидим в гл. 5, что подобное различие ситуаций возможно и в адронной физике.

5. НЕРАВНОВЕСНЫЕ АДРОНЫ

В КТП сильных взаимодействий невозможно произвести столь же прямые вычисления, как в КЭД. Однако ясный физический смысл результатов для электрона (гл. 3, 4) позволяет перенести их (полуколичественно) на адроны на модельном уровне, а общие строгие соотношения, известные в КТП, помогают, используя опыт КЭД, прийти к дополнительным выводам. В последнее время началось и более детальное (хотя тоже модельное) изучение особенностей взаимодействия неравновесных частиц на теоретико-полевом уровне.

В этом разделе главным для нас будет основной вывод из предыдущего, согласно которому *структурные изменения квантовой частицы можно рассматривать в координатном пространстве, причем протекают они в течение времени, не меньшего, чем время прохождения сигнала через объем частицы*. Вследствие короткодействующего характера ядерных сил понятие объема имеет для адрона более определенный смысл, чем для электрона, поэтому этот вывод имеет здесь еще более простой и четкий смысл.

Далее, как мы видели, *время регенерации не зависит от e^2* , т. е. не зависит от силы взаимодействия фермионов и бозонов¹⁶. Это на первый взгляд неожиданно. Казалось бы, чем больше константа взаимодействия (в КЭД

) Поскольку он распадается на одетый электрон и фотон, его масса m_e^ больше массы m_e . Может показаться странным, что когда у электрона отсутствует часть его оболочки, т. е. когда он частично лишен положительной энергии своего поля $\int [(E^2 + H^2)/8\pi] d^3r$, его масса возрастает. Однако, как уже подчеркивалось (с. 262), мы ведь не рассматриваем те компоненты поля (очень большие κ_{\perp}), которые вместе с другими силами («механическими») обеспечивают устойчивость частицы. В процессе рассеяния происходит перераспределение энергии (в классической модели Лоренца внутри электрона должны распространяться упругие волны и т. д.). Оно в конце концов и обеспечивает превышение $k^2 \equiv m_e^{*2}$ над m_e . Масса возрастает, разумеется, за счет уменьшения кинетической энергии, которым мы пренебрегаем.

это $e^2 = 1/137$), тем быстрее электрон может излучить нужное ему собственное поле и поляризовать вакуум. Однако в то же время, чем больше e^2 , тем интенсивнее само равновесное собственное поле, которое необходимо создать. Это действует в обратную сторону, два эффекта взаимно компенсируются, что и обеспечивает непротиворечивость объяснения, исходящего только из времени распространения сигнала. Следовательно, вычисленное значение T^{regen} заведомо справедливо, пока верна теория возмущений, например, если e^2 увеличить до величины порядка $1/10$. Нет оснований думать, что существенно что-либо изменится при $e^2 \rightarrow 1$, например, в КМД.

Рассмотрим соударение двух нуклонов массы m_N и энергии $E \gg m_N$ в системе центра инерции (СЦИ), где их продольные размеры $r_0 \sim m_\pi^{-1}$ уменьшены в E/m_N раз. Известно³, что соударения адронов являются (в процессах с «нормальными», малыми поперечными передаваемыми импульсами) периферическими: адроны выделяют часть своей энергии в некоторую подсистему, а сами пролетают вперед с энергией E^* , имеющей тот же порядок, что E . При этом внутреннее их состояние, вообще говоря, портится, их масса $m_N^* \geq m_N$, так что возможен их распад на стабильные частицы. Это — «фрагментационная» часть продуктов реакции. Длительность соударения, можно полагать, есть $T^{\text{coll}} \sim r_0 m_N / E$. Опираясь на опыт электродинамики, можно высказать ряд утверждений.

а) Восстановление нормальной структуры требует времени не меньшего, чем время прохождения сигнала в объеме частицы. В ее системе покоя это время $\geq r_0$, так что в СЦИ

$$T^{\text{regen}} \geq r_0 \frac{E^*}{m_N^*} \sim r_0 \frac{E}{m_N}. \quad (19)$$

Поэтому соударение и регенерация резко разграничены, как это было и для электрона, резко изменившего свой импульс в первом соударении (см. рис. 1):

$$\frac{T^{\text{regen}}}{T^{\text{coll}}} \geq r_0 \frac{EE^*}{m_N m_N^*} \sim r_0 \frac{E^2}{m_N^2} \gg 1. \quad (20)$$

б) Процесс восстановления происходит через распад на равновесные адроны разных типов. Если m_N^* очень велико и рождается $n \gg 1$ частиц, то процесс может иметь квазиклассический характер постепенного расширения, типа рис. 1.

Существует два рода взаимодействий, возмущающих внутреннее состояние частицы: дифракционная диссоциация, когда заряд, странность и т. п. у налетевшей частицы не меняются, и процесс с изменением этих характеристик. Неравенства (19), (20), пригодны в обоих случаях. Неопределенность массы m_N^* , возникающая из-за нестабильности частицы, обычно несущественна: $\Delta m \sim (T^{\text{regen}})^{-1} \lesssim m_\pi$.

Сходные соотношения имеют место и для тех частиц, которые возникают за счет отданной первичными нуклонами энергии $E - E^* \equiv KE$. Если, как предполагается в некоторых моделях, образуется подсистема, медленно движущаяся в СЦИ (тяжелый кластер), то и она распадается на стабильные адроны. Эта часть продуктов называется «пионизационной» (или «центральной»). Если она в целом покоится в СЦИ, то распад происходит за время, не меньшее, чем это следует из размеров системы, которая должна получиться в результате распада на n адронов, $r_0' \sim m_\pi^{-1} \sqrt{n}$.

*) m_N — энергия низшего, стабильного состояния (с данными квантовыми числами) системы фермионы плюс бозоны. Поэтому любое возмущенное состояние этой системы имеет большую энергию.

В лабораторной системе это время в $\sim E^*/m_N^*$ раз больше. Оно, однако, в любой системе во столько же раз меньше, чем для фрагментационной части.

Величина r_0 имеет порядок m_π^{-1} , но можно уточнить: среднеквадратичный радиус протона, согласно данным электрон-протонного рассеяния, равен $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx 0,77 \text{ Фм} \approx (2m_\pi)^{-1}$. Средний радиус заведомо еще меньше. Поэтому для нуклона разумно считать

$$T^{\text{regen}} \gtrsim \frac{1}{m_{\text{eff}}} \frac{E}{m_N}, \quad m_{\text{eff}} \sim (2-3) m_\pi. \quad (21)$$

Однако по сравнению с электродинамикой здесь возникает и существенная специфика.

а) Нуклон еще можно в известной мере представлять себе, как частицу, окруженную собственным полем — пионной оболочкой. Поляризация нуклонного вакуума, можно ожидать, является значительной лишь на расстояниях порядка $(2m_N)^{-1}$. Поэтому представление о «полуголом» нуклоне, лишенном некоторой периферической части поля, допустимо. Однако уже для мезонов эта картина может быть принята лишь весьма условно. Лучше говорить о нарушении равновесной структуры, имеющем более сложный характер.

Процесс регенерации (происходящий, конечно, тоже через распад на стабильные адроны), разумеется, и здесь требует времени, не меньшего, чем время распространения сигнала по объему конечной системы.

Мы увидим все же, что в некоторых моделях (например, в партонной модели) (см. ниже рис. 4—6), такая неравновесность реализуется в виде адрона, имеющего меньшие пространственные размеры, чем стабильный адрон с такими же квантовыми числами. Поэтому термин «полуголый» приобретает некоторое право на существование.

б) Отсутствие части собственного поля у электрона лишь слабо (в членах высшего порядка по e^2) влияет на интенсивность последующего рассеяния. Адроны же взаимодействуют всеми элементами своего объема, и рассеяние полуголого (вообще неравновесного) адрона может быть существенно иным, чем для равновесного. Например, если при первом рассеянии возник ρ мезон (пример резонансной неравновесной структуры), способный распасться на пионы, то можно рассматривать модель, в которой суперпозированы состояния с разными числами пионов и для нее при расчете последующего взаимодействия нужно учитывать рассеяние каждого из пионов.

в) У адронов есть много различного рода резонансов (в электродинамике — лишь системы типа позитрония). Если соударение переводит адрон в резонансное состояние или близкое к нему (например, N переходит в N^* или Δ -частицы), то время регенерации может значительно превышать правую часть в (19). Это соответствует известной теореме Вигнера, согласно которой при упругом соударении двух частиц в области резонанса время их пребывания внутри радиуса взаимодействия превышает время пролета свободных частиц²⁷.

д) При достаточно больших m_N^* , в отличие от КЭД, распад на много адронов может быть не менее вероятен, чем распад на одетый нуклон и один «квант поля» — пион или каон и т. п. В самом деле, функционал Φ_N нуклона и нуклоноподобного состояния или пиона и пионноподобного состояния Φ_π , по смыслу аналогичный (9), имеет структуру, которую символически можно записать следующим образом (используя очевидные

обозначения

$$\Phi_N = \begin{pmatrix} C_0^N N \\ C_1^N N\pi \\ C_2^N N\pi\pi \\ \dots \\ C_i^N NK\bar{K} \\ C_{i+1}^N NK\bar{K}\pi \\ \dots \\ C_j^N N\bar{N}\bar{N} \\ \dots \end{pmatrix}, \quad \Phi_\pi = \begin{pmatrix} C_0^\pi \pi \\ C_1^{\pi'} \pi\pi\pi + C_1^{\pi''} \pi\rho \\ C_2^{\pi'} (5\pi) + C_2^{\pi''} \pi\rho\rho \\ \dots \\ C_i^\pi \pi K\bar{K} \\ \dots \\ C_j^\pi \pi N\bar{N} \\ \dots \end{pmatrix}. \quad (22)$$

В каждой строке подразумевается интегрирование по относительным импульсам, как в (9). Разлагать можно по любой ортогональной системе функций, например, частицы в строчках можно считать свободными и голыми, либо свободными и равновесными, одетыми. Какое-то определенное сочетание строчек, — определенный набор коэффициентов C_m^s , — описывает стабильный адрон. Для него при разложении по одетым частицам все C_m^s , кроме C_0^s , равны нулю. После соударения, когда адрон переходит в неравновесное состояние, набор коэффициентов отличен от равновесного и должен произойти распад. Из-за того, что взаимодействие сильное, вклады разных строчек могут иметь одинаковый вес, т. е. распад может быть множественным, на $n \gg 1$ конечных частиц. Но для больших $\langle n \rangle$, как уже говорилось, распад будет квазиклассическим, с постепенным расширением в координатном пространстве, пока не сформируются полностью одетые адроны, каждый радиуса $r_0 \sim m_\pi^{-1}$. Соответственно полное время регенерации (в системе покоя объекта) может быть $\gg m_\pi^{-1} \sqrt{n}$. Становится понятным, почему для такого процесса может быть справедлива квазиклассическая статистическая модель Померанчука или даже гидродинамическая модель Гейзенберга — Ландау² (см. также обзоры²⁸).

Остановившись, имея в виду эти особенности, на вопросе о взаимодействии неравновесного адрона, т. е. о его взаимодействии в пределах времени регенерации после соударения, «испортившего» его внутреннюю структуру, или после момента его генерации. Этому вопросу посвящена уже огромная и все разрастающаяся литература, поскольку в последние годы опыты с адронами ускорительных энергий позволяют получать большие релятивистские затягивания времени регенерации. Проявляются они при соударениях адрон — ядро в опытах двух типов: изучают вторичное взаимодействие либо налетевшего адрона в том же ядре, где он уже испытал одно взаимодействие, либо адрона, родившегося в этом же ядре*).

Проблема возникла еще два десятилетия назад, когда (не очень надежные тогда) опыты в космических лучах ($E_{\text{Lab}} \gtrsim 100$ ГэВ) привели к странному результату: протон теряет в среднем почти одну и ту же долю $\langle K \rangle$ своей энергии при соударении с ядрами резко различных атомных номеров A . При прохождении через атмосферу для протонов был обнаружен важнейший факт, — для воздуха $\langle K \rangle \approx 1/3 - 1/2$ в огромном интервале энергий, $E_{\text{Lab}} \sim 10 - 2000$ ГэВ и даже $10 - 10^5$ ГэВ²⁹ (вскоре было уточнено до $\langle K \rangle = 0,45 \pm 0,05$). Но оказалось, что и в тяжелых ядрах фотоэмульсии, и в меди, и в свинце $\langle K \rangle$ примерно такое же³⁰. Между тем,

*) Именно такие частицы иногда называют «незрелыми» или «юными». Используя термин, принятый в химии, когда говорят об активности атомов вещества непосредственно после химической реакции, в которой они выделяются, можно сказать, что речь идет о частицах «in statu nascendi» («в момент рождения») ¹⁴⁶.

даже если в воздухе $\langle K \rangle = 1/3$, то, казалось бы, в тяжелом ядре, где протон проходит пропорционально радиусу ядра, $R = r_0 A^{1/3}$, путь, больший в $\sim 2,5$ раза, он испытывает во столько же раз больше соударений, и в свинце должно стать $\langle K \rangle \sim 0,65$. В дальнейшем, когда ускорители дотянулись до таких энергий, этот вывод еще усилился. Теперь мы знаем, что при соударении протон — протон $\langle K \rangle \approx 0,5$ и потому можно было бы ожидать $\langle K \rangle_{p, Pb} = 0,9-1,0$. Между тем, при соударении протона с ядрами, вплоть до самых тяжелых, зависимость от A является очень слабой. $\langle K \rangle_{p,A} \sim A^{0,06 \pm (0,02-0,03)}$ (космические лучи; в интервале до $E_L \sim 10^3$ ГэВ)^{30в}.

Таким образом, все выглядит так, как будто нуклон не испытывает повторных соударений в ядре.

На это же указывал и другой факт, — весьма слабая зависимость множественности $\langle n \rangle$ адронов, генерируемых в соударении протон — ядро, от A . Даже если бы родившиеся в ядре новые адроны совершенно не размножались в том же ядре, а только нарождались дополнительные частицы при последующих соударениях первичного нуклона, то и тогда при высокой энергии $\langle n \rangle$ должно было бы быть приблизительно пропорционально среднему пути [нуклона в ядре, $\langle n \rangle \sim A^{1/3}$ (мы в этой оценке пренебрегаем потерей энергии первичной частицы в каждом соударении: множественность слабо зависит от энергии). Опыты же в космических лучах, как впервые было отмечено в ³¹, определенно указывали на гораздо более слабую зависимость. Теперь ускорительные опыты дают целиком распределение генерированных частиц по углам θ_L в лабораторной системе отсчета или, как его предпочитают выражать, по псевдобыстротам $\eta = -\ln \operatorname{tg} (\theta_L/2)$ для соударений с разными ядрами. На рис. 3 видно, что с ростом A сильно растет лишь число генерированных частиц, летящих назад в СЦИ нуклон-нуклон (большие углы вылета в лабораторной системе). Число же самых быстрых частиц, летящих в СЦИ вперед, практически одинаково для всех A . В результате оказывается, что если параметризовать зависимость формулой $\langle n \rangle \sim A^\alpha$, то α равно $0,10-0,15$, в зависимости от условий отбора частиц. В подробном исследовании ³² для соударений p, \bar{p}, π и K -частиц с ядрами получено даже $\alpha = (0,19-0,23) \pm (0,01-0,02)$. Однако для самых быстрых летящих вперед протонов ($\eta \approx 4-6$) этот показатель $\alpha \leq 0,1$ (см. ³², рис. 17, г). Таким образом, мы снова видим, что первичный лидирующий нуклон не испытывает сколько-нибудь значительного числа повторных взаимодействий.

Очень слабую зависимость $\langle n \rangle$ от A (с $\alpha = 0,19$) предсказывала и гидродинамическая модель Ландау (такое объяснение и принималось в ³²). Она имеет ту привлекательную черту, что автоматически учитывает все последующие взаимодействия не только начального адрона, но и всех продуктов. Однако в своем первоначальном виде эта модель наталки-

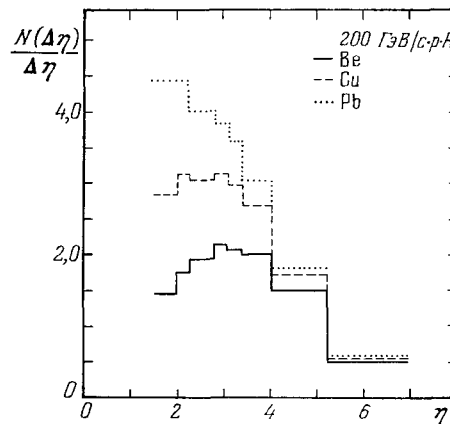


Рис. 3. Распределение (по псевдобыстротам $\eta = -\ln \operatorname{tg} (\theta_L/2)$, где θ_L — угол вылета частицы в лабораторной системе) частиц множественной генерации при соударении протонов с разными ядрами (Be, Cu, Pb) при энергии 200 ГэВ ³², полученное методами электроники.

Ранее подобные же распределения разные авторы получали в фотоэмульсиях, облученных на ускорителях. Частицы, летящие в СЦИ; соударениях протон-нуклон в переднюю полусферу, $\theta_C < 90^\circ$, соответствуют $\eta > 3$. $\theta_C \leq 45^\circ$ означает, что $\eta > 4$.

вается на ряд принципиальных и фактических противоречий. Прежде всего, она противоречит существованию лидирующих нуклонов в конечном состоянии (теряющих в среднем лишь половину своей энергии). Это противоречие устраняется, если считать, что нуклон испытывает периферическое соударение обычного типа, но отданная им энергия переходит к возникающей гидродинамической подсистеме. Такая «периферически-гидродинамическая модель» работает более успешно³³. Однако все равно, если лидирующий нуклон сохраняет активность, то число гидродинамических подсистем должно было бы расти с ростом A как $A^{1/3}$, чего нет.

Различие в множественности для частиц, летящих вперед и назад, тоже было давно (примерно, в 1961 г.) обнаружено в космических лучах при энергии налетающего нуклона $E_L \gtrsim 2000$ ГэВ и объяснялось с помощью следующей модели: рождаются два фэйрбола массы $M_{fb} \sim 3-5$ ГэВ, которые летят в СЦИ вперед и назад, причем они имеют малые размеры, $r_{0,fb} \sim M_{fb}^{-1}$, а потому малое сечение соударения с другими нуклонами ядра. Но фэйрбол, летящий вперед, из-за релятивистского замедления времени расширяется и распадается уже выйдя из ядра, а летящий в СЦИ назад в лабораторной системе движется медленно, успевает распасться внутри ядра и его продукты дополнительно мультиплицируют в ядерной материи¹.

Мы видим, что в любом подходе данные опытов указывают на отсутствие (или, по крайней мере, на малую роль) повторных соударений налетающего нуклона в ядре.

Осознание этого факта еще на материале космических лучей уже два десятилетия назад привело к смелой гипотезе, хотя и выдвинутой на очень грубом уровне^{30а, 34}. Именно, если рассматривать протон как состоящий из сердцевинки — собственно нуклона — и периферического пиона, то можно предположить, что протон теряет свой пион уже в первом соударении и остается в пассивном состоянии, пока не нарастит вновь свою пионную оболочку. Никаких соображений о механизме восстановления оболочки и т. п. здесь не содержалось, представление о структуре и взаимодействии нуклона было примитивным, но основная идея о «голом» и потому пассивном нуклоне представляется очень существенной. Как мы видели, она вскоре нашла поддержку при анализе поведения электрона в электродинамике, где возможны теоретические расчеты. Они показали, что по крайней мере «полуголый» электрон — физическая реальность. Адронные данные, о которых мы сейчас говорили, при изложенной очень грубой их интерпретации, действительно наводят на мысль, что и для нуклона имеет место нечто подобное.

Все это и обострило вопрос о сечении взаимодействия частицы сразу после предшествующего соударения.

Наиболее подходящим для изучения процессом оказалась дифракционная диссоциация на ядрах адронов высокой энергии E_L , такой, что, двигаясь в пределах ядра, неравновесная частица не успевает изменить свою структуру, $T_{\text{regen}} \gg R$, где R — радиус ядра (практически достаточно $E_L \gtrsim 15$ ГэВ). Огромное число выполненных начиная с 1972 г. экспериментов принято интерпретировать с помощью оптической модели³⁵. Именно, считается, что в некоторой точке ядра налетающий адрон испытывает превращение, приобретая массу m^* и поперечный импульс $k_{\perp} = \sqrt{-t}$, причем на пути до точки превращения он поглощается в ядерной материи в согласии с известным из опытов полным сечением соударения адрон — нуклон, σ_1 , а после превращения — с некоторым подлежащим определению сечением σ_2 . Полный выход продуктов для диссоциации адрона h на ядре A в такой модели выражается через сечение такой же диссоциации h на изолированном нуклоне N . Для распределения по

инвариантной массе продуктов m^* , а также по t , получается формула

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dm^*dt}\right)_{hA} = \left(\frac{d^2\sigma}{dm^*dt}\right)_{hN} |F|^2. \quad (23)$$

$$F = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\infty} b db e^{i\mathbf{h} \cdot \mathbf{z}} J_0(|t|b) \rho(b, z) \times \\ \times \exp\left[-(1-i\alpha_1) \frac{\sigma_1}{2} T_1 - (1-i\alpha_2) \frac{\sigma_2}{2} T_2\right], \quad (23a)$$

$$T_1 = \int_{-\infty}^z \rho(b, z') dz'; \quad T_2 = \int_z^{\infty} \rho(b, z') dz', \quad \int \rho(r) d^3r \equiv \int \rho(b, z) d^2b dz = A. \quad (23b)$$

Распределение плотности ядерной материи $\rho(r)$ считается известным из других опытов (например, из опытов Хофстадтера). α_1 и α_2 — отношения вещественной и мнимой частей амплитуд упругого рассеяния на нуклоне под нулевым углом, позволяющие связать поглощение волн (начального адрона h и неравновесного h^*) с полным сечением. α_1 , как и σ_1 , известно из рассеяния hN , а параметр α_2 (он невелик, $\alpha_2 \approx 0,0-0,3$) и величина σ_2 подбираются так, чтобы получить наблюдаемую на опыте зависимость выхода дифракционной диссоциации от A . Этим методом были детально изучены процессы $\pi \rightarrow n\pi$, при $n = 3; 5; N \rightarrow n\pi + N$, $n = 1; 2; K \rightarrow n\pi + K$, $n = 1; 2$. При наивном подходе ожидалось, что σ_2 получится равным сумме известных сечений адронов, наблюдаемых в конечном состоянии, если только m^* не попадает в область резонанса (с теми же квантовыми числами, что у h); для $N \rightarrow N + \pi$ можно было бы ожидать $\sigma_2 = \sigma_{NN} + \sigma_{\pi N} \approx 60$ мб; в процессе $\pi \rightarrow 3\pi$ $\sigma_2 \approx 3\sigma_{\pi N} \approx 70$ мб, а для $\pi \rightarrow 5\pi$ еще больше. Опыт обнаружил резкое расхождение с этим ожиданием, все σ_2 оказались близкими к σ_1 и даже еще меньшими. Это вызвало удивление экспериментаторов, но представляется естественным, если иметь в виду конечность скорости перестройки адрона. Так, начальный пион не может мгновенно расширяться до объема трех пионов. Процесс идет, как $\pi \rightarrow \pi^* \rightarrow 3\pi$ и т. п., причем при условии

$$R \gg T^{\text{regen}} \gg \frac{1}{m_\pi} \frac{E^*}{m^*}, \quad (24)$$

распад $\pi^* \rightarrow 3\pi$ происходит далеко после выхода из ядра. Поэтому на самом деле измеряется сечение $\sigma_2 = \sigma_{\pi^*N}$ и вообще $\sigma_2 = \sigma_{h^*N}$. В соответствии с (24), следует ожидать $\sigma_2 \ll \sigma_{hN}$, т. е. порядка сечения начального адрона или даже меньше его. Опыт, по-видимому, согласуется с этим; в разных интервалах масс m^* и при несколько разных E_L получено $\sigma_{(K\pi\pi)N} = (11 - 22) \pm (2 - 2,5)$ мб; $\sigma_{(3\pi)N} = (16 - 29) \pm (1 - 2)$ мб; $\sigma_{(5\pi)N} = 17 \pm 5$ мб, $\sigma_{(N\pi)N} = (33 - 39) \pm 7$ мб, $\sigma_{(2\pi+p)N} = (17 - 36) \pm (1 - 2)$ мб (см., например, ³⁶). Однако это относится к полным сечениям. Так, в процессе $\pi \rightarrow 3\pi$, по-видимому, удалось разделить вклады отдельных резонансных и нерезонансных состояний. Для них ситуация сложнее. Для дающего главный вклад состояния 1^+ получено $\sigma_2 = 17 \div \div 24) \pm (1 - 2)$ мб, в то время как для 0^+ в одной области энергий и масс $\sigma_2 = 30 \pm 5$ мб, а в трех других $\sigma_2 = ((52 - 60) \pm (12 - 33))$ мб ³⁶. Тем не менее, между экспериментаторами, по-видимому, существует согласие в вопросе о малости σ_2 , точнее, о том, что так полученное σ_2 в большинстве случаев близко к сечению начальной частицы и даже меньше него и во всяком случае много (часто в несколько раз) меньше суммы сечений конечных адронов, наблюдаемых вдали от ядра. Это обстоятель-

ство, высказанное в столь общей форме, служит подтверждением того, что *промежуточный неравновесный адрон есть реальный объект и что восстановление равновесной структуры требует времени $T^{\text{регеп}}$, не меньшего, чем то, которое определяется временем прохождения взаимодействия (сигнала) в пределах рассматриваемой системы. Конкретные модели должны дать возможность проследить механизм этого восстановления, но они должны удовлетворять указанному ограничению.*

Итак, казалось бы, все хорошо сходится с ожидавшимся. Однако дело не так просто. Как подчеркивалось в конце гл. 4, и для электрона при рассеянии на малые углы отнюдь не всегда можно разделить процесс на независимые последовательные соударения неравновесной частицы так, чтобы имело смысл независимое сечение σ_2 . Более того, последующие когерентные взаимодействия могут усиливать друг друга (электрон, излучающий при падении на кристалл). В случае (23) речь идет как раз о малых углах. Неудивительно, что сам метод извлечения σ_2 на основе оптической модели (23) в последнее время подвергается серьезной критике.

Во-первых, модельная квантовополевая оценка (правда, связанная с рядом предположений) показала, что первое перерассеяние возбужденного адрона h^* может повести к сильной «антиэкранировке», т. е. к увеличению выхода продуктов реакции. Между тем, пренебрегая этой возможностью (что и делается в (23)), мы будем объяснять увеличение выхода как результат слабого поглощения, т. е. особой малости σ_2 ³⁷. Поэтому извлекаемое с помощью (23) из эксперимента значение σ_2 дает нечто среднее для многих актов перерассеяния.

Во-вторых, был проведен некоторый «теоретический эксперимент»³⁸. В модели эйконольного типа, где параметры были подобраны так, чтобы правильно описывалась дифракционная диссоциация на изолированном нуклоне (см. ниже), рассчитывалось соударение h^*N внутри ядра. Оказалось, что непосредственно рассчитанное σ_2 для этого соударения гораздо больше того, что получается, если к этим же результатам применить оценку по оптической модели (23).

Таким образом, эти две работы приводят к противоположным заключениям о знаке отклонения истинного σ_2 от даваемого оптической моделью.

С другой стороны, вычисление сечения ρ -мезона с нуклоном, использующее дисперсионное соотношение, аналитически продолженное по массе в область распадных масс ρ -частицы и учитывающее взаимодействие с нуклоном каждого из двух пионов, на которые может распасться ρ -мезон, показало³⁹, что продольно поляризованный ρ -мезон имеет чрезвычайно малое сечение (при тех поперечных импульсах k_{\perp} , которые встречаются при дифракционной диссоциации). Поэтому, предполагая, что π^* есть сочетание $\pi + \rho$, для процесса $\pi \rightarrow \pi^* \rightarrow 3\pi$ получаем возможность сечения $\sigma_{\pi^*N} \approx \sigma_{\pi N}$ (если сделать дополнительные, не обосновываемые допущения о примеси резонанса A_1 и о такой же малости его сечения, то можно получить даже $\sigma_{\pi^*N} < \sigma_{\pi N}$). Это модельное рассмотрение является примером, показывающим, каким конкретным механизмом в рамках теории поля может реализоваться малость сечения неравновесной частицы в пределах времени регенерации. Такой результат, разумеется, не противоречит тому, что выше эта малость связывалась с общими принципами, — конечностью скорости распространения сигнала в объеме частицы и релятивистским затягиванием времени (если только предположить, что имеет смысл само понятие σ_2 , независимого от предыдущих взаимодействий). Таким образом, это модельное рассмотрение свидетельствует скорее в пользу оптической модели (23). Однако здесь совсем не учитывается перерассеяние.

Очевидно, что вопрос о пригодности оптической модели и правильности полученных в ее рамках значений σ_2 подлежит дальнейшему исследованию. Мы можем пока рассматривать это σ_2 как некоторую суммарную полуфеноменологическую характеристику результата всех последующих соударений h^* внутри ядра до выхода наружу.

Возможный механизм возникновения неравновесного («полуголого») состояния, взаимодействующего при временах $t \ll T^{\text{regen}}$ с пониженным сечением, можно проследить на примере двух моделей, хотя и грубых, но поясняющих существо дела.

1. Начнем с дифракционной диссоциации. Рассмотрим модель¹⁴, опирающуюся на нерелятивистскую модель дифракционной диссоциации дейтона (на протон и нейтрон), некогда успешно использованную Глаубером⁴⁰. Пусть налетающий на ядро адрон h испытывает рассеяние на каком либо нуклоне ядра (или группе нуклонов) без передачи заряда, барионного числа, странности или какой-либо еще подобной характеристики, а также без заметной передачи энергии (тяжелое ядро). Передается только импульс. В результате адрон возбуждается, превращаясь в h^* , а затем распадается на стабильные адроны. Если речь идет о нуклоне, $h = N$, $h^* = N^*$, то h и h^* содержат по три валентных кварка, в p и p^* их по два. Возбуждение без изменения состояния тяжелой мишени может произойти, только если адрон рассеялся в момент, когда из-за флуктуации его элементы (валентные кварки, окружающие их глюоны и море кварковых пар) были аномально близки друг к другу (в поперечной плоскости). Тогда мы знаем, что непосредственно после соударения внутренняя структура адрона h^* описывается усеченным (truncated) в координатном пространстве функционалом $\Phi_t \equiv \Phi_{h^*}$ (рис. 4). Из-за релятивистского затягивания времени внутренние элементы этой системы не успеют сместиться в процессе соударения и лишь через время $t \gg T^{\text{regen}}$ (24) она распадется на конечные частицы. В разложении (по равновесным частицам) функционала Φ_t (пусть для конкретности $h \equiv \pi$),

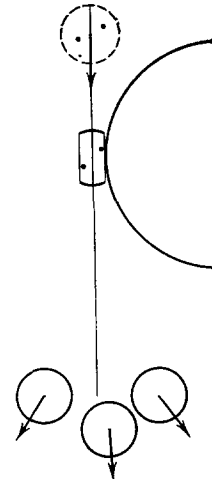


Рис. 4. Дифракционная диссоциация $\pi \rightarrow 3\pi$ в модели типа модели Глаубера.

$$\Phi_t = C_0^\pi \Phi_\pi + \sum C_{3\pi}^\pi \Phi_{3\pi} + \sum C_{\pi\rho}^\pi \Phi_{\pi\rho} + \sum C_{5\pi}^\pi \Phi_{5\pi} + \dots \quad (25)$$

(где каждый из функционалов правой части содержит лишь один элемент из столбца (22)), $|C_i^\pi|^2$ дает вероятности найти при $t \rightarrow \infty$ данное конечное состояние. Масса промежуточного состояния Φ_t есть m^* . Представляется физически правдоподобным, что чем более «усечено» состояние пиона, чем меньше размеры системы, тем больше ее возмущение и потому тем больше m^* . До распада на конечные продукты система еще «не знает», в какое именно состояние она перейдет. Эти особенности неравновесной системы действительно проявляются в некоторых чертах наблюдаемой дифракционной диссоциации. Именно, если верить данным, извлеченным из эксперимента с помощью оптической модели, то σ_2 для π^* (и для N^*) действительно оказывается тем меньше, чем больше m^* (хотя уменьшение не очень велико). Далее, распределение по суммарному поперечному импульсу k_\perp^* всех регистрируемых в конце адронов (т. е. по поперечному импульсу частицы h^*) описывается функцией $\exp(-B(m^*) k_\perp^{*2})$, причем $B(m^*)$ тем меньше (падает в несколько раз), чем больше m^* . Это можно понять как показатель того, что при росте m^* эффективные для рассеяния системы параметры удара уменьшаются, т. е. «усеченное» состояние тем

меньше (в поперечном направлении), чем больше m^* . Наконец, значения $B(m^*)$ для разных конечных состояний, $\pi \rightarrow 3\pi$ и $\pi \rightarrow 5\pi$, совпадают (что проявляется при диссоциации на нуклоне). Это соответствует представлению о том, что $B(m^*)$ описывает свойства промежуточной системы h^* , одной и той же для 3π и 5π , если их массы равны (на самом деле нужно было бы убедиться, что совпадают и угловые моменты).

Такую «усеченную» в пространстве неравновесную систему, сохраняющую нормальное число валентных кварков можно, конечно, условно называть полуголой частицей *). Она образуется из-за квантовых флуктуаций поперечных размеров.

Идея о том, что дифракционная диссоциация возникает в результате флуктуаций внутреннего состояния налетающего адрона, находит гораздо

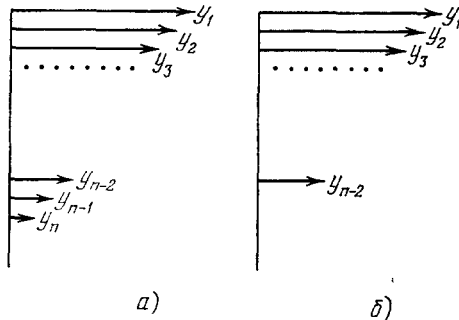


Рис. 5. Изменение структуры адрона после взаимодействия в партонной модели Фейнмана.

более полную реализацию в модели процесса, основанной на картине «собственных состояний»⁴¹. Если реальный адрон есть суперпозиция некоторых состояний (например, партон), каждое из которых поглощается на нуклоне с некоторой своей (для простоты, вещественной) амплитудой t_h , то можно показать, что сечение дифракционной диссоциации σ^{DD} определяется флуктуацией компонент в начальном состоянии, $\sigma^{DD} \sim \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2$, где, например, $\langle t^2 \rangle = \langle \Phi_h | \hat{t} \hat{t} | \Phi_h \rangle$, причем $\hat{t} = \hat{S} - 1$, если \hat{S} — матрица рассеяния партона на нуклоне и т. д. В⁴² для партон-

ной модели Фейнмана показано, что играют роль (хотя качественно разную) три рода флуктуаций: числа партонных пар (кварковых пар, глюонов), их распределения в поперечной плоскости (только эти флуктуации учитывались в модели рис. 4) и продольных быстрот партонных. Подобрать соответствующие три функции распределения, удается хорошо описать диссоциацию в процессе $NN \rightarrow (N\pi)N$ (применение этого метода к вычислению σ_2 и привело к критике оптической модели (23), о которой говорилось выше³⁸).

2. Неупругие соударения недифракционного типа часто рассматривают также на основе партонной модели Фейнмана, предполагая, что лишь наиболее медленные партоны с быстротами (в системе мишени) $y \sim 1$ способны провзаимодействовать. Особенно популярна «лестничная» или «гребеночная» схема рис. 5, а. Здесь длина i -й стрелки соответствует

) С точки зрения изложенной здесь модели постановку вопроса и результат работы³⁹ можно сформулировать следующим образом. Если пользоваться разложением по реальным («одетым») частицам, то падающий пион описывается функционалом (22), в котором отлична от нуля лишь первая строка, $C_0^\pi = 1$. Опыт показывает, что в некоторой области масс m^ , в процессе $\pi \rightarrow 3\pi$, главный вклад дает процесс $\pi \rightarrow \rho\pi \rightarrow (2\pi)\pi$, т. е. в разложении неравновесного пиона π^* главную роль играют коэффициенты C_0^π и $C_1^{\pi\rho}$. Остальные можно считать малыми. Поэтому амплитуда рассеяния для π^* на следующем нуклоне ядра является когерентной суммой амплитуд для ρN и πN . Она и вычисляется в³⁹. Однако в некоторой области масс m^* возможен распад как на 3π , так и на 5π . При данном их угловом моменте рассеяние π^*N должно определяться сложением большего числа амплитуд (например, добавляются $\pi\rho\rho$ и т. п.). С точки зрения модели пространственно-усеченной системы для столь возбужденного π^* размеры еще меньше и сложение всех этих амплитуд должно дать еще меньшее сечение π^*N . Однако это так только в подобной упрощенной модели (см. следующий абзац).

быстроте i -го партона, $y = \ln(\varepsilon_i/m)$, где ε_i его энергия, m — масса, точнее — некоторый характерный параметр порядка 1 ГэВ. Обычно исходят из (хотя бы приближенно) эквидистантного распределения партонов по y , $\Delta y = y_i - y_{i+1} = \text{const} \sim 1$. Предполагается, что после взаимодействия вперед пролетает остаток, лишенный провзаимодействовавших партонов (рис. 5, б). Для восстановления нормальной структуры ему необходимо время, совпадающее с рассмотренным выше временем регенерации,

$$\tau \gg \frac{1}{m} \frac{E_L}{m}, \quad \tau \approx T^{\text{regen}}. \quad (26)$$

При $t \ll \tau$ остаток лишен партонов $y \sim 1$ и потому пассивен, не может взаимодействовать с нуклонами на его пути, например, в том же ядре, где произошло первое взаимодействие ^{43,44}.

Легко видеть, что эта картина в значительной мере эквивалентна модели, в которой после взаимодействия вперед пролетает «обрубленный» в координатном пространстве адрон (как после рассеяния на рис. 1 пролетал «полуголый» электрон или на рис. 4 — пион). Действительно, чтобы мультипериферическая, гребенчатая модель неупругого соударения приводила к правильному, — реджевскому, — поведению упругого соударения, необходимо, как это давно известно ⁴⁵, чтобы в координатном пространстве цепочки рис. 5 была вполне определенной. Именно, в так называемой «плоскости мишени», перпендикулярной к оси соударения, n звеньев цепочки должны распределяться соответственно некоторому броуновскому движению (рис. 6; подчеркнем, здесь y — быстрота партонов, а не поперечная координата, как на рис. 1). Таким образом, поперечный

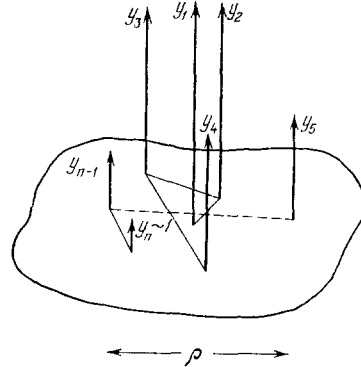


Рис. 6. Распределение партонов модели рис. 5, а в координатном пространстве (в плоскости мишени). y_i — быстроты партонов.

к оси соударения размер системы имеет порядок $\rho \sim \sqrt{n \langle \Delta k_{\perp} \rangle^{-2}}$, где $\langle \Delta k_{\perp} \rangle^{-2}$ — обратная величина среднего передаваемого в одном звене квадрата поперечного импульса. А так как $n \sim y_1/\Delta y \sim \ln(E_L/m)$, то и получается реджевское поведение размеров частицы $r^2 \sim \ln E_L$.

Но здесь партоны с $y \sim 1$, расположенные в конце цепочки, распределены шире «неактивных» партонов. Поэтому адрон, обрубленный (после первого взаимодействия) в пространстве быстрот y (см. рис. 5, б), в то же время в некоторой мере обрублен в координатном пространстве. Восстановление нормальной партонной структуры за время τ (26) есть в то же время обычное восстановление в координатном пространстве, которое мы подробно рассматривали для КЭД*). Вновь можно, хотя и весьма условно, говорить о «полуголой» частице.

Стоит подчеркнуть одно обстоятельство, которое очень часто не принимают во внимание, когда партонную модель применяют, например, к соударению адрон-ядро. Именно, часто считают просто, что в течение времени τ адрон пассивен, а затем «регенерирует», превращаясь в нор-

*) Правда, из сравнения следствий партонных моделей описанного типа с опытом для взаимодействий адрон — ядро извлекают оценку $m \sim 0,5 - 1$ ГэВ в (26), вместо $m \sim m_{\pi} \sim r_0^{-1}$. Однако эта оценка неоднозначна, поскольку используемые при этом модели очень грубы, в частности, не учитывают замечание, содержащееся в следующем абзаце в тексте (см., кроме того, (21)).

мальный адрон. Между тем, как мы видели, регенерация происходит посредством распада на $n > 1$ стабильных частиц. Если n невелико — это квантовый переход, если $n \gg 1$, то квазиклассическое расширение с последующим распадом. При расширении, естественно, могут вовлекаться во взаимодействие и нуклоны ядра. Такая модель развивалась в работе ⁴⁶.

Выше был упомянут еще один тип возможных опытов по взаимодействию «незрелых» адронов. Это — изучение выхода из ядра быстрых (лидирующих) адронов, провзаимодействовавших в ядре или родившихся в нем и вылетевших под большим углом к оси соударения. Цикл подобных исследований на материале соударений р-ядро при $E \sim 20$ ГэВ, предпринятый недавно ⁴⁷, находится в стадии развития. Он дает некоторые представляющие значительный интерес указания на то, что вылетевший нуклон имеет сечение меньше, чем нормальное, а для π - и K -мезонов такое отличие незаметно. Однако этот вывод пока нужно считать предварительным, поскольку здесь встречаются те же трудности, что и при применении оптической модели к дифракционной диссоциации (см. выше), а собранный материал еще не очень велик. Более того, предпринятый в ⁵⁰ расчет в приближении Глаубера, с учетом многократных взаимодействий в ядре и с реалистической формой распределения плотности нуклонов на краю ядра приводит авторов к выводу, что рассмотренные в ⁴⁷ экспериментальные данные могут быть поняты при сохранении в каждом взаимодействии нормального сечения соударения для равновесных нуклонов.

Таким образом, хотя концепция адрона, утратившего на время регенерации (26), хотя бы в некоторой степени, способность взаимодействовать, широко используется в партонной модели взаимодействия в ядре и согласуется со многими старыми и новыми экспериментальными данными, при более точных модельных (в том числе квантовополевых) расчетах получаются неоднозначные выводы. Теория отдельных конкретных процессов, связанных с этой концепцией, продолжает оставаться серьезной проблемой. В то же время физическая прозрачность основного факта, того, что нарушенное при взаимодействии внутреннее состояние частицы не может «залечиться» прежде, чем по ее объему распространится сигнал, факта, который удастся полностью проанализировать в КЭД, побуждает считать как экспериментальное, так и теоретическое исследование этой проблемы весьма актуальным.

6. МЕСТО НЕРЕЗОНАНСНЫХ АДРОННЫХ КЛАСТЕРОВ В КТП

До сих пор мы рассматривали неравновесные частицы либо в КЭД, где благодаря применимости теории возмущений возможны достаточно для наших целей строгие вычисления, либо в рамках грубых модельных представлений, применяя к адронам опыт КЭД. Однако в КТП существуют некоторые общие соотношения, которые позволяют более обоснованно связать проблему неравновесной частицы с проблемой адронных кластеров. Это так называемые спектральные соотношения Челлена — Лемана для функций Грина ⁹.

В главе 2 уже говорилось, что в КТП перенормировку можно основывать на требовании, чтобы пропагатор (в импульсном k -представлении) для каждого поля имел полюс при $k^2 = m_i^2$, где m_i — масса перенормированной, «физической» частицы типа i . Из самых общих положений КТП тогда следует, что перенормированный пропагатор, например, пиона ($i \equiv \pi$) должен иметь вид

$$D(k^2) = \frac{1}{k^2 - m_\pi^2} + \int_{(m_\pi^0)^2}^{\infty} \frac{\rho(x^2) dx^2}{k^2 - x^2}; \quad (27)$$

здесь κ_π^0 — порог возбужденных состояний системы. Далее $\rho(\kappa^2)$ — так называемая спектральная функция пропагатора, — определяется конкретной динамикой двух взаимодействующих полей. Ее можно было бы вычислить, если бы мы умели решать уравнения движения для системы барионного и пионного полей. В электродинамике аналогичные спектральные функции вычисляются по теории возмущений. Из общих положений известно лишь, что ρ — конечная положительная величина, $0 \leq \rho(\kappa^2) < \infty$. Стоящий в интеграле фактор $(k^2 - \kappa^2)^{-1} = D_0(k^2; \kappa^2)$ есть согласно (3) пропагатор, как целого, системы с массой $\sqrt{\kappa^2}$ и внутренними квантовыми числами такими же, как у пиона. Она отнюдь не обязана быть стабильной частицей. Это может быть единый объект — неравновесная частица, в которой уже учтены взаимодействия полей, но может быть, конечно, совокупностью невзаимодействующих, отдельно движущихся частиц, например, двух, с 4-импульсами k_1 и k_2 , $(k_1 + k_2)^2 = \kappa^2$. Такие системы берутся с весом $\rho(\kappa^2)$. Для пиона, из-за его псевдоскалярности, возбужденное состояние соответствует не менее чем трем пионам и потому $(\kappa_\pi^0)^2 = (3m_\pi)^2$.

Далее, перенормировочная константа Z_3 тоже выражается через $\rho(\kappa^2)$,

$$Z_3^{-1} = 1 + \int_{(\kappa_\pi^0)^2}^{\infty} \rho(x^2) dx^2, \tag{28}$$

и потому $0 \leq Z_3 < 1$ ($Z_3 = 1$ лишь если $\rho(\kappa^2) = 0$, т. е. если нет никаких возбужденных состояний, что нереально). Наконец, та же функция $\rho(\kappa^2)$ определяет разность между перенормированной и затравочной массами.

Аналогично существует спектральное представление для фермионного (здесь — нуклонного) пропагатора, со своей спектральной функцией (определяющей также константу Z_2 и связь перенормированной и затравочной масс фермиона). Но мы им не воспользуемся. Для фотонов (их операторная волновая функция вектор, а не псевдоскаляр) пропагатор есть тензор $D_{\mu\nu} = (\delta_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2) D_\nu(k^2)$ и соотношения типа (27), (28) относятся к $D_\nu(\kappa^2)$.

Очевидно, что $\rho(\kappa^2)$ отражает вклад (в сложную систему, которую представляет собой одетая частица) компонент с данным 4-импульсом κ . В самом деле, согласно (4) $|\Phi|^2 = |\Phi_0|^2 Z_3^{-1}$ и именно $\rho(\kappa^2)$ согласно (28) указывает вклад состояний κ^2 в отличие перенормированного оператора поля Φ от затравочного Φ_0 .

Вычисление $\rho(\kappa^2)$ по теории возмущений, в частности в КЭД, приводит к смущающим результатам: получаются $\rho(\kappa^2)$, убывающие с ростом κ^2 недостаточно быстро для сходимости интегралов в основных соотношениях (27) и (28). Так, в мезон-нуклонной теории можно вычислить вклад в ρ от возбужденных состояний с одной нуклон-антинуклонной парой. Как для скалярных, так и для псевдоскалярных нейтральных мезонов во всех порядках теории возмущений $\rho(\kappa^2) \sim \kappa^{-2}$ при $\kappa^2 \rightarrow \infty$, т. е. интеграл (28) расходится¹¹. В КЭД для фотона, в низшем порядке, что соответствует учету лишь возбужденных состояний с одной парой e^+e^- (см. ниже), имеем $\kappa^0 = 2m_e$ и

$$\rho_\nu(\kappa^2) \approx \rho_\nu^{(1)}(\kappa^2) = \frac{e^2}{12\pi^2} \frac{1}{\kappa^2} \left(1 + \frac{2m_e^2}{\kappa^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{\kappa^2}} \sim \frac{1}{\kappa^2} \text{ при } \kappa^2 \rightarrow \infty, \tag{29}$$

т. е. снова (28) расходится. Заметим, что в силу положительности вклада каждого возбужденного состояния учет других состояний может только увеличить ρ .

Таким образом, любая из известных нам теорий двух полей вступает в противоречие со спектральными соотношениями, основанными на общих принципах.

Однако мы можем этим обстоятельством пренебречь и считать, что где-то, при $\kappa^2 \rightarrow \infty$, $\rho(\kappa^2)$ будет убывать достаточно быстро для того, чтобы все интегралы сходились. Во всяком случае, обычные вычисления здесь уже недопустимы. Приведем следующий пример. В КЭД фигурирует затравочная масса электрона m_0 , которая, как уже говорилось, в некотором суммарном виде отражает роль каких-то неэлектромагнитных взаимодействий. Такой простой учет может быть при больших κ^2 неадекватен. В то же время мы знаем, что такие взаимодействия заведомо существуют. Еще до открытия сильных и слабых взаимодействий было, например, известно, что электроны и электромагнитное поле подвержены гравитационным силам. Они не принимались во внимание, как «слишком слабые». Однако электромагнитная масса расходится с уменьшением радиуса электрона r_0 (чему в КЭД отвечает рост переносимого 4-импульса κ , $\kappa^2 \sim r_0^{-2}$) очень медленно, — в КТП лишь логарифмически (использование для расчета теории возмущений предполагает $m_0 \approx m_e$):

$$\delta m_e \sim m_0 \frac{3e^2}{4\pi} \ln \frac{1}{m_0^2 r_0^2} \approx m_e \frac{3e^2}{4\pi} \ln \frac{1}{m_e^2 r_0^2}. \quad (30)$$

Давно было замечено⁴⁸, что отсюда получается $\delta m_e \sim m_e$ лишь если r_0 много меньше радиуса сферы Шварцшильда r_S . Между тем при $r \lesssim r_S$ используемая в КЭД геометрия, пренебрегающая силами гравитации и общей теорией относительности, неверна, а там, где она справедлива, при $r \gg r_S$ набирается электромагнитная масса, существенно меньшая, чем m_e . Поэтому уже факт существования гравитационных сил не позволяет верить поведению $\rho(\kappa^2)$, получаемому в КЭД по теории возмущений для $\kappa^2 \rightarrow \infty$. В действительности взаимодействия, отличные от электромагнитных, но более существенные, чем гравитационные, должны изменять $\rho(\kappa^2)$ уже при r неизмеримо больших, чем r_S . Таким образом, расходимости в системе только двух полей, когда другие силы представлены лишь интегральными характеристиками, — затравочными массами, — еще ничего не говорят об истинной сходимости спектральных интегралов. Это дает нам основание не беспокоиться о ходе $\rho(\kappa^2)$ при $\kappa^2 \rightarrow \infty$.

Имея это в виду, мы попробуем получить представление о возможном виде $\rho(\kappa^2)$ при конечных κ^2 для адронов, где исчерпывающие вычисления невозможны. Мы будем при этом опираться на аналогию с КЭД и на известные экспериментальные факты.

Одним из самых интересных свойств процесса множественной генерации в физике сильных взаимодействий при высоких и сверхвысоких энергиях долгое время считался двухстадийный характер процесса генерации адронов. Действительно, при достаточно высокой энергии этот процесс идет через промежуточную стадию, в которой присутствуют сравнительно тяжелые нестабильные адронные образования, лишь впоследствии распадающиеся на конечные стабильные адроны³. Но уже процесс тормозного излучения в электродинамике, как мы видели в главах 3, 4 (см. рис. 2), на самом деле тоже идет через промежуточную стадию образования неравновесной частицы. Поэтому наличие двух стадий отнюдь не специфично для сильных взаимодействий и является, по существу, тривиальностью для КТП.

Долгое время среди физиков, опирающихся на ускорительные эксперименты, господствовало убеждение, что этими нестабильными образованиями являются лишь известные резонансы, — мезонные (ρ , ω , . . . и т. п.)

и барионные (Δ и т. п.). Однако по мере повышения энергии изучаемых соударений до $E_L \sim 10^2 - 10^8$ ГэВ, как уже говорилось в главе 1, все большее внимание стала привлекать концепция фэйрболов или (как их стали называть) кластеров. Анализ ускорительных данных в предположении, что при соударении нуклонов рождается несколько независимых одинаковых, «средних» кластеров, затем распадающихся на пионы, — это называется моделью испускания независимых кластеров (ICEM — Independent Cluster Emission Model) — привел к выводу, что такой «средний» кластер распадается на 3—4 пиона и имеет массу около 1,5 ГэВ³. Однако уже упоминавшаяся более реалистическая модель, допускающая рождение как легких резонансов (ρ), так и тяжелых нерезонансных кластеров⁵, при сравнении с ускорительными данными показывает, что в действительности это «среднее» получается из сложения легких резонансов и гораздо более тяжелых кластеров⁶. Если, например, отбирать события только довольно большой множественности, $n_s \geq 6$ (n_s — число релятивистских заряженных частиц), как это делалось в свое время в космических лучах¹, то подчеркивается вклад тяжелых кластеров. Тогда средняя масса кластера оказывается $\sim 3-5$ ГэВ, а число его продуктов распада $\sim 6-10$. Это согласуется с тем, что приписывалось фэйрболам.

Далее, как уже говорилось, нестабильное тяжелое адронное промежуточное образование может иметь при взаимодействии с нуклонами того же ядра, где оно возникло, уменьшенное сечение (см. в гл. 5). Но и в космических лучах, как упоминалось в главе 5, получалось, что фэйрбол выходит из ядра, где он возник, свободно, имея до распада малые размеры¹.

О природе и спектре масс тяжелых кластеров существует две точки зрения. Согласно одной из них это еще не выделенные, быть может, перекрывающиеся резонансы, подобные хорошо известным при $m^* \leq 1,5$ ГэВ и, возможно, лежащие дальше их на тех же реджевских траекториях. Другая возможность состоит в том, что тяжелые кластеры — нерезонансные сгустки адронной материи. Это не очень ясное определение нам надлежит разъяснить.

Часто вопрос о природе тяжелого кластера смешивают с вопросом о характере его распада (обычно трактуемого термодинамически, но также допускающего последовательное испускание частиц, например, в рамках дуально-резонансной модели). Нас же интересует, что такое кластер с точки зрения КТП, есть ли для него здесь место? Мы увидим, что можно дать положительный ответ: естественное место для него в КТП существует.

Выбор между резонансной и нерезонансной природой кластера или их возможный компромисс сводится к выбору формы спектральной функции $\rho(k^2)$. Действительно, рассмотрим фейнмановскую диаграмму M (рис. 7, а) процесса соударения двух адронов, в котором генерируется промежуточное образование 4-импульса k и большой массы $m^* = \sqrt{k^2}$ с некоторыми квантовыми числами. Впоследствии оно распадается. Остальные элементы диаграммы, показанные на рис. 7, а пунктиром, нас не интересуют. Вероятность или сечение σ процесса определяется квадратом модуля амплитуды M , т. е. диаграммой рис. 7, б. Учет того, что конечные частицы имеют определенные «физические» массы (это показано на соответствующих им линиях поперечными черточками), приводит к тому, что σ определяется мнимой частью диаграмм рис. 7, б:

$$\sigma \sim \text{Im } M. \quad (31)$$

Однако мы можем получить эту величину и не рассматривая распад на конечные частицы, а заменив диаграмму рис. 7, б диаграммой рис. 7, в, но зато понимая под $D(k^2)$ пропагатор перенормированной частицы,

учитывающий ее виртуальные распады на другие частицы. Так как интересующее нас сечение содержит также вершинные функции Γ , то

$$\sigma \sim |\Gamma|^2 \text{Im} D(k^2). \quad (32)$$

Но мнимая часть пропагатора D , взятого в виде спектрального представления (27), как можно показать⁹, есть

$$\text{Im} D(k^2) = -\pi \rho(k^2). \quad (33)$$

Таким образом, $\rho(k^2)$ в существенной степени определяет вероятность образования состояния массы $m^* = \sqrt{k^2}$ с данными квантовыми числами.

Если мы примем точку зрения, что кластеры это только резонансы, то тем самым предположим, что $\rho(k^2)$ сводится к совокупности резонансных максимумов, что никакого нерезонансного фона нет и амплитуду M

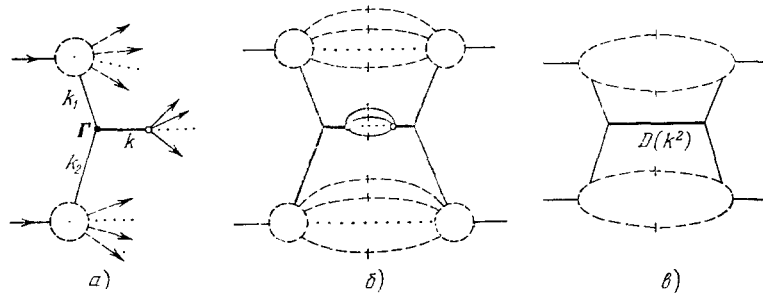


Рис. 7. Фейнмановская диаграмма множественной генерации, идущей через распад промежуточной нестабильной частицы (а), соответствующая диаграмма, описывающая сечение процесса (б), и она же, выраженная через пропагатор кластера (в).

можно записать как сумму резонансных членов брейт-вигнеровского типа. Это, однако, не реалистично.

Рассмотрим прежде всего КЭД. Мы знаем, с одной стороны (гл. 3), что в процессе взаимодействия может возникнуть электрон e^* с неравновесным собственным полем (полуголый), распадающийся затем — в первом приближении по e^2 — на стабильный электрон, и γ -квант, рис. 8, а

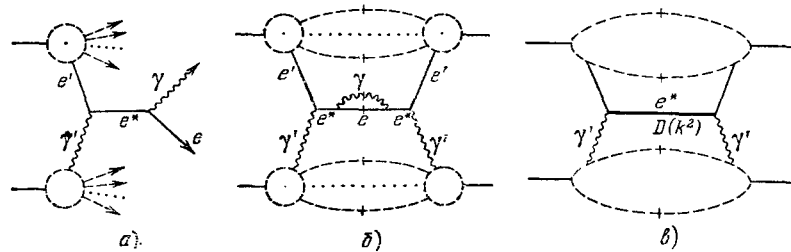


Рис. 8. Электродинамический аналог: тормозное излучение электрона, как распад нерезонансного «кластера» e^* .

(в следующих порядках может возникнуть больше квантов и электронных пар, рис. 9, а'). Сечение этого процесса (рис. 8, б) можно представить диаграммой рис. 8, в с соответствующим пропагатором для e^* . Вычислив пропагатор на диаграмме рис. 8, б с помощью формулы, аналогичной формуле (30) для γ -кванта, мы найдем (в первом приближении по e^2) спектральную функцию этого пропагатора электрона. Следующие приближения по e^2 для нее возникнут от процессов типа рис. 9 и т. п.

Но мы лучше детальнее остановимся на спектральной функции не электронного, а фотонного пропагатора. В последовательных порядках по e^2 в него дают вклады $D_\gamma^{(1)}$, $D_\gamma^{(2)}$, $D_\gamma^{(3)}$, ... процессы типа изображенных на рис. 10, а, 11, а, 12, а и т. д. Вычислив средние элементы в диаграммах (б), мы узнаем пропагаторы и, следовательно, вклады в спектральную функцию пропагатора γ -кванта:

$$\rho_\gamma(k^2) = \rho_\gamma^{(1)}(k^2) + \rho_\gamma^{(2)}(k^2) + \rho_\gamma^{(3)}(k^2) + \dots \quad (34)$$

Первый член $\rho_\gamma^{(1)}$ был уже приведен (см. (29)). Мы не будем вычислять громоздкие следующие члены, но обсудим их общий характер. Однако сначала обратим внимание на то, что здесь не была учтена возможность

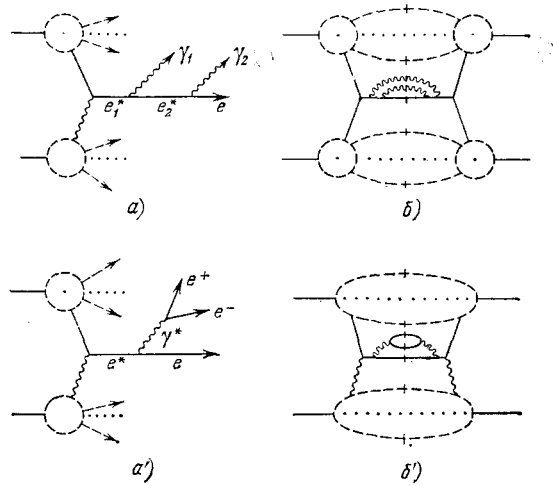


Рис. 9. Многочастичный распад «кластера» e^* в следующем порядке теории возмущений.

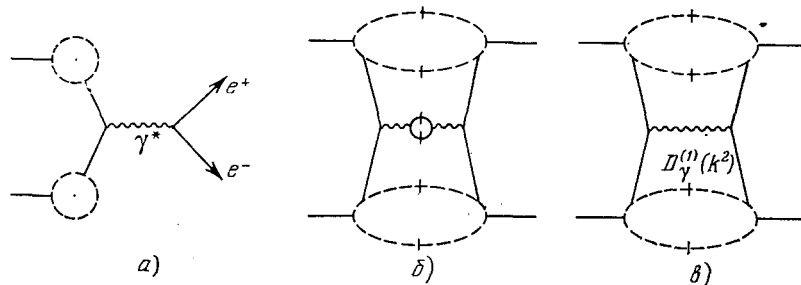


Рис. 10. Тяжелый фотон как электромагнитный нерезонансный «кластер».

образования резонансного состояния — позитрония (e^+e^-) с массой $m^{(p)} = 2m_e - \epsilon^{(p)}$, где $\epsilon^{(p)}$ — энергия связи электрона и позитрона. Это ведет к процессам типа рис. 13. Собирая вместе все эти вклады, мы можем качественно изобразить поведение $\rho_\gamma(k^2)$ для фотона кривыми рис. 14. Здесь совершенно не соблюден масштаб (в частности, для относительных высот и ширин резонансных пиков и гладких кривых). Далее, не разделены вклады $\rho_\gamma^{(1)}$ и $\rho_\gamma^{(2)}$, поскольку из-за нулевой массы фотона слагаемое $\rho_\gamma^{(2)}$ (в ~ 137 раз меньше, чем $\rho_\gamma^{(1)}$) прибавляется во всей области k^2 . Но общий нужный нам вывод ясен: $\rho(k^2)$ состоит из гладких кривых, возрастающих на каждом пороге генерации дополнительной электронной пары, а затем спадающих. На них накладываются пики от позитрониевого резонанса.

Принципиально важно, что эти процессы идут через промежуточный этап, на котором рождается *одна* неравновесная частица (e^* на рис. 8, 9; тяжелый фотон γ^* на рис. 10—12), являющаяся частицей вне массовой

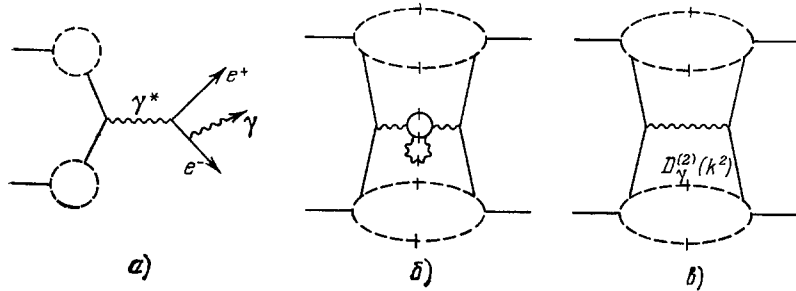


Рис. 11. То же, что и рис. 10, в следующем порядке теории возмущений.

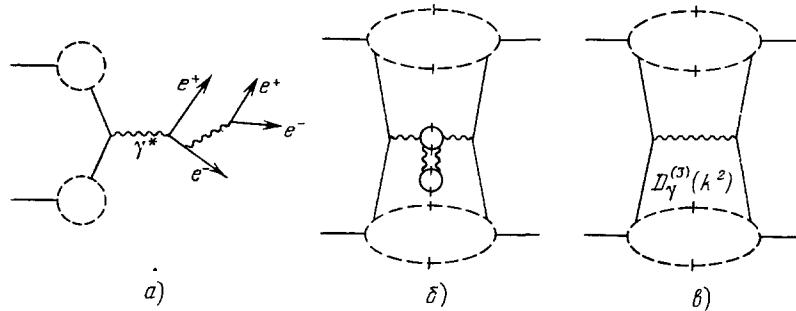


Рис. 12. То же, что и рис. 11, в следующем порядке теории возмущений.

поверхности с времениподобным k , $k^2 > 0$, т. е. с массой $m^* = \sqrt{k^2}$, и потому способная распадаться на некоторое число конечных стабильных частиц.

Перейдем к адронным взаимодействиям.

Поскольку общая структура мезон-барионной теории такова же, как структура КЭД, мы можем утверждать, что спектральная функция пропагатора пиона $\rho_\pi(x^2)$ также имеет изломы на порогах, соответствующих

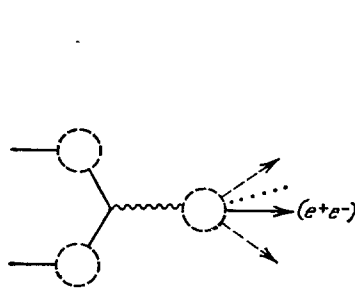


Рис. 13. Резонанс (позитроний), возникающий при распаде электродинамического «кластера».

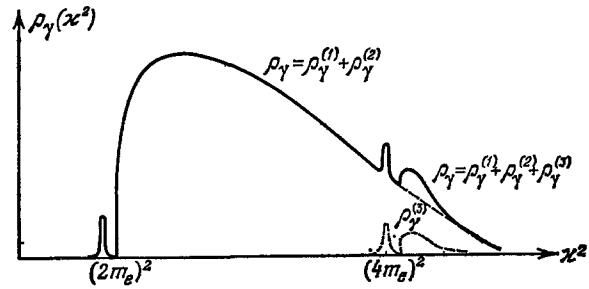


Рис. 14. Спектральная функция пропагатора фотона (масштаб не соблюден).

возможности появления новых адронов в числе, допускаемом квантовыми числами частиц. Именно, возможны, например, диаграммы рис. 15, а при $x^2 > (3\pi)^2$, рис. 15, б при $x^2 > (5\pi)^2$ и т. д. Но взаимодействие двух

пионов в конечном состоянии может дать также ρ - и π -мезоны (рис. 15, в), что обусловит размазанный резонансный пик (или ступеньку) при $\kappa^2 = (m_\rho + m_\pi)^2$, где m_ρ — масса ρ -мезона. Возможны, конечно, и другие резонансы. При еще больших κ^2 появятся вклады от нуклонных пар в конечном состоянии и т. д. (рис. 16).

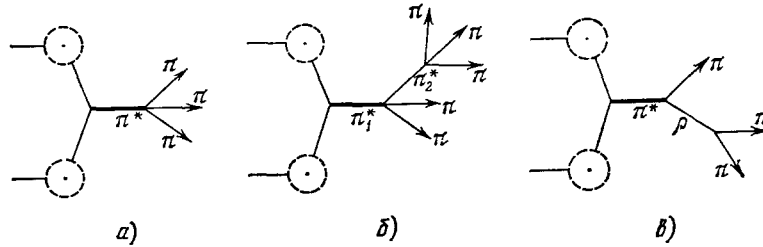


Рис. 15. Пионный кластер π^* (разные моды распада).

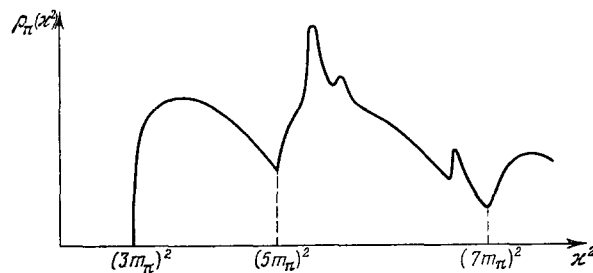


Рис. 16. Качественный характер спектральной функции пионного пропагатора.

Отличие от случая КЭД состоит прежде всего в том, что в области, в которой энергетически возможны разные диаграммы, они имеют одинаковый порядок. Так, в области $(3\pi)^2 \leq \kappa^2 \leq (7\pi)^2$ вклады $\rho^{(a)}$, $\rho^{(б)}$, $\rho^{(в)}$ (рис. 15, а, б и в), вообще говоря, одного порядка. Однако, конечно, чтобы интегралы (27), (28) имели смысл, при некоторых κ^2 сумма вкладов всех диаграмм должна начать убывать по причинам, которые нам укажет будущая теория.

7. ВЫВОДЫ

Сравнение адронных и электромагнитных спектральных функций пропагатора, а также то, что мы знаем о наблюдаемости «полуголого» электрона, о релятивистском затягивании времени его распада на стабильные электроны и фотоны (т. е. о затягивании процесса тормозного излучения), находящем, в частности, выражение в концепции «зоны формирования» (гл. 3, 4), позволяет сделать ряд выводов.

1. *Двухстадийный характер процесса множественной генерации адронов отнюдь не является свойством одних лишь сильных взаимодействий.* И в КЭД при генерации новых частиц, электронов и γ -квантов, сначала образуется неравновесный, нестабильный (но реально наблюдаемый) объект, например, «полуголый» электрон e^* (см. рис. 8), который затем, через время $T_{\text{ген}}(14) \sim (146)$ (при достаточно высокой энергии «макроскопически» большое) распадается на две (в низшем приближении по e^2) или более (в высших приближениях) стабильных частиц, — $e + \gamma$, $e + e^+ + e^-$, $e + 2\gamma$, . . . и т. д. (см. рис. 8, 9). Совершенно подобно этому неравновесный, нестабильный (и нерезонансный) тяжелый фотон γ^* (см. рис. 10 ÷ 12) распадается на стабильные конечные электронные пары и фотоны. Реля-

тивистское затягивание времени распада для e^* имеет тот же характер, что для неравновесных адронов в КТП сильных взаимодействий. Особенностью сильных взаимодействий является только то, что амплитуды процессов с разным числом конечных частиц (допускаемых достаточно большой массой промежуточного образования $m^* = \sqrt{k^2}$) имеют одинаковый порядок. Соответственно этому возникает еще одна особенность: из-за одинаковости членов разного порядка, диаграммы с перерасеяниями конечных частиц рис. 17, б, которые в электродинамике подавлены по сравнению с процессами без перерасеяния (рис. 17, а) множителями $(1/137)^{2\nu}$, где ν — число перерасеяний, в адронной физике могут играть столь же важную роль. Это означает, что вклад в нерезонансный фон от рождения

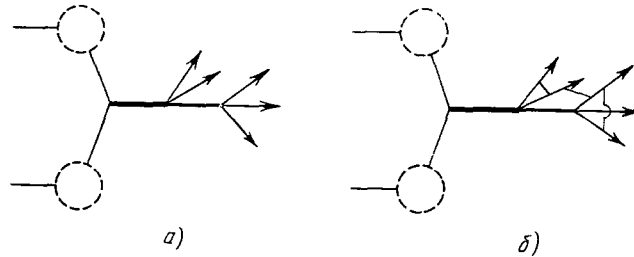


Рис. 17. Распад адронного кластера (а) и учет перерасеяний в конечном состоянии (б).

групп *нвзаимодействующих* друг с другом равновесных частиц с суммарной массой $\sqrt{k^2}$ здесь будет подавлен, а роль тяжелых нерезонансных кластеров повышена по сравнению с КЭД.

2. *Природа промежуточного образования в КЭД и в адронной физике в принципе одна и та же*: при данных квантовых числах это соответствующая частица *далеко вне массовой поверхности* (выход за массовую поверхность во времениподобном направлении, $k^2 = k_0^2 - \mathbf{k}^2 > 0$).

3. *Типы нарушения равновесной структуры в промежуточном образовании могут быть различными*. Эта «виртуальная» (на самом деле физически наблюдаемая) частица может быть, например, лишена наружных частей своей структуры (при сохранении внутренних квантовых чисел) до той или иной глубины (чем глубже, тем больше ее масса), и тогда ее можно называть полуголой (полуголый электрон, рис. 1; адрон в партонной модели, лишенный глюонов с быстротами $y \sim 1$, рис. 5, 6; адрон в процессе дифракционной диссоциации, согласно модели рис. 4). Но ее структура может быть искажена и иначе, например, если она становится обычным резонансом (т. е. ρ , ω . . . частицей), и т. д. С этой точки зрения *резонанс — весьма специальный случай* нарушения структуры нормальной стабильной частицы.

4. *Время регенерации нормальной структуры не может быть меньше времени распространения сигнала в пределах нормального объема частицы*. В ее системе покоя для адрона $T^{\text{regen}} \gtrsim m_\pi^{-1}$, причем при движении, например, в лабораторной системе регенерация релятивистски затягивается, $T^{\text{regen}} \gtrsim (1/m_\pi) E_L/m^*$. Время регенерации может существенно превосходить указанный минимум по двум причинам: а) если промежуточным образованием является резонанс, так что в соответствии с теоремой Вигнера²⁷ время пребывания конечных частиц в области их взаимодействия превышает время пролета через эту область; б) если масса m^* очень велика, общее число продуктов распада велико и соответственно возрастает объем конечной системы, в которой должно установиться равновесие.

5. *В КТП существует естественное место для нерезонансного кластера*. Им и является неравновесная частица — частица далеко вне мас-

совой поверхности, при выходе во времениподобном направлении, $k^2 > 0$, при условии, что мы не попадаем в область резонанса. Реализуется ли в действительности генерация таких кластеров — зависит от значения вершин Γ . Однако не видно, почему Γ в (32) должно быть аномально мало при всех $k^2 > (\kappa^{(0)})^2$. Опыт КЭД, где вылетают неравновесные e^* и γ^* , лишь затем распадающиеся на стабильные частицы, показывает, что вылет групп независимых стабильных частиц (а не кластеров) во всяком случае не исчерпывает нерезонансную часть $\rho(\kappa^2)$.

В кварковых моделях предполагается, что в процессах типа $e^+e^- \rightarrow h + h + \dots$ сначала рождаются кварк и антикварк, $q + \bar{q}$, а затем они подхватывают из вакуума одну или несколько пар кварков. Это обеспечивает компенсацию цвета и дробных квантовых чисел и дает адроны (рис. 18). Но нет никаких оснований ожидать, что при таком подхвате

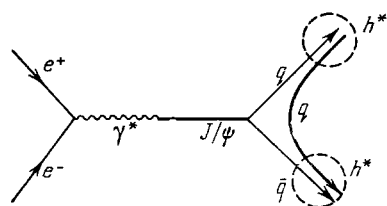


Рис. 18. Образование распадающегося адронного кластера при электрон-позитронной аннигиляции в адроны.

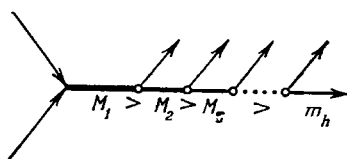


Рис. 19. Последовательный (древесный) распад резонансов в дуально-резонансной модели.

образуются сразу стабильные адроны. Именно последующий распад неравновесных адронов обеспечивает струйную структуру конечного состояния.

6. Отдельный вопрос — динамика распада кластера. В дуально-резонансной модели⁵¹, где считается, что кластеры это лишь тяжелые резонансы, распад трактуют согласно древесным диаграммам, как последовательное испускание адронов и ступенчатое превращение кластера во все более легкие резонансы (рис. 19). В результате получается энергетический спектр адронов, имитирующий термодинамический спектр, $\exp(-\varepsilon/T_{eff})$, где T_{eff} (не путать со временем регенерации!) — параметр, определяемый наклоном реджевской траектории начального резонанса, $\alpha'(0) \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$, и размерностью D эквивалентных осцилляторов в формальном аппарате модели. При разумных $D \sim 4-7$ получается $T_{eff} = \sqrt{3/2\pi^2\alpha'(0)D} \sim m_\pi$, т. е. близкое к наблюдаемому на опыте (но, конечно, по физическому смыслу T_{eff} отнюдь не является какой-либо температурой).

Другой класс моделей распада — термодинамические и даже гидродинамические^{2,3,28}. Здесь целесообразно подчеркнуть, что они тоже, по существу, предполагают или во всяком случае допускают последовательный распад. Так, в гидродинамической модели Ландау расширяющийся сгусток ядерной материи переходит в конечные адроны тогда, когда в данном элементе объема сгустка (в собственной системе элемента) температура упадет до $T \sim m_\pi$. В общей СЦИ сгустка это происходит отнюдь не одновременно для всех его элементов.

Я хотел бы в заключение поблагодарить за весьма ценные обсуждения и критику ряд моих коллег, особенно И. В. Андреева, В. Л. Гинзбурга, И. М. Дремина, Д. А. Киржница и В. Я. Файнберга.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, обзор: Miesowicz M.— In: Progress of Elementary Particles and Cosmic Ray Phys./Ed. J. G. Wilson, S. A. Wouthyusen.— Amsterdam, 1971.— V. X, p. 165.
См. также: Feinberg E. L.— Phys. Rept. Ser. C, 1972, v. 5, p. 237.
2. Heisenberg W.— Zs. Phys., 1936, Bd. 101, S. 533; 1939, Bd. 113, S. 61; 1949, Bd. 126, S. 569; 1952, Bd. 133, S. 65.
Fermi E.— Progr. Theor. Phys., 1950, v. 5, p. 570.
Померанчук И. Я.— ДАН СССР, 1951, т. 78, с. 889.
Ландау Л. Д.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51.
3. De Tar C.— In: XVIII Intern. Conference on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.— Dubna, JINR, 1977.— V. 1, p. A3-4.
Андреев И. В., Дремин И. М.— УФН, 1977, т. 122, с. 37.
Дремин И. М., Квигг К.— УФН, 1978, т. 124, с. 537.
4. Jentschke W. K. Отчет директора ЦЕРН за 1971—1975 гг.— CERN Courier, 1976, v. 16, No. 1, p. 4
5. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С.— УФН, 1970, т. 101, с. 385.
Dremín I. M., Dunaevskii A. M.— Phys. Rept. Ser. C, 1975, v. 18, p. 159.
6. Волков Е. И., Дремин И. М., Дунаевский А. М., Ройзен И. И., Чернавский Д. С.— ЯФ, 1974, т. 20, с. 149.
Dremín I. M.; Orlov A. M., Volkov E. I.— Lebedev Inst. Preprint, No. 420 — Moscow, 1978.
Дремин И. М., Фейнберг Е. Л.— Физ. элем. частиц и атом. ядра (ЭЧАЯ), 1979, т. 10, с. 996.
7. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей.— М.: Гостехиздат, 1957.
8. Шуряк Э. В.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 4.
9. См. любой курс квантовой теории поля, например: Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. Ч. 2.— М.: Наука, 1971, а также ^{7,10,11}.
10. Швeбер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля.— М.: ИЛ, 1963.
11. Бартон Г. Дисперсионные методы в теории поля.— М.: ИЛ, 1968.
12. Киржниц Д. А.— УФН, 1978, т. 125, с. 169.
13. Дирак П. А. М.— В кн. Атомное ядро: Сб. докладов I Всесоюзной ядерной конференции 24—30 сентября 1933 г.— Л.: М.: ГТТИ, 1934.— с. 142.
14. а) Фейнберг Е. Л. В кн. Проблемы теоретической физики, Сб. статей памяти И. Е. Тамма,— М.: Наука, 1972.
б) Feinberg E. L.— Lebedev Inst. Preprint No. 166 — Moscow, 1972.
15. Болотовский Б. М., Давыдов В. А., Рок В. Е.— УФН, 1978, т. 126, с. 311.
16. Feinberg E. L.— In: Proc. of the 10th Intern. Cosmic Ray Conference v. II.— London, 1965.
Фейнберг Е. Л.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 202.
17. Гинзбург В. Л.— ДАН СССР, 1939, т. 23, с. 775, 889; т. 24, с. 181.
18. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика.— М.: Наука, 1975.— Гл. I.
19. Франк И. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1942, т. 6, с. 10; см. также: Франк И. М.— Цит. в ^{14а} сб.
20. Rubinowicz A.— Ann. d. Phys., 1917, Bd. 53, S. 257; 1924, Bd. 73, S. 339.
21. Тер-Микаелян М. Л. Интерференционное излучение сверхбыстрого электрона в кристалле: Диссертация. М.: ФИАН СССР, 1952.
22. Тер-Микаелян М. Л.— ЖЭТФ, 1953, т. 25, с. 289, 296.
23. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.— Ереван: Изд. АН Арм. ССР, 1969; Ter-Mikaelian M. L. High Energy Electromagnetic Phenomena in Medium.— N.Y. Wiley and Sons, 1972.
24. Рязанов И. М.— УФН, 1974, т. 114, с. 393.
24. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.— ДАН СССР, 1953, т. 92, с. 535, 735; изложение см. в ²⁸.
25. Тер-Микаелян М. Л.— Ibid., 1954, т. 94, с. 1033.
26. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.— УФН, 1978, т. 126, с. 553.
27. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений.— М.: Мир, 1967.— Гл. 8, § 5.
28. Sautters P.— Ann. N.Y. Acad. Sci., 1974, v. 229, p. 9.
Розенталь И. Л.— УФН, 1975, т. 116, с. 271.

- Shuryak E. V.— Цит. в³ сб.— P. A3-1.
 Daibog E. I., Rosental I. L., Tarasov Ju. A.— Fortschr. d. Phys., 1979, Bd. 27, S. 313.
29. Зацепин Г. Т.— ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 1104.
 Зацепин Г. Т., Сарычева Л. И.— ДАН СССР, 1954, т. 99, с. 951.
 Григоров Н. Л.— УФН, 1956, т. 58, с. 599.
30. а) Edwards B., Losty J., Perkins D. H., Pinkau K., Reynolds J.— Phil. Mag., 1958, v. 3, p. 237.
 б) Lohrman E., Teucher M. W., Schein M.— Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 672.
 Asimov S. A., Abdulaev A. M., Myalkovsky V. M., Yuldashbaev T. S.— In: Proc. of the Intern. Conference on Cosmic Rays, Jaipur, 1963.— v. 5 p. 69.
 Lal S., Raghavan R., Rangaswamy T. N., Subramanian A., Topwar S. C., Vatcha R. H.— Ibid.— P. 377.
- в) Гуламов К. Г., Чернов Г. М., Юлдашев Б. С.— В кн.: Международный семинар по множественной генерации частиц, Дубна, 1975.
 Демьянов А. И., Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе.— М.: Наука, 1977.— с. 131.
31. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С.— УФН, 1954, т. 52, с. 185.
 32. Busza W., Elias J. E., Halliwell C., Luckey D., Swartz P., Votta L., Young C.— Preprint Fermilab-Pub 79/47-Exp. 7185.178 (submitted to Phys. Rev.)— June 1979. *Phys. Rev.*, 1980, v. 22D, p. 13 (Fig. 11)
33. Шуряк Э. В.— ЯФ, 1976, т. 24, с. 630.
 34. Zatsperin G. T.— In: Proc. of the Intern. Conference on Cosmic Rays, Kyoto, 1961.—1962.— V. 111, p. 495.
 35. Kolbig K. S., Margolis B.— Nucl. Phys. Ser. B., 1968, v. 6, p. 85.
 36. Bellini G.— In: Multiparticle Production on Nuclei at Very High Energies: Proc. of the Topical Conference. Trieste, 1976.— Trieste, 1977.— P. 505.
 Rosen J.— Ibid.— P. 305.
37. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Лapidус Л. И., Мухин С. В.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 451.
 38. Miettinen H. I., Pumplin J.— Phys. Rev. Lett. Ser. B, 1979, v. 42, p. 204.
 39. Веребрюсов В. С., Пономарев Л. А.— Препринт ИТЭФ-114.— Москва, 1979.
 40. Glauber R.— Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 1515.
 41. Caneschi L., Grassberger P., Miettinen H., Nenyey F.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 56B, p. 359.
 Fialkowski K., Miettinen H.— Nucl. Phys. Ser. B, 1967, v. 103, p. 247.
 42. Miettinen H., Pumplin J.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 169.
 43. Канчели О. В.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 465.
 Николаев Н. Н.— Цит. в³⁰ сб.
 Захаров В. И., Николаев Н. Н.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 434.
44. См. обзор: Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М.— УФН, 1977, т. 121, с. 3 (см. гл. 2, п. 9)
 Nikolaev N. N. Multiparticle Production on Nuclei at Very High Energies: Topical meeting. Trieste, 1976.— Trieste: ICTP, 1977.
45. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С.— УФН, 1964, т. 82, с. 3 (см. § III. 4, конец). См. также: Грибов В. Н. В кн. Элементарные частицы, школа ИТЭФ.— М.: Атомиздат, 1973.— Вып. 1, с. 65.
 46. Калинин Б. Н., Шмонин В. Л.— ЯФ, 1975, т. 28, с. 628.
 47. Demianov A. I., Murzin V. S., Saruycheva L. I.— In: Proc. of the Intern. Conference on Cosmic Rays. Kyoto, 1979.— V. 6, p. 227.
 48. Марков М. А.— ЖЭТФ, 1947, т. 17, с. 846.
 49. Тамм И. Е. Собрание научных трудов.— М.: Наука, 1975.— Т. 1, с. 94.
 50. Алавердян Г. Б. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 776.
 51. Макаров V. I. et al.— Phys. Rev. Lett. Ser. B, 1973, v. 43, p. 72; Lett. Nuovo Cimento, 1973, v. 8, p. 151.