

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДЛИНА В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. Н. Стрельцов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается роль релятивистской длины в физике высоких энергий, ее связь с длиной формирования. Именно их рост приводит к тому, что при высоких энергиях играют роль большие продольные расстояния. На основании потенциалов Лиенара — Вихерта и релятивистского потенциала Юкавы установлен эффект «релятивистского дальнего действия» поля. Отмечается, что струнная и партонная модели элементарных частиц и гидродинамическая теория множественного рождения тесно связаны или неявно опираются на концепцию релятивистской длины. Подчеркивается, что релятивистская длина проявляется также в интерференционных экспериментах по измерению пространственных размеров области генерации тождественных пионов в различных системах отсчета.

The role of the relativistic length in high energy physics and its connection with the formation length are discussed. Namely because of their growth large longitudinal distances play a part at high energies. Based on Lienard — Wiechert potentials and relativistic Yukawa potential, the effect of the field «relativistic long-range» is established. It is noted that string and parton models of elementary particles and the hydrodynamic theory of the multiple production are closely connected or nonevidently based on the concept of the relativistic length. It is stressed that the relativistic length is also developed in the interference experiments on measuring the space sizes of the identical pion generation region in different reference systems.

ВВЕДЕНИЕ

В середине 60-х годов возникла дискуссия вокруг двух вопросов теории относительности.

Один из них касался проблемы равновесия (релятивистской формулировки статики). При этом оказалась затронутой общепринятая формула преобразования длины. Были высказаны соображения [1, 2], что продольные размеры релятивистских объектов вместо привычного лоренцева сокращения могут возрасти. Свою роль здесь сыграл также и известный вопрос об определении энергии и импульса электромагнитного поля релятивистского заряда («проблема $4/3$ »). В дальнейшем этот подход получил название «асинхронная формулировка» [3] (в отличие от традиционного — «синхронной формулировки»). В его рамках пространственные размеры релятивистских тел задаются уже неодновременными (асинхронными) положениями составляющих их элементов. Однако до настоящего времени отмеченный подход

не получил признания и известен только узкому кругу специалистов. Это, по нашему мнению, главным образом связано с тем, что в отличие от общепринятого (эйнштейновского) подхода, асинхронная формулировка не основывалась на конкретной измерительной процедуре. Больше того, сама по себе она в принципе не может дать такой процедуры без ссылки на другую (собственную) систему отсчета объекта, что с точки зрения принципа относительности совершенно недопустимо.

Другой из затронутых вопросов касался релятивистской формулировки термодинамики и, в частности, формул преобразования тепловой энергии и температуры. Так, согласно предложенной Оттом [4] формуле температура движущегося тела должна возрастать в противоположность традиционным представлениям, восходящим еще к Планку [5] и Эйнштейну [6]. В настоящее время нет общепризнанного описания релятивистской термодинамики, хотя принятая, например, в известной монографии Меллера по теории относительности [7] формулировка соответствует основным идеям Отта.

Хотя дискутировавшиеся проблемы на первый взгляд кажутся совершенно независимыми, между ними существует достаточно тесная связь, которая выражается известным уравнением состояния идеального газа. При этом требования лоренц-ковариантности указанного уравнения и формула Отта для температуры однозначно ведут к релятивистскому увеличению (а не сжатию) пространственного объема.

Становление и развитие концепции релятивистской длины (КРД) происходило независимо и в стороне от упомянутой дискуссии, хотя приблизительно в то же самое время. По существу КРД основывается на отличном от традиционного определении понятия размеров быстро движущихся объектов, в частности их продольных размеров. При этом измерительная процедура базируется на известном локационном методе измерения расстояний. Следствием КРД является релятивистская «формула удлинения». Тесную взаимосвязь формулы удлинения с релятивистским замедлением времени можно считать прямым следствием единства пространственно-временного континуума, являющегося, в свою очередь, основой основ теории относительности.

Следует отметить, что с помощью КРД удалось разрешить ряд известных «парадоксов» теории относительности, да и вообще устранить трудности, возникшие при релятивизации различных областей «классической физики».

Целью предлагаемого читателю обзора будут вопросы, связанные с проявлением и использованием релятивистской длины в физике высоких энергий, в частности, модификации этого понятия применительно к элементарным частицам как составным объектам конечных размеров.

Вначале мы коснемся главных аспектов самой КРД, связи релятивистской длины с запаздывающими расстояниями в электродинамике, ее четырехмерной трактовки и модификаций основной (локаци-

онной) измерительной процедуры. Затем, опираясь на потенциалы Лиенара — Вихерта, рассмотрим поведение поля релятивистского заряда и проследим связь между длиной формирования излучения и релятивистской длиной; затронем известную проблему определения энергии и импульса электромагнитного поля релятивистского заряда. Будет показано, что физическое требование — равенство нулю импульса поля покоящегося заряда с необходимостью ведет к релятивистскому увеличению пространственного объема. На основе выражения для релятивистского потенциала Юкавы мы продемонстрируем особенности поведения ядерного поля нуклона; обсудим, как изменяются длительность ядерных реакций и длины формирования адронов с ростом энергий. Мы коснемся также ряда работ, в которых был поставлен вопрос о том, что при взаимодействии частиц высоких энергий играют роль большие продольные расстояния. Будут затронуты струнная и партонная модели элементарных частиц и гидродинамическая теория множественного рождения. Рассмотрим преобразование релятивистского электромагнитного дипольного момента; покажем, что отсутствие собственного электрического дипольного момента у элементарных частиц приводит к жесткому условию для временных координат составляющих их конститuentов (используемому и в рамках КРД). Мы остановимся также на результатах корреляционных экспериментов по измерению пространственных размеров области генерации тождественных пионов в различных системах отсчета. Для взаимодействий одинаковых частиц (или, по крайней мере, частиц одинаковой массы) на основании условия симметрии здесь ожидается проявление формулы удлинения. И наконец, будет доказано, что только с позиций КРД разрешается проблема, связанная с существованием фундаментальной (элементарной) длины.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОНЦЕПЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДЛИНЫ

Напомним, что общепринятые представления о характере поведения продольных размеров релятивистских объектов основываются на эйнштейновском определении длины. В рамках этого определения [8] длиной движущегося (твердого) стержня называется расстояние между одновременными положениями его концов. Для чего наблюдатель устанавливает с помощью расставленных в S -системе синхронных покоящихся часов, в каких точках S -системы находятся начало и конец измеряемого стержня в момент времени t . Расстояние между этими двумя точками, измеренное путем прикладывания эталонного масштаба, и называется длиной движущегося стержня. Как известно, именно следствием данного определения является формула лоренцева сокращения. Из нее вытекает, что все быстро движущиеся объекты должны испытывать сжатие в направлении своего движения.

Определение понятия релятивистской длины. Нетрадиционное определение релятивистской длины [9, 10] основано на локационном

методе измерения расстояний. В его рамках длина быстродвижущегося (например, вдоль своего максимального размера) стержня определяется полусуммой расстояний, пройденных световым сигналом в прямом и обратном направлениях по стержню, т. е. от одного его конца (A) до другого (B) и обратно. При этом процедура измерения времени распространения светового сигнала тождественна соответствующей процедуре, служащей для проверки формулы релятивистского замедления времени. Фактически на основе последней формулы мы и приходим к формуле удлинения для продольных размеров. Здесь, однако, мы приведем другой ее вывод.

Пусть для простоты снова стержень ориентирован и движется в направлении оси x (слева направо) со скоростью $v = \beta c$. Сигнал посылается в момент пролета левого конца. Свет достигает правого конца, отражается там и возвращается назад, к левому концу. Для расстояния, пройденного световым сигналом, когда он движется в одном направлении со стержнем («догоняет» правый конец стержня), будет иметь

$$X_s = l^* (1 + \beta) \gamma. \quad (1)$$

Здесь l^* — длина данного стержня в покое, γ — лоренц-фактор [$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$]. Когда световой сигнал (после отражения) движется в направлении, противоположном направлению движения стержня (навстречу левому концу стержня), он проходит расстояние

$$X_0 = l^* (1 - \beta) \gamma. \quad (2)$$

В результате для релятивистской (локационной) длины найдем

$$l_r = \frac{1}{2} (X_s + X_0) = l^* \gamma \quad (\text{формула удлинения}). \quad (3)$$

Подчеркнем, что величины X_s и X_0 определяют расстояния между точками, которые берутся в разные моменты времени, т. е., очевидно, в точности соответствуют двум самым характерным модификациям запаздывающих расстояний в электродинамике.

Очевидно, что по мере возрастания скорости ($\beta \rightarrow 1$) вторая величина $X_0 \rightarrow 0$ и релятивистская длина по существу будет определяться половиной X_s :

$$l_r \simeq \frac{1}{2} X_s. \quad (3a)$$

Запаздывающие расстояния и релятивистская длина. Как известно, понятие запаздывающего расстояния было введено фактически Лиенаром и Вихертом [11]. В простейшем случае, когда заряд e движется вдоль оси x и приближается к точке наблюдения $*$, также находящейся на оси x , их формула для электрического потенциала ϕ

* Источник движется в направлении распространения поля.

имеет вид

$$\varphi = \frac{e}{X_r (1 - \beta)}. \quad (4)$$

Здесь X_r — запаздывающее расстояние, т. е. расстояние между точкой наблюдения (в момент времени t) и зарядом (в момент времени t'), при этом $X_r = c(t - t')$, $v = \beta c$ — скорость движения заряда. В пространстве Минковского запаздывающее расстояние описывается отрезком мировой линии, точки которого берутся в разные моменты времени.

Очевидно, что в системе покоя заряда (4) переходит в известное выражение для кулоновского потенциала

$$\varphi^* = e/X^*. \quad (5)$$

На основании (4) и (5) и привлекая формулу преобразования для потенциала, найдем, что

$$X_r = X^* (1 + \beta) \gamma. \quad (6)$$

В другом крайнем случае, когда поле распространяется в направлении, противоположном направлению движения источника *, будем иметь

$$\varphi = \frac{e}{X'_r (1 + \beta)}, \quad (7)$$

а для формулы преобразования соответствующего запаздывающего расстояния найдем

$$X'_r = X^* (1 - \beta) \gamma. \quad (8)$$

Вообще можно сказать, что релятивистская электродинамика оперирует именно с запаздывающими расстояниями. Вместе с тем переход к «мгновенному расстоянию» (см., например, [12]), все точки которого соответствуют одному и тому же моменту времени, нельзя признать физически обоснованным. Дело в том, что к моменту наблюдения t заряд может попросту «свернуть» со своего пути, испытав после момента времени t' какое-то взаимодействие. Поэтому мгновенное расстояние по сути дела является фиктивной величиной, чуждой релятивистской электродинамике. Больше того, его введение неявно предполагает существование бесконечной скорости распространения взаимодействия. Заметим, что и в повседневной жизни при локационных измерениях мы имеем дело исключительно с запаздывающими расстояниями. Тем не менее упомянутое эйнштейновское определение длины движущегося стержня, служащее для объяснения лоренцева сокращения, фактически опирается на понятие мгновенного расстояния. Между тем в рамках альтернативного определения (релятивистской длины) используются как раз запаздывающие расстояния. Действительно, формулы (6) и (8) в точности соответ-

* Заряд удаляется от точки наблюдения.

ствуют выражениям (1) и (2) *. Таким образом, можно сказать, что КРД является органическим следствием релятивистской электродинамики. Впрочем, иного и не могло быть, поскольку указанная концепция опирается на локационный метод измерения расстояний.

Видимые размеры быстродвижущихся объектов. В рассмотренном локационном методе измерения релятивистской длины световой сигнал в направлении движения стержня «догоняет» его правый конец. В обратном направлении левый конец стержня движется навстречу световому сигналу. Фактически с аналогичным положением мы имеем дело, когда следим за изменением видимых размеров быстродвижущихся тел. Строго говоря, здесь подразумевается, что указанные продольные размеры видит точечный наблюдатель. Видит — это значит, что он одновременно фиксирует сигналы, которые были испущены в различные моменты времени, скажем, концами стержня. Такой механизм «видения» действительно подтверждается результатами прямых опытов Дюге по фотографированию света на легу [13]. На практике наблюдатель, находящийся, например, вблизи пути движения стержня, будет видеть удлиненный в $(1 + \beta)$ раз приближающийся стержень и сокращенный в $(1 - \beta)$ раз пролетающий стержень и т. д. [10, 14]. При этом средний видимый размер будет определяться именно формулой удлинения (3). Вообще следует заметить, что в данной задаче имеется точка (или точнее — плоскость) симметрии, когда середина стержня находится на минимальном расстоянии от наблюдателя. В этом положении видимый продольный размер равен именно l_r . Но, по нашему мнению, самое существенное здесь заключается в том, что каждому положению середины стержня слева от наблюдателя соответствует «симметричное» положение справа. При этом среднее таких продольных размеров будет всегда равно l_r . Например, для лоренц-сжатого размера $l^* \gamma^{-1}$ (в «правом» положении) будем иметь соответствующее «левое» значение $(1 + \beta^2) l^* \gamma$. При этом, может быть, специального внимания заслуживают исследования поведения видимой формы быстродвижущейся сферы [15], из которых, в частности, вытекает, что знаменитый лоренц-сжатый диск попросту ненаблюдаем**.

Детальное обсуждение релятивистских эффектов визуального восприятия формы движущихся тел, не сводящихся к лоренцеву сокращению, можно найти в статье Болотовых [17]. Здесь существенно то, что процессы видения или фотографирования движущихся объектов по сути дела представляют собой модификацию локационного метода измерения.

Кроме того, для дальнейшего особенно важно, что процесс видения связан со взаимодействием излученных световых сигналов (в конечном счете — фотонов) с наблюдателем или регистрирующим

* В какой-то мере символично, что по-английски слова «запаздывающий» и «релятивистский» начинаются с одной и той же буквы «r».

** Впервые вопрос о ненаблюдаемости лоренцева сокращения был поставлен Тэрреллом [16].

прибором. Иными словами, отмеченные «видимые» размеры должны отражать сам характер взаимодействия (в данном случае — электромагнитного). Вообще можно сказать, что по современным представлениям в основе механизма электромагнитных, так же как и сильных взаимодействий лежит фактически локация (или «видение») с помощью фотонов и глюонов соответственно.

Четырехмерное представление. В рамках четырехмерного представления релятивистская длина выражается величиной пространственной части полуразности двух 4-векторов x^i ($i = 0, 1, 2, 3$), описывающих процессы распространения света в прямом (X_{AB} и обратном (X_{BA}) направлениях вдоль стержня. При этом в системе покоя S^* стержня будем иметь

$$X_{AB}^{i*} (l^*/c, l^*, 0, 0), \quad (9a)$$

$$X_{BA}^{i*} (l^*/c, -l^*, 0, 0). \quad (9b)$$

На основании специальных преобразований Лоренца для S -системы, где стержень движется, найдем

$$X_{AB}^i [(1 + \beta) l^* \gamma/c, (1 + \beta) l^* \gamma, 0, 0], \quad (10a)$$

$$X_{BA}^i [(1 - \beta) l^* \gamma/c, -(1 - \beta) l^* \gamma, 0, 0]. \quad (10b)$$

В результате для величины $l_r^i = (X_{AB}^i - X_{BA}^i)/2$ будем иметь соответственно

$$l_r^{i*} (0, l^*, 0, 0), \quad (11)$$

$$l_r^i (\beta l^* \gamma, l^*, 0, 0). \quad (12)$$

Но выражение (11) фактически указывает на то, что релятивистскую длину l_r можно получить также, если, например, воспользоваться для ее определения расположенными на концах данного стержня источниками, которые одновременно (с точки зрения S^*) испускают сигналы. Таким образом, здесь мы имеем другую модификацию определения релятивистской длины. Хотя при этом, очевидно, необходимо априорное знание того, что источники «вспыхивают» в S^* действительно одновременно.

Как уже отмечалось, подход, связанный с использованием в качестве формулы преобразования для (продольной) длины выражения (3), обсуждался в свое время рядом авторов (среди них отметим [1, 2, 18]), особенно в рамках так называемой «асинхронной формулировки» [3, 19, 20]*. Однако если общепринятое определение основывается на конкретной эйнштейновской процедуре измерения длины движущегося стержня [8], то в цитированных работах (за исключением [3, 19]) процедура измерения величин, входящих

* Смысл последнего названия заключается в том, что согласно (12) $l_r^0 \neq 0$, тогда как в рамках общепринятого определения длины движущегося стержня $X_E^0 = 0$ («синхронная формулировка»).

в упомянутую формулу, вообще не рассматривалась. Больше того, как уже говорилось, сама по себе асинхронная формулировка в принципе не может дать измерительную процедуру в S' без ссылок на другую S^* -систему, что вызывает чувство неудовлетворенности.

Но в рамках любой последовательной физической теории данную величину можно считать определенной, если только указаны конкретные операции, с помощью которых измеряется эта величина. Процедура измерения релятивистской длины, основанная на непосредственном использовании часов и световых сигналов, как раз дает такой

рецепт для определения l_r^* и l_r . Только после этого математическая формула (3) приобретает физический смысл.

Что касается геометрического представления стержня, то, на первый взгляд, кажется, что этот вопрос достаточно прост. Однако теория относительности установила, что на самом деле материальная линейка (стержень) представляет собой физически не пространственный объект, а пространственно-временную конфигурацию. Эта двумерная конфигурация — мировая пространственно-подобная полоса в четырехмерном пространстве Минковского. В собственной системе отсчета S^* , где стержень покоится, его мировые линии (составляющие полосу) параллельны временной оси t . В представ-

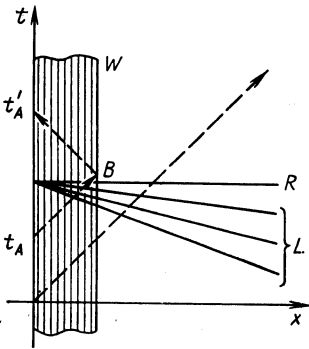


Рис. 1. Мировая полоса стержня

ленном на рис. 1 простейшем случае плоского пространства Минковского, в декартовой системе координат, мировая полоса масштаба вертикальна. 4-Векторы (в данном случае — 2-векторы), описывающие процессы распространения света в прямом и обратном направлениях вдоль стержня, представлены линиями $t_A B$ и $B t'_A$ соответственно, t_A и t'_A — моменты отправления и приема светового сигнала. Релятивистская длина согласно (11) соответствует, очевидно, нормальному сечению R мировой полосы стержня*. Таким образом, существует простая связь между взаимным положением направления мировой полосы W и прямой R , являющейся геометрическим местом событий, которые по отношению к W удовлетворяют определению световой одновременности [21]: в любой системе отсчета мировые линии W и прямая R составляют одинаковые евклидовы углы с мировой линией светового сигнала.

Но коль скоро нормальное сечение R зависит только от самой мировой полосы масштаба W , а не от выбора системы отсчета, то это

* Здесь мы имеем полную аналогию с определением перпендикулярности в евклидовой геометрии, ковариантным по отношению к линейным преобразованиям.

означает, что определение релятивистской длины удовлетворяет требованию лоренц-ковариантности. Больше того, мы имеем здесь полную аналогию с определением релятивистского времени. С другой стороны, традиционному определению длины быстродвижущегося масштаба будет соответствовать целое множество сечений L , каждое из которых будет определяться «своей» системой отсчета.

Объем быстродвижущегося объекта. Ответ на вопрос об объеме релятивистского тела может быть дан на основе следующего простого мысленного опыта.

Рассмотрим для этого покоящуюся (в S^* -системе) сферу радиуса l^* (с внутренней зеркальной поверхностью), в центре которой помещен источник света. Указанный источник (в момент времени $t^* = 0$) испускает сферическую волну, фронт которой через время l^*/c достигает поверхности сферы. Отраженная волна через время $\Delta t^* = 2l^*/c$ после испускания снова соберется в центре сферы O^* . По наблюдениям из S -системы, где данная сфера движется, точки излучения и поглощения будут отстоять друг от друга на расстоянии $OO' = 2\beta l^*\gamma$. Поскольку при этом для каждого луча света полусумма путей туда и обратно будет одинакова и равна $l^*\gamma$, то очевидно, что наблюдениям из S отмеченный фронт (соответствующий моменту $t^* = l^*/c$) будет иметь форму эллипсоида вращения, вытянутого вдоль оси x , с полуосями $a_y = a_z = l^*$ и $a_x = l^*\gamma$. При этом фокальный параметр $p = a_y^2/a_x = l^*\gamma^{-1}$, фокусное расстояние $f = \sqrt{a_x^2 - a_y^2} = \beta l^*\gamma$ и эксцентриситет $e = f/a_x = \beta$, а рассмотренные выше величины $X_s = a_x + f$ и $X_0 = a_x - f$. Привлекая далее формулу для объема эллипсоида $V = 4\pi a_x a_y^2/3$, находим, что в результате движения произошло увеличение объема в γ раз:

$$V = V^*\gamma, \tag{13}$$

где $V^* = 4\pi l^{*3}/3$ — объем сферы.

2. ПОЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА. ДЛИНА ФОРМИРОВАНИЯ

Потенциалы Лиенара — Вихерта. Общее релятивистски-ковариантное выражение для указанных потенциалов имеет вид

$$A^i = \frac{eu^i}{R_h u^h}. \tag{14}$$

Здесь u^i — 4-скорость заряда; R^h — 4-вектор запаздывающего расстояния $R^h = [c(t - t'), \mathbf{R} - \mathbf{R}']$; $X^{i'}$ — координаты заряда; X^i — координаты точки наблюдения, причем R^h — «световой вектор», т. е.

$$R_h R^h = 0. \tag{15}$$

Следующая из (14) формула для электрического потенциала φ Лиенара — Вихерта в полярных координатах имеет вид

$$\varphi = \frac{e}{R_r (1 - \beta \cos \theta)}, \tag{14a}$$

где R_r — расстояние от точки нахождения заряда до точки наблюдения. На основании (14а) можно построить эквипотенциальные кривые для релятивистского заряда. Очевидно, что они будут задаваться уравнением

$$R_r = \frac{e/\varphi}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (16)$$

являющимся полярным уравнением эллипса; (e/φ) — фокальный параметр, а β — эксцентриситет эллипса. Такая кривая представлена на рис. 2 для $\beta = 0.75$ ($\gamma = 1.5$); окружность соответствует кулоновскому потенциалу (покоящийся заряд). Как видно из рисунка

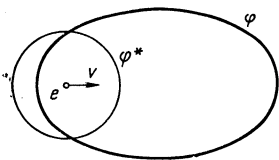


Рис. 2. Лиенар-вихертовский эквипотенциальный эллипс, $v = 0.75c$. Окружность — кулоновская эквипотенциаль

и следует из формулы (16), с ростом скорости заряда его поле все более вытягивается вперед и действует на все большие расстояния [22]. Фактически такой характер поведения поля определяется фактором запаздывания $\kappa = 1 - \beta n_r$, где $n_r = R_r/R_r$. При этом, в частности, нетрудно видеть, что

$$X_r \approx 2\gamma^2. \quad (17)$$

Таким образом, можно сказать, что имеет место своего рода «релятивистское дальное действие». Заметим также, что при интересных нас скоростях ($\beta \approx 1$), например, компонента A^1 поля будет вести себя, очевидно, аналогичным образом. Важно подчеркнуть, что продольный размер поля по существу задается характерным запаздывающим расстоянием, когда источник догоняет свое поле, что соответствует величине X_s , определяющей фактически релятивистскую длину.

Дальнейшие рассуждения будут носить чисто качественный характер и касаться вопроса о том, на каком максимальном расстоянии от релятивистского заряда некоторый пробный заряд имеет энергию, не меньшую заданной (\mathcal{E}). Очевидно, что формула (16) позволяет сделать такую оценку. В самом деле, из нее следует, что

$$(R_r^m)^{-1} \approx e^{-1} \varphi (1 - \beta \cos \theta) = \mathcal{E} (1 - \beta \cos \theta) e^{-2}. \quad (16a)$$

Последним выражением можно, конечно, воспользоваться и для оценки энергии пробной пары электрон — позитрон. Но эта пара, в свою очередь, может, в частности, являться результатом превращения фотона, излученного самим же релятивистским зарядом. Таким образом, по нашему мнению, формула (16a) может фактически слу-

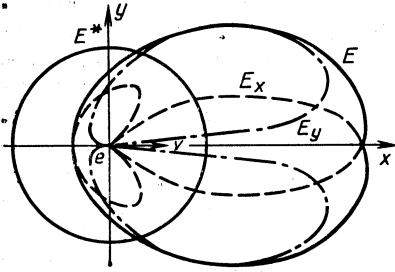


Рис. 3. Линии равной напряженности поля и её компонент движущегося заряда, $v = 0,75c$. Окружность соответствует покоящемуся заряду

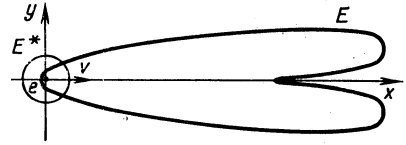


Рис. 4. Линии равной напряженности поля заряда в покое (окружность) и в движении, $v = 0,98c$

жить для качественной оценки размеров области (зоны) излучения заданной энергии (частоты).

«Запаздывающие напряженности». Ниже мы рассмотрим, как ведет себя поле, а точнее — линии равной напряженности релятивистского заряда с изменением скорости. При этом мы коснемся вопроса о возможном образовании связанной системы двух релятивистских зарядов (например, позитрония) за счет указанного эффекта дальнего действия, т. е. при больших расстояниях между зарядами.

Для ответа на первый вопрос воспользуемся известной формулой для напряженности электрического поля *, создаваемого движущимся с постоянной скоростью точечным зарядом (см., например, [12]):

$$\mathbf{E} = \frac{e\gamma^2}{(R - \beta R)^3} (\mathbf{R} - \beta \mathbf{R}). \quad (18)$$

Здесь $\mathbf{v} = \beta c$ — скорость заряда e , \mathbf{R} — вектор (запаздывающего) расстояния. Ниже для простоты будем полагать β ($\beta, 0, 0$) и ограничимся рассмотрением плоскости xy . При этом (18) в компонентах перепишем в виде

$$E_x = \frac{e\gamma^2}{R^2 (1 - \beta \cos \theta)^3} (\cos \theta - \beta), \quad E_y = \frac{e\gamma^2}{R^2 (1 - \beta \cos \theta)^3} \sin \theta. \quad (18a)$$

Для установления собственно линий равной напряженности нам понадобится вытекающая из (18a) формула для $E = |E|$. Как легко проследить, она будет иметь вид

$$E = \frac{e\gamma^2}{R^2 (1 - \beta \cos \theta)^3} (1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta)^{1/2}. \quad (19)$$

Результаты расчетов эквинапряженностных кривых представлены на рис. 3 и 4. В первом случае $v = 0,75c$, $\gamma = 1,5$; кривые E, E_x

* Вытекающей, в свою очередь, из формулы для запаздывающих потенциалов.

и E_y получены на основании формул (19) и (18а) соответственно. Кривая E переходит в окружность E^* при $v \rightarrow 0$. Как видно, при $\theta = \arccos \beta$ компонента напряженности обращается в нуль; затем она меняет знак (становится отрицательной). При этом следует отметить, что «радиус действия» поля движущегося заряда возрастает. Для средней величины имеет $\langle R \rangle = 1,15$, а $R_{\perp}^{\max} = 1,24$ (радиус окружности E^* принят за единицу). Как видно из рис. 4, при увеличении скорости движения заряда ($\gamma = 5$) дальное действие поля все возрастает, $\langle R \rangle = 1,8$. Оно все более вытягивается вперед. Интересно отметить, что похожий эффект хорошо известен и проявляется при расчете углового распределения поля излучения, учитывающего второй [отброшенный в формуле (18)] член, зависящий от ускорения (см., например, [23]). При этом эксперименты по исследованию поведения излучения можно фактически рассматривать как свидетельства в пользу того, что расстояние (длина) в движущейся системе определяется именно неодновременными положениями точек (заряда и точки наблюдения).

Рассмотрим теперь следующий пример. Возьмем в качестве движущегося заряда электрон, а пробным зарядом, который испытывает действие поля, будет позитрон. Пусть сначала электрон движется с очень малой скоростью по направлению к позитрону. Известно, что когда расстояние между ними будет составлять примерно 10^{-8} см, электрон и позитрон могут образовать связанную систему — позитроний. На другом языке можно сказать, что позитроний образуется тогда, когда поле электрона в месте нахождения пробного заряда — позитрона достигает некоторой заданной величины. Рассмотрим затем релятивистский электрон. С учетом эффекта дальнего действия поля данному значению поля, обычно соответствующего образованию составной системы, теперь отвечает значительно большее расстояние от электрона до позитрона*. Иными словами, максимальный продольный размер образуемого таким образом релятивистского позитрония будет значительно больше его размера в покое. С ростом энергии их отношение должно расти пропорционально лоренц-фактору γ . Таким образом, при энергии $\mathcal{E}_\Pi \approx 10^2$ ГэВ указанный размер составит около 10 мкм, т. е. по существу макроскопическую величину. По нашему мнению, именно указанное явление лежит в основе роста длины формирования релятивистских частиц и, в частности, позитрония при увеличении энергии. Представляется вполне естественным, что, чем более протяженен объект, тем больше путь его формирования. С другой стороны, общепринятое мнение о лоренцевом сжатии релятивистских объектов вряд ли можно согласовать с ростом их длин формирования. Действительно, в случае позитрония максимальный продольный размер при той же энергии $\mathcal{E}_\Pi \approx 10^2$ ГэВ составит примерно 10^{-13} см, что соответствует уже ядерным размерам.

* Подразумевается, что при этом относительная скорость частиц по-прежнему мала.

Но как тогда можно объяснить такие большие длины формирования релятивистского позитрония [24]?

Длина формирования. Как известно, многие электромагнитные процессы, происходящие при взаимодействии быстрых заряженных частиц с веществом, разыгрываются в большой пространственной области вдоль импульсов частиц. Длина этой области, она называется длиной когерентности или длиной формирования излучения, быстро растет с ростом энергии частиц.

Понятие длины формирования было введено Франком [25] при рассмотрении излучения равномерно движущегося осциллятора в преломляющейся среде. Он определил ее как отрезок пути, с которого все волны излучаются осциллятором (источником) в фазе.

В дальнейшем оказалось, что длина формирования играет важную роль в процессах излучения быстрых частиц (см., например, [26, 27]). Значение этой величины позволяет не только представить себе качественные особенности картины излучения, но и с хорошей точностью оценить количественно такие характеристики излучения, как спектр, угловое распределение, полные потери и т. д. С другой стороны, рост длины формирования с увеличением энергии наводит на мысль о ее возможной связи с релятивистской длиной.

Рассмотрим движение быстрой заряженной частицы вдоль прямой линии. В каждой точке своего пути частица излучает плоскую волну частоты ω с волновым вектором k . При этом разность фаз $\Delta\varphi$ волн, излучаемых частицей под углом θ к ее импульсу в моменты времени t и $t + l/v$, будет равна

$$\Delta\varphi = \omega \frac{l}{v} - kl \cos \theta, \quad (20)$$

где l — пройденный путь, а v — ее скорость. Длина формирования l_f определяется как расстояние, на котором $\Delta\varphi = 1$. Тогда легко видеть, что

$$l_f = \frac{v}{\omega(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (21)$$

Таким образом, по определению, l_f — это длина пути, с которой в точку наблюдения волны приходят с разностью фаз, не большей π , т. е. с волной точки зрения одновременно. Вместе с тем l_f — численная мера спектрального и углового распределения излучения. Эти характеристики излучения пропорциональны квадрату длины формирования.

Отметим также, что к формуле (21) можно прийти, если трактовать длину формирования как расстояние, на котором происходит «отрыв» фотона от излучающего его заряда.

Поскольку при высоких энергиях $v \approx c$, то из формулы (21) следует, что

$$l_f^2 \approx \omega(1 - \beta \cos \theta). \quad (21a)$$

Как видно, при высоких энергиях длина формирования по существу будет определяться фактором запаздывания λ , т. е. так же, как и величина R_r^m (16а), описывающая размеры поля релятивистского заряда. Таким образом, можно сказать, что характер поведения длины формирования и релятивистской длины имеют одну и ту же природу. Больше того, представляется, что именно эффект релятивистского дальнего действия поля и определяет фактически рост длины формирования при высоких энергиях.

Наше предыдущее рассмотрение было чисто классическим, т. е. мы считали, что заряженная частица движется равномерно, и не учитывали, например, отдачи, возникающей при излучении кванта. В квантовой теории величина, имеющая смысл длины формирования, вводится на основе матричного элемента [28], содержащего под знаком интеграла по пространственным координатам множитель $\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$, где \mathbf{q} — переменный импульс, $\mathbf{q} = \mathbf{p}_0 - \mathbf{p} - \mathbf{k}$, \mathbf{p}_0 и \mathbf{p} — импульсы заряда до и после излучения, \mathbf{k} — импульс излученного фотона, $\hbar = 1$.

Экспонента определяет эффективное значение r , вносящее основной вклад в матричный элемент. При высоких энергиях процесс излучения разыгрывается вдоль импульса частицы, поэтому существенны

$$q_{||} = p_0 - p - k \approx \frac{\omega m^2 c^3}{2\mathcal{E}_0 \mathcal{E}}, \quad (22)$$

где \mathcal{E}_0 и \mathcal{E} — энергии электрона до и после излучения, m — его масса. Отсюда следует, что длина формирования фотона определяется так:

$$l_f = \frac{2\mathcal{E}_0 \mathcal{E}}{m^2 \omega c^3}. \quad (23)$$

Энергия и импульс электромагнитного поля заряда. Как известно, 4-импульс электромагнитного поля определяется интегралом

$$G^i = \int T^{ik} dV_k, \quad (24)$$

где T^{ik} — тензор энергии-импульса электромагнитного поля,

$$T^{ik} = -F^{il}F_l^k + \frac{1}{4}\gamma^{ik}F_{mn}F^{mn}, \quad (25)$$

F^{ik} — тензор напряженностей электромагнитного поля, а dV_k — 4-векторный бесконечно малого объема

$$dV_k = -\varepsilon_{klmn} dx^l dx^m dx^n. \quad (26)$$

Здесь ε_{klmn} — псевдотензор Леви — Чивиты ($\varepsilon_{0123} = -1$). В частности, dV_k может иметь вид

$$dV_k (dx^1 \delta x^2 \Delta x^3_x - dx^0 \delta x^2 \Delta x^3, -dx^1 \delta x^0 \Delta x^3, -dx^1 \delta x^2 \Delta x^0), \quad (26a)$$

где dV_0 , очевидно, — элемент обычного пространственного объема ($dV_0 \equiv dV$).

В свое время в связи с гипотезой Абрагама об электромагнитном происхождении массы электрона для импульса и энергии были получены формулы (см., например, [29])

$$G^1 = (4/3) m\beta c\gamma, \quad \mathcal{E} = mc^2 (1 + \beta^2/3) \gamma, \quad (27)$$

где $m = \mathcal{E}^*/c^2$, \mathcal{E}^* — электростатическая энергия в системе покоя электрона, а $\beta c = v_x$ — скорость движения электрона. При этом следует отметить, что при их выводе использовалась, в частности, формула лоренцева сжатия объема.

Очевидно, что полученные таким образом выражения (27) существенно отличались от известных релятивистских выражений для импульсов и энергии

$$p^1 = m\beta c\gamma, \quad \mathcal{E} = mc^2\gamma \quad (28)$$

для движущейся механической частицы с массой покоя m .

Ниже мы детально обсудим сформулированную проблему. При этом, как обычно, сначала рассмотрим данный заряд в собственной системе отсчета (S^*), где он покоится ($G^* = 0$). Поскольку для покоящегося заряда магнитное поле $\mathbf{H}^* = 0$ и $F_*^{ik} = (-\mathbf{E}^*, 0)$, то компоненты T_*^{ik} будут определяться следующими выражениями:

$$T_*^{ik} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} (\mathbf{E}^*)^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(E_x^*)^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{E}^*)^2 & -E_x^* E_y^* & -E_x^* E_z^* \\ 0 & -E_x^* E_y^* & -(E_y^*)^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{E}^*)^2 & -E_y^* E_z^* \\ 0 & -E_x^* E_y^* & -E_y^* E_z^* & -(E_z^*)^2 + \frac{1}{2} (\mathbf{E}^*)^2 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Опираясь на условие сферической симметрии поля, имеем

$$\int E_*^\mu E_*^\nu dV^* = \frac{\delta^{\mu\nu}}{3} \int (E^*)^2 dV^*, \quad (30)$$

а также

$$\int E_{*\mu} E_*^\nu V_*^\mu = 0 \quad (\mu, \nu = 1, 2, 3). \quad (31)$$

В S^* -системе заряд покоится, поэтому мы должны потребовать обращение в нуль компонент импульса G^* :

$$G_*^1 = \frac{1}{6} \int (E^*)^2 dV_1^* = 0, \quad G_*^2 = \frac{1}{6} \int (E^*)^2 dV_2^* = 0, \quad (32)$$

$$G_*^3 = \frac{1}{6} \int (E^*)^2 dV_3^* = 0.$$

Поскольку здесь подынтегральные выражения существенно положительны, то обращение в нуль интегралов (32) будет возможно,

если только [30]:

$$dV_1^* = dV_2^* = dV_3^* = 0. \quad (33)$$

Последнее условие будет автоматически выполнено, если в S^* -системе 4-вектор элемента объема (26а) мы определим с помощью трех 4-векторов следующего вида:

$$dx_*^i(0, dx^*, 0, 0), \delta x_*^i(0, 0, dy^*, 0), \Delta x_*^i(0, 0, 0, dz^*). \quad (33a)$$

Физический смысл такого выбора векторов dx_*^i , δx_*^i и Δx_*^i станет ясным, если мы обратимся к процедуре измерения пространственных отрезков (длин) методом локации. Тогда очевидно, что каждый из указанных векторов может быть представлен в виде полуразности двух «световых» 4-векторов, описывающих процессы распространения светового сигнала вдоль соответствующего инфинитезимального пространственного отрезка в прямом и обратном направлениях. Иными словами, такой выбор векторов dx_*^i , δx_*^i и Δx_*^i как раз соответствует рассмотренному выше определению релятивистской длины и, в частности, формуле (11).

Привлекая специальные преобразования Лоренца для перехода к некоторой системе S , которая движется вдоль оси x^* S^* -системы со скоростью $v_x = -\beta c$, на основании (26а) и (33а) для формул преобразования компонент dV_i получаем

$$dV = dV^* \gamma, \quad (34a)$$

$$dV_1 = -\beta dV^* \gamma, \quad dV_2 = dV_2^* = 0, \quad dV_3 = dV_3^* = 0. \quad (34b)$$

В рассматриваемом специальном случае энергия и импульс движущегося заряда будут определяться выражениями

$$\mathcal{E} = \int T^{00} dV_0 + \int T^{01} dV_1; \quad (35a)$$

$$G = \frac{1}{c} \left(\int T^{10} dV_0 + \int T^{11} dV_1 \right). \quad (33b)$$

Воспользовавшись далее формулами преобразования для компонент тензора энергии-импульса T^{ik} :

$$T^{00} = (T_*^{00} + \beta^2 T_*^{11}) \gamma^2; \quad (36a)$$

$$T^{01} = T^{10} = \beta (T_*^{00} + T_*^{11}) \gamma^2; \quad (36b)$$

$$T^{11} = (T_*^{11} + \beta^2 T_*^{00}) \gamma^2, \quad (36b)$$

с учетом (34) легко найдем, что

$$\mathcal{E} = \gamma \int T_*^{00} dV^* = \mathcal{E}^* \gamma, \quad (37a)$$

$$G^1 = \frac{1}{c} \beta \gamma \int T_*^{00} dV^* = \frac{1}{c} \beta \mathcal{E}^* \gamma. \quad (37b)$$

Очевидно, что полученные формулы (37) соответствуют обычным релятивистским формулам преобразования для импульса и энергии

(28) и отличаются от известных выражений (27). Таким образом, в рамках рассматриваемого подхода нет никакой необходимости в том, чтобы приписывать электрону дополнительную механическую инертную массу, обусловленную, скажем, существованием неэлектрических сил — «напряжений Пуанкаре» [31].

Следует отметить, что вопрос ковариантного определения электромагнитного импульса и энергии и связанный с ним вывод формул (37) рассматривался рядом авторов (см., например, [2, 32]). Необходимо, однако, подчеркнуть, что одного только требования ковариантности для получения формул (37) недостаточно, поскольку например, известные выражения (27) также удовлетворяют указанному требованию, если учесть, что в этом случае $G_*^1 \neq 0$.

В самом деле, выбор в S -системе 4-вектора dV_i в форме $(0, dV, 0, 0)$, обеспечивающей лоренцево сжатие, означает, что в S^* -системе будем иметь $(\beta dV\gamma, dV\gamma, 0, 0)$ или $(\beta dV^*, dV^*, 0, 0)$. В результате найдем, что $G_*^1 = \beta c\epsilon^*/3$, а соответствующие величины, как нетрудно удостовериться, будут связаны действительно преобразованием Лоренца.

В связи со сказанным мы хотим коснуться цитированной работы Гамбы [18], в которой, в частности, критикуется общепринятая процедура вычисления энергии и импульса электромагнитного поля заряда в различных системах отсчета (S и S^*), связанная с интегрированием по пространственным объемам при $t = \text{const}$ и $t^* = \text{const}$ соответственно. Поскольку таким образом интегрирование производится по разным гиперповерхностям, то, как отмечает автор, результаты вычислений должны относиться к различным совокупностям физических событий, тогда как преобразования Лоренца имеют дело с одной и той же совокупностью событий.

Вообще, что касается выбора (пространственно-подобной) поверхности интегрирования при вычислении интеграла (24), то, казалось бы, априори действительно трудно говорить о какой-либо предпочтительной поверхности [33]. Однако здесь следует иметь в виду то, что во всех случаях, кроме интегрирования по поверхностям, ортогональным мировым линиям заряда, импульс покоящегося заряда оказывается отличным от нуля. Отмеченный факт приводит нас к физическому условию, а требование выполнения этого условия (равенства нулю импульса покоящегося заряда) однозначно определяет выбор поверхности интегрирования.

Таким образом, релятивистская электродинамика (налагая жесткие требования на выбор указанной поверхности) фактически однозначно свидетельствует согласно (34а) в пользу увеличения (а не сжатия) движущегося объема.

3. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ НУКЛОН. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ

По современным представлениям основные черты сильных взаимодействий описываются квантовой хромодинамикой. При этом, в частности, глюонное поле является определенным аналогом электро-

магнитного поля. Вместе с тем указанная теория включает в себя, конечно, прежние результаты, объясняющие, например, короткодействие ядерных сил. Как известно, в свое время здесь важную роль сыграла идея Юкавы [34], согласно которой нуклоны взаимодействуют между собой с помощью обмена π -мезонами. При этом потенциал взаимодействия Юкавы (стационарного мезонного поля) имеет вид

$$\varphi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp(-\mu R)}{R}. \quad (38)$$

Здесь g_{π} — константа взаимодействия, аналогичная заряду электрона в электродинамике, μ — масса π -мезона; ниже, как правило, $c = 1$. В дальнейшем для объяснения поведения сильных взаимодействий с ростом энергии пришлось также учитывать обмен и более тяжелыми (векторными) мезонами: ρ , ω и т. д.

Именно наличие юкавской экспоненты у функции φ_{π} приводит к тому, что «радиус действия» ядерных сил примерно μ^{-1} (~ 1 фм) гораздо меньше «радиуса действия» электростатических сил, описываемых кулоновским потенциалом. Иными словами, можно сказать, что для фотонов, как и для глюонов, попросту $\mu_{ph} = \mu_g = 0$.

Релятивистский потенциал Юкавы. С учетом аналогии между электромагнитным и глюонным полями результаты разд. 2 в определенной степени можно использовать и для качественного объяснения поведения сильных взаимодействий при высоких энергиях. Однако, поскольку «на их границе» происходит адронизация, например, превращение кварков в виртуальные пионы (или другие мезоны), то представляется все же более правильным исходить из потенциала Юкавы. Для движущегося нуклона соответствующее выражение для потенциала можно получить воспользовавшись преобразованиями Лоренца. Сравнение (38) с приведенным ниже выражением (39а), описывающим частный случай, служит наглядной иллюстрацией того. В общем же случае явно релятивистски-инвариантное выражение для потенциала Юкавы будет иметь вид [22]:

$$\varphi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp(-\mu^i R_i)}{u^i R_i}. \quad (39)$$

Здесь u^i — 4-скорость нуклона; R_i — 4-расстояние от точки «наблюдения» (P) до «заряда» (центра масс нуклона). В простейшем случае, когда точка P лежит на оси x , а нуклон приближается к ней вдоль этой же оси, формула (39) переходит в

$$\varphi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp[-\mu R_{\parallel} (1-\beta) \gamma]}{R_{\parallel} (1-\beta) \gamma}. \quad (39a)$$

Здесь R_{\parallel} — запаздывающее расстояние, β — скорость движения нуклона.

Как уже было показано выше, электрическое поле впереди движущегося заряда растет с увеличением его скорости в соответствии

с формулой (17). Из нее прямо следует, что на заданном расстоянии перед движущимся зарядом потенциал поля в $\sim 2\gamma^2$ раза больше, чем на таком же расстоянии от покоящегося заряда. Из-за наличия γ в знаменателе у пионного потенциала (39а) в данном случае отмеченный рост будет происходить значительно слабее. Если $\varphi \sim \gamma^2$, то $\Phi_\pi \sim \gamma$.

В случае векторных ρ - и ω -мезонов соответствующее (39) выражение для потенциала имеет вид

$$\varphi_V = - \sum_{\rho, \omega} g_V \frac{\exp[-\mu_V(1-\beta \cos \theta) \gamma]}{R(1-\beta \cos \theta)}. \quad (40)$$

Поскольку при больших скоростях, которые нас и интересуют, $\beta\gamma \approx \gamma$, то x -компонента потенциала будет вести себя практически так же, как и временная компонента φ_V .

С учетом того, что массы ρ - и ω -мезонов близки, можно приближенно экспоненту вынести за знак суммы. Тогда для векторного поля будем иметь $q_V = g_\rho + g_\omega$.

Форма релятивистского нуклона. Ответ на вопрос о форме быстро движущегося нуклона по сути дела сводится к нахождению эквипотенциальных поверхностей, описывающих поведение радиуса действия его ядерного поля. Исходным пунктом здесь является потенциал Юкавы на расстоянии комптоновской длины волны пиона $\varphi_\pi(\mu^{-1}) = [\varphi]$, что, очевидно, соответствует обычному определению радиуса действия ядерных сил. Опираясь на это условие, искались решения уравнений (39) и (40) относительно величины R , т. е. попросту R подбиралось таким образом, чтобы свести значение потенциала φ_V к $[\varphi]$.

Поскольку пионный потенциал является скалярной величиной относительно преобразований Лоренца, то в этом случае задача фактически сводится к нахождению формы поверхности фронта световой волны, распространяющейся от движущегося источника при условии, что в системе покоя (S^*) источника эта волна имеет сферическую форму. Но такая задача уже рассматривалась выше в разд. 1. Как было показано, искомая поверхность имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого в направлении движения, с полуосями $a_x = R_\pi^* \gamma$ и $a_y = R_\pi^*$ и фокусным расстоянием $f = \beta R_\pi^* \gamma$, где R_π^* — радиус сферы в S^* -системе. Отсюда следует, что радиус действия пионного поля вперед — $R_\parallel^f = a_x + f$, а назад — $R_\parallel^b = a_x - f$.

Результаты расчетов [35], в которых полагалось, что $g_V = 0,77$ [36], представлены на трех рисунках и в табл. 1. На рис. 5 показано поле сравнительно «медленного» нуклона, хотя, как видно в случае рис. 5, б, $\beta = 0,98$. Здесь показаны также соответствующие эквипотенциальные кривые (имеющие форму окружности) для покоящегося нуклона. Из сравнения рис. 5 и 6 следует, что с ростом γ ядерное поле нуклона все более вытягивается вперед и дей-

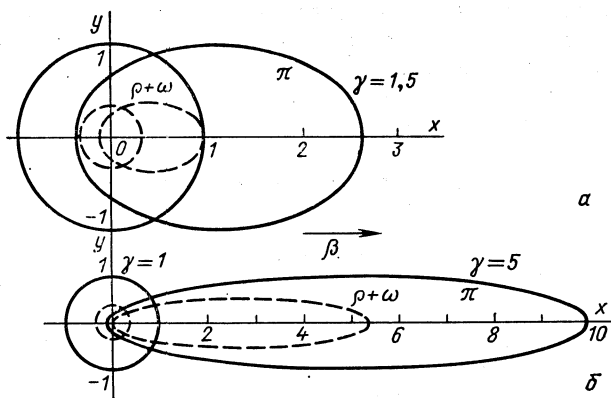


Рис. 5. Эквипотенциальные кривые пионного поля и поля ρ -, ω -мезонов (соответствующие радиусу действия ядерных сил) для $\beta = 0,745$ (а) и $\beta = 0,980$ (б). Окружности относятся к обычному потенциалу Юкавы ($\beta = 0$)

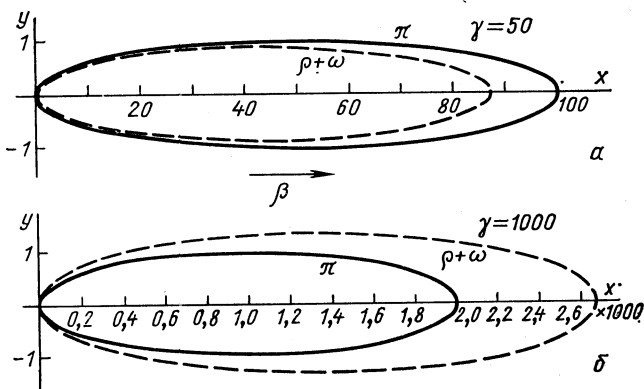


Рис. 6. Аналогичные эквипотенциальные кривые пионного поля и поля ρ -, ω -мезонов для $\beta = 0,99979$ (а) и $\beta = 0,999995$ (б)

ствует на все большие расстояния. По этой причине на рис. 6 масштаб по оси x был изменен. Как видно, радиус действия векторного поля растет быстрее и при $\gamma = 200$ уже явно превышает радиус действия пионного поля. Причем, что особенно существенно, начинают возрастать поперечные размеры поля. Но поскольку рассматриваемые поля по сути дела и представляют «сам» нуклон, это попросту означает рост размеров нуклона, особенно продольных. Можно сказать, что нуклон как бы «разбухает». Все более сильная вытянутость формы потенциала ядерного поля вперед с увеличением γ обусловлена «фактором запаздывания» $\kappa = 1 - \beta \cos \theta$. Как уже отмечалось выше, именно эта причина лежит в основе аналогичного явления для эквипотенциалей Лиенара — Вихерта электромаг-

нитного поля движущегося заряда. Таким образом, в обоих этих случаях мы имеем дело фактически с проявлением «релятивистского дальнего действия» поля.

Детали проведенных расчетов представлены в табл. 1. Как видно, рост действия векторного поля в первую очередь проявляется вдоль оси движения нуклона вперед (R_{\parallel}^f). Значительно слабее растет поперечная компонента R_{\perp}^V . Для пионного поля R_{\perp}^{π} с ростом γ

Т а б л и ц а 1. Зависимость продольных и поперечных размеров ядерного поля нуклона от лоренц-фактора

γ	π-Поле			ρ, ω-Поле		
	$R_{\parallel}^f, \mu^{-1}$	R_{\perp}	R_{\perp}^b	R_{\parallel}^f	R_{\perp}	R_{\parallel}^b
1	1	1	1	0,33	0,33	0,33
1,5	2,6	1	0,38	1,0	0,38	0,15
5	9,9	1	0,10	5,3	0,54	0,05
10	19,9	1	0,05	12,7	0,64	0,03
50	$1 \cdot 10^2$	1	0,01	87,1	0,87	$8,7 \cdot 10^{-3}$
117	$2,3 \cdot 10^2$	1	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^2$	1,0	$4,3 \cdot 10^{-3}$
10^3	$2 \cdot 10^3$	1	$5 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^3$	1,34	$6,7 \cdot 10^{-4}$
10^4	$2 \cdot 10^4$	1	$5 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^4$	1,71	$8,6 \cdot 10^{-5}$
10^5	$2 \cdot 10^5$	1	$5 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^5$	2,09	$1,0 \cdot 10^{-5}$

не меняется. При $\gamma \approx 10^2$ характер поля нуклона заметно меняется: радиус поля действия векторного поля сравнивается с R_{π} . С дальнейшим ростом γ вклад векторного поля становится доминирующим. Как следует из табл. 1, при $\gamma=10^3$ продольный размер нуклона составит $2,7 \cdot 10^3 \mu^{-1}$, а поперечный — $1,34 \mu^{-1}$. Кроме того, нетрудно заключить, что угловой размер ядерного поля (отношение R_{\perp}/R_{\parallel}) уменьшается с ростом энергии нуклона. Это с необходимостью должно приводить к тому, что в процессах множественного рождения при высоких энергиях углы испускания вторичных частиц * должны быть сосредоточены в узком конусе с углом раствора $\sim \gamma^{-1}$. При мером тому могут служить адронные струи.

И все-таки особого внимания, по нашему мнению, заслуживает тот факт, что при $\gamma \geq 10^2$ доминирующую роль будет играть векторное поле нуклона. Это означает, что с увеличением энергии будет расти вклад взаимодействий посредством векторных мезонов. Таким образом, при высоких энергиях именно обмен векторными мезонами уже будет характеризовать периферическое столкновение. С другой стороны, это, очевидно, должно приводить и к соответствующему увеличению сечения рождения ρ- и ω-резонансов, что действительно и наблюдается в эксперименте (см., например, [37]). При этом,

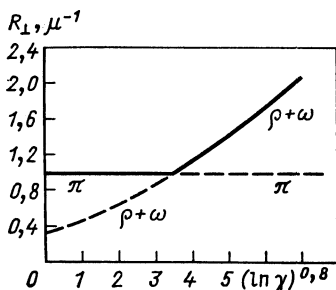
* Что можно трактовать как превращение виртуальных квантов поля в реальные частицы.

поскольку ρ - и ω -мезоны в отличие от пиона обладают спином, следует ожидать также существенного влияния спиновых эффектов по мере возрастания энергии.

Но, может быть, самый важный результат заключается в том, что за счет векторного поля начинают увеличиваться поперечные размеры нуклона. Как видно из рис. 7, изменение R_{\perp} при больших $\gamma \geq 10^2$ достаточно хорошо описывается функцией $(\ln \gamma)^{0,8}$. Отмеченное увеличение продольных размеров с необходимостью должно приводить к росту сечений взаимодействия, что действительно и наблюдается на опыте (см., например [38]). Аналогичное усиление возрастания продольного размера нуклона за счет поля векторных мезонов должно приводить также к усилению роста длины формирования.

С другой стороны, если учесть, что использованные выше значения g_{ρ} и g_{ω} отличаются невысокой точностью, то, напротив, изменение характера поведения полного сечения может служить основой для их уточнения. Так, исходя из условия, что σ_{pp}^{tot} начинает расти при $\gamma = 90$, получим $g_V g_{\pi}^{-1} = 1$ вместо прежней величины. Тогда как на основании уточненных значений констант связи [39] имеем $g_V = 0,96 \pm 0,08$.

Рис. 7. Зависимость изменения поперечного размера нуклона от лоренц-фактора



Сделанные выводы, конечно, справедливы и для других барионов.

Длительность ядерных реакций. Ядерные реакции суть превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами или друг с другом. Различают упругое рассеяние и прямые процессы, в которых вносимая в ядро энергия передается преимущественно одному или небольшой группе нуклонов. Наконец, возможно образование составного ядра, которое неустойчиво и через определенное время (время жизни) распадается. Различные механизмы ядерных реакций характеризуются разным временем протекания. Наименьшее время идет прямая ядерная реакция (около 10^{-22} с). Среднее время жизни составного ядра значительно больше (примерно 10^{-16} — 10^{-15} с). При больших энергиях преобладают прямые процессы. Однако при переходе к высоким энергиям возрастает вклад реакций с рождением резонансных состояний.

В настоящее время понятие ядерная реакция является достаточно широким и охватывает также взаимодействия самих элементарных частиц, т. е., например, нуклонов с нуклонами, мезонов с нуклонами и т. д. *. Ниже речь фактически пойдет о ядерных реакциях под действием частиц высоких энергий, а следовательно, вообще

* Заметим, что, например, α -распад приводит также к превращению атомных ядер, а поэтому, казалось бы, и его следует считать ядерной реакцией.

говоря, о процессах множественного рождения. Как уже отмечалось, в подавляющем числе случаев эти процессы идут с рождением промежуточных состояний — резонансов.

Нас будет интересовать, как изменяется время протекания (длительность) ядерной реакции с ростом энергии. Поводом же для рассмотрения данного вопроса послужило бытующее мнение, что указанная длительность уменьшается с увеличением энергии пропорционально γ^{-1} .

Утверждение о том, что длительность ядерных реакций ($\tau_{я.р}$) уменьшается с ростом энергии, фактически базируется на предположении, что продольные размеры движущегося ядра или другой частицы сжимаются, т. е. определяются «синхронной длиной»*. При этом совершенно не учитываются релятивистские эффекты поведения поля, определяющего по существу механизм протекания ядерных реакций. Но прежде, чем перейти к этому вопросу, мы хотим заметить следующее. Имеется определенная аналогия между образованием составного ядра и рождением резонансов. Однако если длительность ядерных реакций первого типа определяется фактически временем жизни составного ядра, то во втором случае это будет время жизни резонансов. Ввиду релятивистского замедления времени рост скоростей рожденных резонансов ведет к увеличению их времени жизни, а следовательно, и длительности соответствующих реакций. Конечно, здесь возможны возражения, что длительностью таких ядерных реакций надо называть собственно процессы рождения резонансов без последующих стадий распада. Но эти же возражения можно отнести и к упомянутым реакциям с образованием составного ядра.

С другой стороны, можно ввести «полевое» определение $\tau_{я.р}$. Представляется вполне разумным называть началом реакции момент, когда поле налетающей частицы в точке нахождения пробной частицы-мишени (или ее элемента) достигает заданного значения, а концом — момент, когда по мере пролета частицы ее поле в этой точке уменьшается до прежнего значения. В этом случае именно поведение поля релятивистской частицы и будет определять основные особенности протекания ядерных реакций.

Как было показано выше, продольные размеры пионного поля нуклона растут пропорционально γ . С учетом того, что при этом скорость нуклона близка к единице, то и время взаимодействия (или длительность ядерной реакции) также должно возрастать:

$$\tau_{я.р} \sim \gamma. \quad (41)$$

Если учесть особенности поведения векторного поля нуклона, то следует ожидать усиления роста $\tau_{я.р}$ при $\gamma \approx 10^2$.

Заметим также, что в целом ряде ядерных реакций налетающее ядро или его часть взаимодействуют с мишенью как целое. Иными

* Расстоянием между одновременными положениями граничных точек объекта.

словами в собственной системе снаряда его нуклоны или их часть одновременно действуют на мишень. Примером таких реакций могут служить упругое рассеяние, когерентное рождение частиц, кумулятивные процессы и др. Можно сказать, что в реакциях указанного типа мишень будет «видеть» движущееся ядро (или его часть) вытянутым в направлении его движения пропорционально γ . Поскольку при этом скорости близки к световым, мы снова приходим к качественному выводу о росте времени взаимодействия.

4. МАСШТАБЫ ПРОДОЛЬНЫХ РАССТОЯНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Можно считать уже чем-то привычным то, что при взаимодействиях частиц высоких энергий играют роль большие продольные расстояния. Эта проблема рассматривалась целым рядом авторов, а результаты суммированы в обзоре [40]. Среди них, может быть, следует выделить работу [41], в которой был поднят вопрос о том, на каких расстояниях происходит взаимодействие в процессах упругого и неупругого рассеяния (например, π -мезонов на нуклонах) при больших энергиях. При этом было обращено внимание на то, что при высоких энергиях могут играть роль большие, линейно растущие с энергией налетающей частицы, продольные расстояния. Последующий анализ экспериментальных данных по электророждению адронов на нуклонах, фоторождению на протонах и поглощению нейтрино и антинейтрино нуклонами действительно позволил сделать заключение о доминирующей роли больших продольных расстояний [42]. При изучении неупругих взаимодействий быстрых адронов с ядрами был сделан вывод [43], что существенные в адронных взаимодействиях продольные расстояния растут как $\mathcal{E}M^{-2}$. Здесь \mathcal{E} — энергия адрона, M — масса нуклона.

Все эти достаточно разные явления могут быть объяснены с единых позиций, если предположить, что указанные продольные расстояния попросту определяются длинами формирования частиц. Тогда рост масштабов продольных расстояний при высоких энергиях будет естественным следствием увеличения длины формирования. При этом надо подчеркнуть, что эта величина играет важную роль как в электромагнитных, так и в сильных взаимодействиях. Поэтому ее можно рассматривать как своего рода связующее звено, «объединяющее» эти два типа взаимодействий.

Ввиду важности обсуждаемой характеристики возникает достаточно естественное желание выяснить более глубоко ее физический смысл. Для этого мы, очевидно, должны обратиться к самому акту взаимодействия. Как известно, здесь в частности (в лабораторной системе), мы имеем налетающую частицу — снаряд, покоящуюся мишень и рожденные вторичные частицы. По современным представлениям, все это, в общем, — объекты конечных размеров. Кажется вполне разумным считать, что характерные продольные масштабы взаимодействия должны по существу определяться продольными

размерами его участников. Поскольку мишень покоится, то ее вклад не зависит от энергии. У нас остаются налетающая частица и продукты реакции. Представляется естественным, что здесь главный вклад будет давать объект (частица) с максимальным продольным размером, который в конечном счете определяется полем соответствующих виртуальных квантов. Поэтому, как уже отмечалось, рассмотренное выше поведение поля релятивистской частицы (будь то электрон или нуклон) действительно объясняет соответствующее поведение длины формирования, а следовательно, и характерных продольных размеров.

С другой стороны, большие продольные расстояния чрезвычайно трудно согласовать с традиционными представлениями о релятивистских объектах как о лоренц-сжатых дисках. Поскольку при этом продольные размеры налетающих и рожденных частиц стремятся к нулю, то, казалось бы, указанные расстояния должны определяться продольным размером мишени, т. е. оставаться постоянными с ростом энергии.

Ниже на примерах моделей элементарных частиц и поведения пространственных размеров области генерации тождественных пионов будут представлены дополнительные аргументы в пользу увеличения продольных размеров при высоких энергиях.

5. МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Модель релятивистской струны. Современные представления о строении адронов и механизме их взаимодействия при высоких энергиях привели к струнной модели (см., например, [44]). В ее рамках конфигурации глюонного поля, локализованного вдоль линий, соединяющих кварки, моделирует релятивистская струна с точечными массами на концах. При этом струна, соединяющая два кварка, моделирует мезон. Барионы, в образовании которых участвуют три кварка, могут, например, описываться треугольной струнной конфигурацией и т. п.

Струна — это одномерный протяженный объект. Для адронной физики наибольший интерес представляют релятивистские струны конечных размеров или же замкнутые струны. Прежде всего длина струны может меняться, причем струна может даже растягиваться в точку. Замкнутая струна пульсирует во времени, то сжимаясь в точку, то принимая первоначальную форму. При этом существенно, что, например, кварки на концах струны будут достигать своих крайних положений одновременно в собственной S^* -системе струны в полном соответствии с формулой (41) для релятивистской длины. Такова качественная картина. Перейдем теперь к более детальному рассмотрению.

Поскольку электромагнитные поля действуют на большие расстояния, то можно сказать, что «запаздывающие расстояния», о которых шла речь выше (см. разд. 2), представляют собой макроскопи-

ческие величины. Вместе с тем существует аналогия между электромагнитным полем и глюонным. Как известно, глюонное поле описывает поведение сильного взаимодействия на микроскопических расстояниях ($\lesssim 10^{-13}$ см). Кванты указанных полей, фотоны и глюоны — безмассовые частицы со спином 1. Поэтому полагают, что взаимодействие между кварками и глюонами на малых расстояниях можно описать по аналогии с электростатикой потенциалом

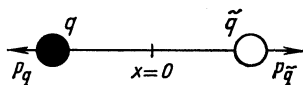


Рис. 8. Струнная модель пиона

натяжение которой пропорционально расстоянию между кварками. Простейший адрон — пион представлен на рис. 8. Потенциал, описывающий основные особенности взаимодействия цветных зарядов, можно записать в виде (см., например, [45]):

$$U = -\alpha_s/X + kX. \quad (42)$$

В соответствии с известным переходом от нерелятивистского кулоновского потенциала к потенциалу Лиенара — Вихерта перепишем (42) в релятивистски-ковариантной форме [46]:

$$U^0 = (-\alpha_s/s + ks) u^0. \quad (43)$$

Здесь $s = u^i X_i$; u^i — 4-скорость пиона; X_i — 4-вектор запаздывающего расстояния.

Из формулы (43) с необходимостью вытекает, что размер пиона в движении $l = X_{\tilde{q}} - X_q$ связан с его размером в системе покоя l^* именно формулой удлинения. Величина l^* определяется крайними положениями кварка и антикварка ($-X^*$ и X^* соответственно), предшествующими, например, разрыву струны.

С другой стороны, согласно эйнштейновской процедуре измерения в движущейся системе необходимо провести одновременные «засечки» положений кварка и антикварка (концов струны). Если при этом мы возьмем, например, момент времени, когда кварк (левый конец струны) занимает крайнее положение, то с точки зрения S^* -системы эти два события (засечки) отнюдь не будут соответствовать размеру покоящегося пиона. Если для X_q^* , как и требуется, будем иметь $X_q^* = l^*/2$, то для $X_{\tilde{q}}^*$ найдем, что $X_{\tilde{q}}^* \simeq l\gamma^{-2}/8^*$. Таким образом, мы пришли к нефизическому результату. И это прямо связано с тем, что мы фактически пренебрегли запаздыванием. А весь учет запаздывания означает учет существования предельной

* Что касается момента «засечек», соответствующего крайнему положению антикварка, то в случае разрыва струны для кварка он вообще никогда не наступит.

скорости распространения взаимодействий, что в конечном счете является основой теории относительности, а следовательно, и всех релятивистских теорий.

Гидродинамическая модель множественного рождения. Исследования адронной материи, в частности ее нового состояния — кварк-глюонной плазмы, опираются на построение пространственно-временной картины столкновений ультрарелятивистских ядер и нуклонов. При этом в настоящее время по существу единственной основой такой картины является гидродинамическая теория множественного рождения частиц (см., например, [47]). С другой стороны, сама по себе эта теория с небольшими модификациями, как утверждается [48], неплохо описывает новейшие экспериментальные данные.

Однако гидродинамической теории присущ весьма существенный недостаток, именно: используемые в ней классические начальные условия в форме лоренц-сжатого диска (как следствие столкновения двух лоренц-сжатых нуклонов или ядер) противоречат квантовому принципу неопределенности [49].

Напомним, что гидродинамическое описание предполагает взаимодействие множества отдельных элементов системы. Но с точки зрения квантовой теории такое разбиение исходной системы на отдельные элементы (слои) допустимо только в том случае, если квантовая неопределенность импульса существенно меньше импульса отдельного слоя. Это требование налагает жесткое ограничение на допустимое число слоев лоренц-сжатого объема $n \ll \sqrt{M/\mu} \approx 2,6$, где M и μ — массы нуклона и пиона. При учете дополнительного (динамического) сжатия за счет столкновения это, казалось бы, должно приводить к полному отказу от гидродинамического описания начальной стадии расширения. Правда, в последнее время были высказаны соображения, что выбор начальных лоренц-сокращенных продольных размеров содержит определенный произвол и может быть модифицирован в зависимости от различных модельных представлений (см., например, [48], а также [50]).

Однако, по нашему мнению, последовательное и безмодельное решение отмеченной трудности возможно единственно на основе КРД [51].

В самом деле, в рамках КРД движущиеся нуклоны представляют собой эллипсоиды, вытянутые в направлении движения. При этом большая полуось эллипсоида в соответствии с «формулой удлинения» определяется величиной

$$l = \mathcal{E}_c / \mu M, \quad (44)$$

где \mathcal{E}_c — энергия нуклонов. Ограничиваясь снова одномерной задачей, придем теперь к следующему условию:

$$n \ll 2,6 \gamma_c, \quad (45)$$

где $\gamma_c = \mathcal{E}_c / M$. Таким образом, при больших γ_c это условие уже может быть выполнено. Особенно если принять во внимание разбиение в поперечных направлениях. Хотя, с другой стороны, мы

здесь не учли упомянутое динамическое сжатие, вызванное самим процессом столкновения нуклонов. Но так или иначе несомненно то, что именно КРД должна служить основой для устранения этой трудности, которую, может быть, точнее назвать парадоксом. Поскольку, с одной стороны, гидродинамическая теория все-таки описывает определенные черты множественных процессов, а с другой стороны, казалось бы, явно противоречит принципу неопределенности. С учетом сказанного теперь применимость гидродинамической теории может уже рассматриваться как косвенный аргумент в пользу КРД.

Здесь необходимо подчеркнуть следующее. Обычно рисуемая картина сталкивающихся нуклонов в виде двух лоренц-сжатых дисков является уже своего рода идеализацией. Она получена фактически сложением двух «фотографий», каждая из которых сделана в момент, когда центр нуклона находился на оси фотоаппарата *. Если же фотографировать сразу оба нуклона (фотоаппаратом, расположенным посередине между ними), то на снимке они получатся вытянутыми, во всяком случае, не лоренц-сжатыми. Однако здесь мы хотим подчеркнуть другое. Важно не то, каким «видит» нуклоны посторонний наблюдатель, а какими они «сами видят» друг друга. Для простоты пусть это будут движущийся и покоящийся нуклоны. Но процесс «видения», как мы уже отмечали, по сути дела представляет собой взаимодействие, например, излученных движущимся объектом фотонов или других квантов поля с мишенью. Таким образом, рассмотренное в разд. 3 поведение поля релятивистского нуклона и дает ответ на этот вопрос. Налетающий нуклон имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого в направлении движения. В этой связи интересно отметить, что, например, частицы галактических космических лучей максимальной энергии (около 10^{21} эВ) будут иметь вообще макроскопические продольные размеры около 1 см.

Партонная и реджионная модели. Обычно в рамках партонной модели принималась дисковая картина быстрого адрона. Из-за этого, однако, возникли определенные рассогласования между следствиями партонной картины и схемой реджионных диаграмм [52]. Чтобы устранить эту трудность, пришлось допустить, что релятивистский адрон представляет собой не сжатый диск, а трубку длиной $l \sim \xi M^{-2}$.

Заметим, что партонная модель — достаточно широкое понятие и означает попросту, что, например, нуклон является составным объектом. По современным представлениям партоны — суть кварки и глюоны, эти своего рода «ненаблюдаемые параметры», поскольку до сих пор в свободном состоянии они не наблюдались.

Ниже мы еще вернемся к партонной модели при рассмотрении вопроса о дипольном моменте адрона.

6. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Магнитный и электрический дипольные моменты являются важными характеристиками материальных тел и, в частности, элемен-

* Хотя, строго говоря, даже эта картина неверна.

тарных частиц, особенно это касается релятивистских объектов, т. е., по сути дела, релятивистского преобразования указанных моментов. Этот вопрос возник очень давно (см., например, [53]). Однако, как кажется, здесь все еще нет полной ясности. Отличительной особенностью излагаемого ниже подхода является его явно релятивистски-ковариантный характер.

Преобразование дипольного момента. Как известно, существует тесная связь между механическими и магнитоэлектрическими свойствами материальных тел. Может быть, поэтому в методическом плане лучше начать наше рассмотрение с трансформации более привычного момента импульса.

Напомним, что релятивистский момент импульса определяется временными компонентами антисимметричного 4-тензора M_{ik} («момента 4-импульса»):

$$M_{ik} = - \sum \varepsilon_{ikln} x^l p^n = \sum m \varepsilon_{ikln} x^l u^n. \quad (46)$$

Здесь x^l и $p^n = mu^n$ — координата и 4-импульс частицы; суммирование производится по всем частицам, входящим в состав системы. При этом пространственные компоненты $M_{\alpha\beta}$ описывают движение (положение) центра инерции данной системы.

С другой стороны, для релятивистского магнитного момента системы зарядов имеем

$$\mathfrak{M}_{0\alpha} = - \frac{1}{2} \sum \frac{e}{m} \varepsilon_{0\alpha\beta\gamma} x^\beta p^\gamma = - \frac{1}{2} \sum e \varepsilon_{0\alpha\beta\gamma} x^\beta u^\gamma. \quad (47)$$

При этом чисто пространственные компоненты антисимметричного 4-тензора \mathfrak{M}_{ik} определяют релятивистский электрический дипольный момент.

Если у всех частиц системы отношение заряда к массе одинаково, то величину e/m можно вынести за знак суммы. В результате найдем, что

$$\mathfrak{M}_{ik} = \frac{e}{2m} M_{ik}. \quad (48)$$

Если при этом равенство

$$\mathfrak{M}_{0\alpha} = \frac{e}{2m} M_{0\alpha} \quad (48a)$$

описывает известную связь между магнитным и механическим моментами системы, то аналогичное равенство

$$\mathfrak{M}_{\alpha\beta} = \frac{e}{2m} M_{\alpha\beta} \quad (48b)$$

выражает связь между электрическим дипольным моментом и положением (движением) центра инерции системы*.

* Именно следствием формулы (48b) является инерциально-электрический эффект — аналог известного эффекта Барнетта.

С учетом (48) на основании формул преобразования для компонент механического момента M_{ik} (см., например, [12]) можно сразу написать соответствующие выражения для релятивистского дипольного момента \mathfrak{M}_{ih} . Переходя к привычным обозначениям, т. е. полагая

$$\mathfrak{M}_{0\alpha} = \mathfrak{M}_{x\alpha}, \quad d_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \mathfrak{M}_{\beta\gamma}, \quad (49)$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный единичный тензор ($\varepsilon_{xyz} = -1$), получаем:

$$\mathfrak{M}_x = \mathfrak{M}_x^*; \quad (50a)$$

$$\mathfrak{M}_y = (\mathfrak{M}_y^* + \beta d_z^*) \gamma; \quad (50b)$$

$$\mathfrak{M}_z = (\mathfrak{M}_z^* - \beta d_y^*) \gamma; \quad (50b)$$

$$d_x = d_x^*; \quad (51a)$$

$$d_y = (d_y^* - \beta \mathfrak{M}_z^*) \gamma; \quad (51b)$$

$$d_z = (d_z^* + \beta \mathfrak{M}_y^*) \gamma. \quad (51b)$$

Здесь собственная система отсчета S^* совокупности рассматриваемых частиц движется относительно S -системы вдоль оси x со скоростью β .

Рассмотрим теперь несколько частных случаев.

Рамка с током. Пусть интересующая нас система зарядов представляет собой рамку с током, электрический дипольный момент которой $\mathbf{d} = 0$. Если контур с током ориентирован нормально к направлению движения, то на основании (50a) заключаем, что, в отличие от выводов [53], его магнитный момент не изменяется при переходе от S^* - к S -системе. И, напротив, магнитный момент контура, плоскость которой параллельна направлению движения, на основании (50b), (50b) растет с увеличением скорости движения:

$$\mathfrak{M}_y = \mathfrak{M}_y^* \gamma, \quad \mathfrak{M}_z = \mathfrak{M}_z^* \gamma.$$

Как видно, последний результат также расходится с соответствующим выводом отмеченной работы.

Что касается электрического дипольного момента, то на основании (51a)—(51b) продольная компонента d_x остается неизменной, а поперечные составляющие растут с увеличением скорости. Такое поведение опять-таки не согласуется с выводами цитированной статьи. Больше того, утверждение, что дипольный момент $d_x^* = el^*$ двух зарядов e и $-e$, расположенный на оси x^* в точках $x_e^* = l^*/2$ и $x_{-e}^* = -l^*/2$, не изменяется при переходе к движущейся системе, кажется вообще абсурдным, поскольку расстояния l^* при этом должно преобразовываться. Кажущийся парадокс обусловлен тем, что последнее выражение является сугубо нерелятивистским. Вытекающая же из (47) соответствующая релятивистски-ковариантная

формула имеет вид

$$d_x = - \sum \frac{e}{m} (tp_x - xp_t). \quad (52)$$

В системе покоя S^* импульс $p_x^* = 0$, энергия $p_t^* = m$, и мы действительно получаем привычное выражение. Однако в движущейся S -системе $p_x = m\beta\gamma$, $p_t = m\gamma$ и с учетом формул преобразования для координат найдем

$$d_x = - \frac{e}{m} [(\Delta t^* + \beta l^*) \gamma m \beta \gamma - (l^* + \beta \Delta t^*) \gamma m \gamma] = e l^*. \quad (52a)$$

Таким образом, как мы видим, продольная компонента электрического дипольного момента действительно остается неизменной при движении.

Рассмотрим более детально случай, когда рамка с током (в виде квадрата со сторонами l^*) лежит в плоскости (x^*, y^*) . Пусть для простоты ее центр совпадает с началом координат, а стороны параллельны соответствующим осям. Магнитный диполь образуют четыре электрона, находящиеся в момент вычисления в серединах сторон квадрата. Ток направлен по часовой стрелке. Начнем с электрона на правой стороне квадрата, у которого $x^* = l^*/2$ (далее против часовой стрелки). В результате найдем

$$\mathfrak{M}_z^* = \sum \frac{e}{2m} (x^* p_y^* - y^* p_x^*) = \frac{-e}{2m} \left[\frac{l^*}{2} p_y - \right. \\ \left. - \frac{l^*}{2} (-p_x^*) + \left(-\frac{l^*}{2} \right) (-p_y^*) - \left(-\frac{l^*}{2} \right) p_x^* \right] = \frac{-e}{m} l^* p^*, \quad (53)$$

где мы учли, что $p_x^* = p_y^* = p^*$. Аналогичным образом, например, для d_y^* будем иметь

$$-d_y^* = \sum \frac{e}{m} (y^* p_t^* - t p_y^*) = \frac{-e}{m} \left[\frac{l^*}{2} m + \left(-\frac{l^*}{2} \right) m \right] = 0. \quad (54)$$

Два выписанные члена соответствуют верхнему и нижнему электронам, для простоты полагалось, что $t^* = 0$. Необходимо подчеркнуть, что в рамках теории относительности становятся существенными моменты времени, в которые в данном случае «берутся» правый и левый электроны. Действительно, при $t_{\Pi}^* \neq t_{\Delta}^*$ будем иметь, что $d_y^* \neq 0$. Однако, согласно сложившимся представлениям, электрический дипольный момент такой системы должен быть равен нулю. А это означает, что указанные электроны должны «браться» именно одновременно. Но, может быть, самое важное здесь заключается в том, что последнее условие фактически задает формулу преобразования для продольного размера рамки. Больше того, тем самым здесь неявно вводится определение важного физического понятия — продольного размера релятивистски движущегося тела. Нетрудно видеть, что поскольку $t_{\Pi}^* - t_{\Delta}^* = 0$ («условие синхронности»), расстояние между электронами в движущейся системе $l = x_{\Pi} - x_{\Delta}$ должно определяться «формулой удлинения» (3), где $l^* = x_{\Pi}^* - x_{\Delta}^*$.

Дипольный момент адрона. Последний пример, по нашему мнению, приводит к важным следствиям для физики элементарных частиц*. По современным представлениям, адроны, например, суть составленные из кварков объекты конечных размеров. В частности, движение кварков приводит к существованию магнитного момента. Скажем, нейтрон состоит из u -кварка и двух d -кварков. В простейшей симметричной конфигурации u -кварк находится в центре ($x^* = 0$), а d -кварки (с равными и противоположными импульсами) на одинаковых расстояниях от центра (x^* и $-x^*$). Воспользовавшись формулой (52) для дипольного момента нейтрона, найдем

$$d_x^* = \frac{e}{3m_d} (t_{\text{п}}^* - t_{\text{л}}^*) p_x^*. \quad (55)$$

Здесь $t_{\text{п}}^*$ и $t_{\text{л}}^*$ — временные координаты правого и левого d -кварков. Чтобы обеспечить выполнение экспериментального факта отсутствия собственного электрического дипольного момента у нейтрона, нужно допустить, что его конститuentы «берутся» одновременно (синхронно) именно в собственной системе частиц S^* [54]. Нетрудно показать, что этот вывод сохраняется и при несимметричной конфигурации кварков и для других адронов. Иными словами, взаимодействие адрона с мишенью происходит так, что составляющие его кварки действуют (в среднем) одновременно в S^* -системе. Установленный в настоящее время верхний предел для собственного электрического дипольного момента нейтрона [55] позволяет заключить, что допустимая неодновременность при скорости движения кварков около 1 см/с не превышает 10^{-25} с, а при скоростях, близких к световой, 10^{-35} с. Таким образом, для расстояний порядка 1 см неодновременность не может быть больше 10^{-22} с.

7. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАЗМЕРОВ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ПИОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

В основе известного метода Хэнбери Брауна и Твиса [56] измерения угловых диаметров звезд (так называемой интерферометрии интенсивностей) лежит интерференция пар фотонов. При этом эффект определяется квадратом степени когерентности $|\gamma_{12}(\tau)|^2$, где τ — разность хода. Например, в простейшем случае, когда звезда изображается круглым диском с однородной интенсивностью излучения

$$|\gamma_{12}| = \frac{2J_1(\tau)}{\tau}, \quad (56)$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода.

* Конечно, применительно к элементарным частицам мы должны пользоваться соответствующими операторами. Однако физическая суть проблемы останется неизменной.

Фактически аналогичное явление — интерференция пар других тождественных бозонов — пионов* было использовано в свое время [57] для оценки области взаимодействия в процессах множественного рождения ($p\bar{p}$ -аннигиляция). В последнее время был проведен целый ряд экспериментов такого типа (см., например, [58], где цитируются и другие работы). Однако нас будут интересовать только работы [59—61], в которых пространственные размеры области генерации тождественных частиц определялись по отношению к различным системам отсчета.

Обычно экспериментальные данные для пар тождественных пионов с 4-импульсами p_1^i и p_2^i обрабатывались на основе формулы для их плотности в фазовом пространстве вида [62—64]:

$$W(p_1^i, p_2^i) = [1 + f(q)] W_\Phi(p_1^i, p_2^i), \quad (57)$$

где $W_\Phi(p_1^i, p_2^i)$ — плотность пар пионов в отсутствие интерференции. При этом $f(q)$ определялась выражением

$$f(q_0, q_T) = \frac{1}{1 + (q_0 t)^2} |\gamma_{12}(q_T R)|^2 = f_1(q_0 t) \left[\frac{2J_1(q_T R)}{q_T R} \right]^2, \quad (58)$$

где $q_0 = p_1^0 - p_2^0$; $q_T = \mathbf{q} - (\mathbf{q}\mathbf{n})\mathbf{n}$; $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$, $\mathbf{n} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/|\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2|$; t — время жизни источников; R — размер области генерации. Отметим, что вопросы теории парных интерференционных корреляций тождественных пионов были изложены в недавно опубликованном обзоре [65].

В интересующих нас экспериментах изучался эффект интерференции для $\pi^+\pi^-$ -пар и суммарный эффект для $\pi^+\pi^+$ -пар мезонов. В качестве фонового распределения W_Φ бралось распределение $\pi^+\pi^-$ -пар. С целью оценки влияния движения на продольные размеры области генерации отбирались пары, вылетающие в направлениях, близких к нормальному относительно оси реакции.

Остановимся сначала на исследованиях процессов множественного рождения, происходящих при взаимодействии отрицательных пионов с нуклонами при $p_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с [59] и протонами при $p_{\pi^-} = 5$ ГэВ/с [60]. В этих работах были получены указания (строго говоря — качественные), что продольные размеры области генерации растут при переходе от системы центра инерции (с. ц. и.) к лабораторной системе координат (л. с. к.). Если связывать собственную систему отсчета (систему покоя) области генерации (S^*) с системой ц. и.**, то тогда можно сказать, что в результате движения происходит увеличение продольных размеров области генерации.

* Которая выражалась в избытке пар тождественных пионов с малыми разностями их импульсов.

** Указанная система «выделена» своей симметрией по сравнению с другими системами отсчета. В этом смысле особое предпочтение имеют реакции столкновения тождественных частиц или, по крайней мере, частиц одинаковой массы.

Исследование релятивистского изменения пространственных размеров области генерации пионов в $\tilde{p}p$ -реакциях множественного рождения. Как уже отмечали в свое время [60], q_T не является ковариантной величиной, поэтому ее использование, особенно при работе с различными системами отсчета, требует известной осторожности. Чтобы удовлетворить условию ковариантности, т. е. чтобы данная величина описывала пространственные компоненты 4-вектора, в выражении для q_T нужно взять четырехмерное скалярное произведение. Но нетрудно показать, что это произведение обращается в нуль, а ковариантным, очевидно, является вектор q . С другой стороны, именно q определяет пространственную часть 4-вектора, временная компонента которого q_0 . Впрочем, при $p_1^i \simeq p_2^i$, когда собственно и наблюдается эффект интерференции, q и q_T близки между собой. Тем не менее, как показывает опыт, в переменных q эффект проявляется более ярко. Поэтому именно эти переменные и были использованы при анализе экспериментальных данных [61], полученных при взаимодействии антипротонов с импульсом 22,4 ГэВ/с с протонами.

Средний размер области взаимодействия определялся подгонкой q^2 -распределений выражением *

$$g(q^2) \simeq a \left[1 + b \exp \left(-\frac{q^2 R^2}{4} \right) \right], \quad (59)$$

где a и b — свободные параметры, причем a корректирует нормировку.

Для определения продольного и поперечного размеров области испускания пионов изучалась зависимость эффекта интерференции от ориентации пар относительно оси столкновения. Так, для оценки влияния движения на продольные размеры области взаимодействия R_{\parallel} отбирались пары, удовлетворяющие дополнительным условиям $|\cos \theta| < 1/\sqrt{2}$ и $|\cos \varphi| \geq 1/\sqrt{2}$. Здесь θ — угол между направлением пары n и осью реакции x , а φ — угол между плоскостью пары и плоскостью (n, x) . Найденные поперечные размеры R_{\perp} соответствовали условию $|\cos \theta| \geq 1/\sqrt{2}$. Кроме того, вычислялись величины \tilde{R}_{\perp} , удовлетворяющие требованию $|\cos \theta| < 1/\sqrt{2}$. Лоренц-фактор γ определял систему отсчета. Так, $\gamma = 1$ соответствует с. ц. и., $\gamma = 3,5$ — л. с. к. Также были проведены вычисления для промежуточных значений γ и соответствующих антилабораторных систем, затем брались средние значения. Таблица 2 описывает зависимость средних значений указанных величин от лоренц-фактора.

* Следует отметить, что числовой коэффициент в показателе экспоненты зависит от формы области генерации и характера расположения источников. Он определяет абсолютное значение R . Поскольку нас интересует только (относительное) изменение R при переходе от одной системы отсчета к другой, его точное значение не существенно.

При этом для $\langle R \rangle$ и $\langle R_{\perp} \rangle$ взяты и средние значения погрешностей. Величины \tilde{R}_{\perp}^2 , R_{\parallel}^2 и $\tilde{R}_{\perp a}^2$, $R_{\parallel a}^2$ соответственно рассматривались как статистические независимые. Для нахождения же $\langle R_{\parallel}^2 \rangle$ суммировались соответствующие q^2 -распределения.

Отметим, что полученные таким образом значения меньше соответствующих значений $R(q_T^2)$, которые обычно вычисляются на основе q_T^2 -распределений [например, в с. ц. и. $R(q_T^2) = 2,42 \pm 0,23$], а сам эффект интерференции в переменной q^2 выражен заметнее.

Как видно из табл. 2, пространственные размеры области взаимодействия и, в частности, ее поперечные размеры, которые дают основной вклад в $\langle R \rangle$ по мере роста γ , практически не меняются при переходе от с. ц. и. к л. с. к. В то же время для величины \tilde{R}_{\perp} , полученной в результате исключения пар, определяющих R_{\perp} , и для продольного размера, хотя и со значительными погрешностями, наблюдается тенденция к их увеличению по мере роста лоренц-фактора. Этот результат согласуется с аналогичными качественными выводами, сделанными в работах, упомянутых выше. Связывая снова систему покоя области генерации с системой ц. и. *, иначе мы можем сказать, что в результате движения происходит релятивистское увеличение ее продольных размеров. В соответствии с общепринятым мнением в результате движения должно происходить лоренцево сжатие быстролетающих объектов. Поэтому для наглядности в табл. 2

Таблица 2. Зависимость пространственных размеров области генерации от лоренц-фактора

γ	$\langle R \rangle$, фм	$\langle R_{\perp} \rangle$	$\langle \tilde{R}_{\perp} \rangle$	$\langle R_{\parallel} \rangle$
1,0 (с. ц. и.)	$2,04 \pm 0,18$	$1,93 \pm 0,33$	$2,16 \pm 0,22$	$2,31 \pm 0,44$
1,3	$2,09 \pm 0,20$	$2,00 \pm 0,32$	$2,16 \pm 0,19$	$2,63 \pm 0,59$
1,5	$2,03 \pm 0,20$	$2,01 \pm 0,27$	$2,17 \pm 0,24$	$(1,78 \pm 0,34)$
1,8	$2,10 \pm 0,23$	$2,04 \pm 0,26$	$2,43 \pm 0,40$	$2,83 \pm 0,72$
2,3	$2,16 \pm 0,20$	$2,11 \pm 0,56$	$2,89 \pm 0,56$	$(1,54 \pm 0,29)$
3,5 (л. с. к.)	$2,07 \pm 0,30$	$1,95 \pm 0,29$	—	$3,30 \pm 1,93$
				$(1,28 \pm 0,24)$
				—
				—

в скобках приведены также соответствующие значения, вычисленные исходя из R_{\parallel} в с. ц. и. на основании формулы лоренцева сокращения.

С детальным использованием наглядной модели испускания пионов источниками физический смысл полученных результатов обсуждается в [60]. Здесь же мы только хотим отметить, что опыты с части-

* Что с точки зрения кинематики теперь уже представляется вполне естественным шагом.

пами высоких энергий все больше свидетельствуют в пользу того, что релятивистские размеры определяются источниками, которые излучают («вспыхивают») одновременно (или «в среднем» одновременно) в собственной системе отсчета. Указанная модель является по сути дела еще одним проявлением отличного от общеизвестного определения понятия релятивистской длины и, в частности, его модификации, основанной на формуле (11).

Конечно, подчеркнем снова, обсуждаемые результаты, ввиду значительных экспериментальных ошибок, требуют уточнения и могут рассматриваться только как качественные указания. Однако, может быть, самое существенное здесь заключается в том, что именно эти опыты фактически привели к пониманию, что релятивистская длина должна проявляться в процессах множественного рождения частиц. Хотя при этом измерение размеров области генерации осуществляется несветовыми сигналами — пионами.

Особенности измерения пространственных размеров области генерации тождественных частиц в разных системах отсчета [66]. Как уже отмечалось, в основе корреляционного метода лежит интерференция второго порядка или интерферометрия интенсивностей. В упомянутых работах [59—61] исследовалась интерференция пар тождественных пионов. При этом, например, если пионы испускаются одновременно двумя источниками, разделенными расстоянием R , эффект, как известно, определяется величиной

$$I(\tau) \sim \cos qR, \quad (60)$$

где $q = p_1 - p_2$ — разность импульсов пионов. Поскольку сама область интерференции характеризуется фактически малыми τ , то вместо (60) может быть взято выражение

$$I(\tau) \sim 1 - (1/2) \tau^2. \quad (60a)$$

В обсуждаемых экспериментах мы имеем дело со взаимодействием частиц высоких энергий или релятивистских частиц. В частности, продукты этого взаимодействия — источники излучения пионов также могут двигаться с релятивистскими скоростями. Особого рассмотрения здесь заслуживает случай, когда вся область взаимодействия (ее центр масс) движется. В общем случае для τ будем иметь

$$\tau = qR - q_0 t, \quad (61)$$

где q_0 — разность энергий пионов, а t — разность соответствующих моментов их генерации.

Для реакций столкновения тождественных частиц существует выделенная, полностью симметричная система отсчета — это с. п. и. (S^*). Как было отмечено в свое время [60], в этой системе в среднем $t^* = 0$ по крайней мере для «симметрично» испущенных пионов. По-видимому, об аналогичной симметрии (во всяком случае,

кинематической) можно говорить и при рассмотрении взаимодействий частиц одинаковой массы, например $\tilde{p}p$ -процессов. Излагаемое ниже посвящено анализу экспериментальных данных, касающихся измерения пространственных размеров области взаимодействия по отношению к различным системам отсчета именно в $\tilde{p}p$ -реакциях [61].

Рассмотрим для этого л. с. к., где образующие область взаимодействия источники пионов движутся в среднем со скоростью $v_x = \beta^*$. На основе преобразований Лоренца и отмеченного условия симметрии будем иметь

$$t = \beta R_x, \quad (62a)$$

$$R_x = R_x^* (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (62b)$$

После квадрирования (61) в соответствии с формулой (60a), интегрирования по азимутальному углу (имея в виду осевую симметрию реакции) и перехода к продольным $R_{||} \equiv R_x$ и поперечным размерам с учетом (62a) получим

$$\tau^2 \simeq q_x^2 R_{||}^2 + q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - 2\beta q_x q_0 R_{||}^2. \quad (63)$$

Здесь для простоты мы опустили пока член, пропорциональный q_0^2 ввиду его малости в районе интерференционного пика. При условии $R_{||}^2 \simeq R_{\perp}^2 \simeq R^2$ предыдущая формула переходит в

$$\tau^2 \simeq R^2 (q^2 - 2\beta q_x q_0). \quad (63a)$$

Откуда следует, что, чтобы определить R^2 , мы должны строить распределение по $Q = q^2 - 2\beta q_x q_0$. Однако на практике используются q^2 -распределения. Поэтому для соответствующей величины R^2 будем получать завышенные или заниженные значения в зависимости от знака второго члена в (63a). Этот вывод остается в силе и при определении величин R_{\perp}^2 и $R_{||}^2$. Здесь особенно важно то, что в л. с. к. и соответствующей ей антилабораторной системе (ал.с.) упомянутый член будет давать противоположный вклад **. Чтобы исключить его влияние, нужно, очевидно, перейти к соответствующим средним величинам.

Все перечисленные особенности действительно выявились в рассмотренном выше эксперименте по интерференции тождественных пионов в $\tilde{p}p$ -взаимодействиях по отношению к различным системам отсчета [61]. Его основной целью была попытка наблюдения релятивистского изменения продольного размера области генерации.

Напомним, что для определения указанной величины $R_{||}$ отбирались пары пионов, летящие под углом $\theta \approx \pi/2$ к оси реакции.

* В этой связи см. также [67].

** Что касается отброшенного слагаемого, то оно будет давать значительно меньший, но постоянный вклад, что на практике может приводить к незначительному завышению R^2 .

В л. с. к. это наиболее медленные пионы, а поэтому для них может быть использована нерелятивистская формула

$$q_{0tr} \simeq q_x u_x, \quad (64)$$

где u_x — средняя скорость пионов*. Тогда на основании (63)

$$\tau_{\parallel}^2 \simeq R_{\parallel}^2 (1 - 2\beta u_x) q_x^2. \quad (65)$$

Поскольку в л. с. к. пары в среднем смещены в направлении оси реакции, экспериментально найденные на основании q^2 -распределений значения R_{\parallel} будут несколько занижены, а в ал. с. к. соответственно завышены. Что касается поперечных размеров, то они определяются в основном быстрыми π -мезонами, летящими вперед в л. с. к. В этом случае для q_0 можно взять ультрарелятивистское выражение

$$q_{0t} \simeq -\frac{q_x}{2u_x^2} - \frac{q_y}{2u_y^2} - \frac{q_z}{2u_z^2}. \quad (66)$$

Тогда, полагая, например, ради простоты $q_y \approx -q_z$, находим:

$$\tau_{\perp}^2 \approx R_{\perp}^2 \left(1 + \beta \frac{q_x^2}{q_{\perp}^2 u_x^2} \frac{R_{\parallel}^2}{R_{\perp}^2} \right) q_1^2. \quad (67)$$

Иными словами, для R_{\perp} в л. с. к. на опыте будем получать завышенные значения. Последние из отмеченных особенностей также наблюдались в обсуждаемом эксперименте.

Таким образом, теперь мы видим, что переход к средним значениям, фигурирующим в табл. 2, находит свое обоснование, а наблюдаемое практическое постоянство $\langle R_{\perp} \rangle$ с ростом лоренц-фактора, с другой стороны, только подкрепляет изложенные выше соображения. С учетом сказанного возрастание соответствующих продольных размеров области генерации тождественных пионов в pp -взаимодействиях при переходе от с. ц. и. к л. с. к. может рассматриваться как указание в пользу релятивистской «формулы удлинения».

8. ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ДЛИНА И РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДЛИНА [68]

Проблема фундаментальной (или элементарной) длины обсуждается в разных формах уже много лет (см., например, [69, 70], а также [71]). Наиболее часто элементарную длину вводили в связи с проблемой «расходимостей» в теории поля. Существует ряд моделей теории, содержащих фундаментальную длину (единая теория элементарных частиц, нелокальная квантовая теория поля, особенно один из наиболее разработанных вариантов — теория квантованного или дискретного пространства — времени и др.). С проблемой фундаментальной длины тесно связан вопрос о возможных нарушениях причинности в микромире (нарушение микропричинности). Если

* Другие два члена мы опустили ввиду их малости.

фундаментальная длина l_0 действительно существует, то естественно полагать, что она должна играть большую роль в физике элементарных частиц. Высказывается мнение, что присоединение l_0 к двум фундаментальным константам c и \hbar составило бы полный базис, через который можно выразить физическую величину любой известной нам размерности.

Хотя аргументы в пользу существования фундаментальной длины и не носят характера строгих утверждений, тем не менее необходимость пересмотра наших представлений в области малых масштабов пространства — времени представляется весьма вероятной. По современным оценкам, $l_0 < 10^{-17} - 10^{-16}$ см*, правда, например, в теориях «великого объединения» работают с длинами порядка $10^{-30} - 10^{29}$ см и вплоть до гравитационной (пленковой) длины $l_0 = \sqrt{\hbar G/c^3} \simeq 10^{-33}$ см (G — ньютоновская постоянная тяготения).

В то же время кардинальный вопрос о границах применимости геометрии (т. е., по существу, макроскопических или классических представлений) остается без ответа и до сих пор.

Таким образом, введение фундаментальной длины означает введение некоторой минимальной длины (минимального масштаба) [73]. Но этот шаг находится в определенном противоречии с общепринятыми представлениями о поведении релятивистски движущихся масштабов. По-видимому, именно это имел в виду Паули [74] в своем замечании о том, что универсальная наименьшая длина, наверное, не может существовать на основании релятивистской инвариантности.

Действительно, обычно считают, что в результате движения должно происходить сокращение продольных размеров. А это означает неограниченное уменьшение l_0 по мере возрастания скорости, а следовательно, в конечном счете, и невозможность введения элементарной длины. Вместе с тем очевидно, что подобной трудности мы не имеем в случае введения минимального временного интервала.

По нашему мнению, последовательное решение указанного противоречия возможно единственно на основе концепции релятивистской длины, согласно которой в результате движения продольные размеры должны возрастать. Поэтому в рамках КРД при введении минимального пространственного размера трудностей, подобных отмеченной, вообще не возникает. С учетом сказанного теперь соображения в пользу существования фундаментальной длины могут уже рассматриваться как еще один косвенный аргумент в пользу КРД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, как можно видеть, релятивистская длина играет все возрастающую роль в физике высоких энергий. Это связано с тем, что она по сути дела отражает пространственно-временную картину строения элементарных частиц и сам характер их взаимо-

* С другой стороны, на основе оценок верхнего предела для электрического дипольного момента электрона получено значительно более жесткое ограничение на величину $l_0 \lesssim 10^{-24} - 10^{-23}$ см [72].

действия. Поскольку релятивистская длина выражается полусуммой двух запаздывающих расстояний, то очевидно, что она изначально является органическим следствием электродинамики.

Фактически опираясь на релятивистскую длину (запаздывающие расстояния) было установлено следующее.

На основании потенциалов Лиенара — Вихерта было показано, что поле релятивистского заряда с ростом его скорости все более вытягивается вперед и действует на все большие расстояния («релятивистское дальноедействие»). Представляется, что именно этим эффектом обусловлен рост длины формирования при высоких энергиях.

С помощью релятивистского потенциала Юкавы было установлено, что релятивистский нуклон имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого в направлении движения. С ростом энергии его пионное и векторное (ρ - и ω -мезонов) поля ведут себя по-разному. Вклад векторного поля растет и при $\gamma \geq 10^2$ становится доминирующим, что приводит к росту поперечных размеров нуклона, а следовательно, и росту сечений взаимодействия. Возрастание продольных размеров должно приводить к увеличению времени взаимодействия и росту длин формирования адронов. В этом заключается и главная причина известного явления — роста масштабов продольных расстояний при высоких энергиях.

Было продемонстрировано, что струнная, партонная модели и гидродинамическая теория множественного рождения частиц приобретают ясный физический смысл либо на основе КРД, либо, по существу, неявно опираются на нее. В частности, применение КРД к гидродинамической модели позволило устранить известное противоречие с принципом неопределенности.

На основании выражения для релятивистского электромагнитного дипольного момента и экспериментального факта отсутствия собственного электрического дипольного момента у элементарных частиц было показано следующее. Взаимодействие, например, нуклона с мишенью происходит так, что составляющие его кварки действуют одновременно (в собственной системе нуклона). А это означает, что продольные размеры налетающего нуклона описываются релятивистской формулой удлинения.

Анализ интерференционных экспериментов по измерению пространственных размеров области генерации тождественных пионов в различных системах отсчета позволил заключить, что в них (во всяком случае, при взаимодействии одинаковых частиц) проявляется именно релятивистская длина.

Наконец, было подчеркнуто, что введение фундаментальной длины противоречит общепринятым представлениям о сокращении продольных размеров быстродвижущихся объектов, тогда как в рамках КРД подобной трудности не возникает.

Автор выражает благодарность Г. Н. Афанасьеву, Э. Г. Бубелеву, В. А. Никитину, М. С. Хвастунову и особенно В. М. Дубовику за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arzelies H. // Nuovo cimento. 1965. Vol. 35. P. 783—791.
2. Rohrlieh F. // Nuovo cimento. 1966. Vol. 45B. P. 76—83.
3. Cavalleri G., Salgarelli G. // Nuovo cimento. 1969. Vol. 62A. P. 722—754.
4. Ott H. // Z. Phys. 1963. Vol. 175. P. 70—81.
5. Планк М. Избр. труды. М.: Наука, 1975. С. 466—493.
6. Эйнштейн А. Собр. научных трудов. М.: Наука, 1965. Т. 1, С. 65—114.
7. Меллер К. Теория относительности: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975. С. 167.
8. Эйнштейн А. Собр. научных трудов. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 12.
9. Стрельцов В. Н. Сообщения ОИЯИ P2-3482. Дубна, 1967; P2-5555. Дубна, 1971.
10. Strel'tsov V. N. // Found. Phys. 1976. Vol. 6. P. 293—298.
11. Lienard A. // Eclairage Electricue. 1898. Vol. 16. P. 5—14; Wiechert E. // Archives Neerlandes. 1900. Vol. 5. P. 549—555.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
13. Дюге М. // УФН. 1973. Т. 109. С. 157—166.
14. Mathews P. M., Lakshmanan M. // Nuovo cimento. 1972. Vol. B12. P. 168—181.
15. Suffern K. G. // Amer J. Phys. 1988. Vol. 56. P. 729—733.
16. Terrell J. // Phys. Rev. 1959. Vol. 116. P. 1041—1044.
17. Бологовский Б. М. Эйнштейновский сборник. 1980—1981. М.: Наука, 1985. С. 142—168.
18. Gamba A. A. // Amer. J. Phys. 1967. Vol. 35. P. 83—89.
19. Pahor S., Strnad J. // Nuovo cimento. 1974. Vol. 20B. P. 105—112.
20. Gron O. // Amer. J. Phys. 1981. Vol. 49. P. 28—31.
21. Берке У. Пространство — время, геометрия, космология: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. С. 70.
22. Стрельцов В. Н. Сообщение ОИЯИ P2-89-234. Дубна, 1989.
23. Джексон Дж. Классическая электродинамика: Пер. с англ. М.: Мир, 1965. С. 518.
24. Неменов Л. Л. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 444—451.
25. Франк И. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1942. Т. 6. С. 3—15.
26. Бологовский Б. М. // Тр. ФИАН. 1982. Т. 140. С. 95—140.
27. Ахизер А. И., Шульга Н. Ф. // УФН. 1987. Т. 151. С. 385—424.
28. Гайтлер В. // Квантовая теория излучения: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. С. 283.
29. Pais A. // Aspects of Quantum Theory/Ed. A. Salam, E. P. Wigner. Camb. Univ. Press, 1972. P. 79.
30. Стрельцов В. Н. Сообщение ОИЯИ P2-6710. Дубна, 1972.
31. Poincare H. // Rend. del Circolo matem. di Palermo. 1906. Vol. 21. P. 129—176.
32. Kwal V. // J. Phys. Radium. 1949. Vol. 10. P. 103—104.
33. Полубаринов И. В. Сообщение ОИЯИ P2-7532, Дубна, 1973.
34. Yukawa H. // Proc. Phys.-Mat. Soc. Japan. 1935. Vol. 17. P. 48—63.
35. Belyakov V. A., Stral'tsov V. N. Preprint JINR E2-90-309. Dubna, 1990.
36. Браун Дж. Е., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1979. С. 139.
37. Albrow M. G., Almehed S., Booth P.S.L. e.a. // Nucl. Phys. 1979. Vol. B155. P. 39—51.
38. Yost G. P., Barnett R. M., Hinchliffe I. e.a. // Phys. Lett. 1988. Vol. B204. P. 126.
39. Dumbrajs O., Koch R., Pilkuhn H. e.a. // Nucl. Phys. 1983. Vol. B216. P. 277—335.
40. Николаев Н. Н. // УФН. 1981. Т. 134. С. 369—430.
41. Грибов В. И., Иоффе Б. Л., Померанчук И. Я. // ЯФ. 1965. Т. 2. С. 768—376.
42. Иоффе Б. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 143—146.

43. Канчели О. В. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 465—469.
44. Барбашов Б. М., Нестеренко В. В. Модель релятивистской струны в физике адронов. М.: Энергоатомиздат, 1987.
45. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Физика адронных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 54.
46. Стрельцов В. Н. Сообщение ОИЯИ P2-89-772. Дубна, 1989.
47. Зиновьев Г. М., Павленко О. П., Шелест В. П. // Физика многочастичных систем. Киев: Наукова думка, 1986. Вып. 10. С. 65—74.
48. Розенталь И. Л., Тарасов Ю. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1535—1543.
49. Блохинцев Д. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 350—352.
50. Иоффе Б. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 360—362.
51. Стрельцов В. Н. Сообщение ОИЯИ P2-87-617. Дубна, 1987.
52. Канчели О. В. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 491—494.
53. Франк И. М. // УФН. 1989. Т. 158. С. 135—138.
54. Стрельцов В. Н. Сообщение ОИЯИ P2-88-173. Дубна, 1988.
55. Smith K. F., Crampin N., Pendlebury J. M. e.a. // Phys. Lett. 1990. Vol. 234B. P. 191—196.
56. Hanbury Brown R., Twiss R. Q. // Phil. Mag. 1954. Vol. 45. P. 663—682.
57. Goldhaber G., Goldhaber S., Lee W., Pais A. // Phys. Rev. 1960. Vol. 120. P. 300—312.
58. Breakstone A., Campanini R., Crawley H. V. e.a. // Phys. Lett. 1985. Vol. 162B. P. 400—404.
59. Ангелов Н., Ахабабян Н., Гришин В. Г. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 338—343.
60. Глаголев В. В., Лебедев Р. М., Стрельцов В. Н. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 181—184.
61. Стрельцов В. Н., Глаголев В. В. Препринт ОИЯИ P1-86-725. Дубна, 1986.
62. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 656—666.
63. Korylov G. I. // Phys. Lett. 1974. Vol. 50B. P. 472—473.
64. Cossani G. // Phys. Lett. 1974. Vol. 49B. P. 459—461.
65. Подгорецкий М. И. // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. Вып. 3. С. 628—668.
66. Стрельцов В. Н. // Препринт ОИЯИ P2-86-826. Дубна, 1986.
67. Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 455—463.
68. Стрельцов В. Н. Сообщение ОИЯИ P2-88-626. Дубна, 1988.
69. Блохинцев Д. И. Пространство и время в микромире. М.: Наука, 1982. С. 239, 256.
70. Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике. М.: Наука, 1985. С. 84.
71. Вьяльцев А. Н. Дискретное пространство — время. М.: Наука, 1965.
72. Кадышевский В. Г. // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. Вып. 1. С. 5—39.
73. Liboff R. L. // Amer. J. Phys. 1987. Vol. 55. P. 1041.
74. Паули В. Общие принципы волновой механики. М.—Л.: ГИТТЛ, 1947. С. 287.