

ВЛИЯНИЕ ПИОНИЗАЦИИ НА ЖЕСТКИЕ СТРУИ

И. М. Дремин

Предложена модификация уравнений эволюции жестких струй в адронных процессах, обусловленная образованием мягких (пионизационных) кварк-антикварковых пар в процессе движения жестких кварков.

Процесс e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях приводит к рождению пары кварка и антикварка, которые в процессе разлета испускают глюоны, рождающие новые кварк-антикварковые пары и глюоны. Принято считать, что именно таким образом возникают жесткие струи вдоль направлений движения первичных кварка и антикварка. Эволюция струй описывается уравнениями, полученными в работах [1 - 3]. В них учитываются все возможные хромодинамические вершины испускания глюонов и рождения пар. Эти процессы являются жесткими, поскольку энергия в вершине делится в среднем поровну между вновь образующимися компонентами струи.

Мы хотим обратить внимание на то, что наряду с жесткими, должны существовать и мягкие процессы рождения пар. Они обусловлены тем, что в процессе расхождения струй в пространстве между ними должно создаваться сильное кварк-глюонное поле, ограничивающее возможности удаления на большие расстояния цветных объектов и растущее с ростом этого расстояния. Реальная возможность протекания процесса связана с тем, что рост поля ограничен образованием новых кварк-антикварковых пар; компенсирующих цветовые степени свободы. Механизм рождения таких пар (см., например, [4]) связан с нерешенной проблемой удержания в КХД. Однако, можно думать, что его влияние на основной жесткий процесс сводится к тому, что кварки и глюоны в струях будут медленно "сползать" вниз по шкале энергий из-за необходимости создания "мягких" (пионизационных) пар. (Не рассмат-

ривая детали образования этих пар при изучении жесткого процесса, мы можем учесть их роль, считая, что они будут влиять на кварк-глюонные струи аналогично тому, как ионизационные процессы влияют на развитие обычных электронно-фотонных ливней. Эта аналогия усиливается тем, что уравнения эволюции струй, рассмотренные ранее [1 - 3], весьма похожи на уравнения электромагнитных каскадных процессов без учета ионизации. Используя описанную выше картину, запишем уравнения эволюции струй с учетом влияния на них пионизационных процессов следующим образом:

$$\frac{\partial D^q(E, Y)}{\partial Y} = \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{qq}(E, E') D^q(E', Y) +$$

$$+ 2n_f \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{qG}(E, E') D^G(E', Y) - \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{qq}(E', E) D^q(E, Y) +$$

$$+ \beta_q \frac{\partial D^q(E, Y)}{\partial E} \quad (1)$$

$$\frac{\partial D^G(E, Y)}{\partial Y} = \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{Gq}(E, E') D^q(E, Y) + 2 \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{GG}(E, E') D^G(E', Y) -$$

$$- \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{GG}(E', E) D^G(E, Y) - n_f \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{qG}(E', E) D^G(E, Y) + \beta_G \frac{\partial D^G(E, Y)}{\partial Y} \quad (2)$$

Здесь D^a - функции распределения кварков ($a = q$) и глюонов ($a = G$) по энергиям E и "глубине" $Y = \frac{1}{2\pi b} \ln \frac{\ln Q^2/\Lambda^2}{\ln k^2/\Lambda^2}$ ($b = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}$, n_f - число ароматов, Q^2, k^2 - начальная и "текущая" масса в струе, Λ - параметр обрезания), P^{ab} - вероятности переходов $b \rightarrow a$:

$$P^{qq} = c_F \frac{1+x^2}{1-x}, \quad P^{qG} = \frac{1}{2}(x^2 + (1-x)^2); \quad P^{Gq} = c_F \frac{1+(1-x)^2}{x^2};$$

$$P^{GG} = c_V x(1-x) \left[1 + \frac{1}{x^2} + \frac{1}{(1-x)^2} \right]; \quad x = E'/E, \quad c_V = 3, \quad c_F = 4/3.$$

β_a - параметры, характеризующие процесс пионизации, которые мы обсудим ниже. Последние члены в уравнениях (1), (2) описывают отток энергии в пионизационную компоненту. Они и отличают систему уравнений (1), (2) от уравнений, использованных в [3]. Решать ее можно тем же методом, который принят в теории электронно-фотонных каскадов. После двойного преобразования Лапласа - Меллина

$$M_{n,\lambda}^a = \int_0^\infty dY e^{-\lambda Y} \int_0^1 d\zeta \zeta^{n-1} D^a(\zeta, Y) \quad (3)$$

($\zeta = E/E_0$; E_0 — первичная энергия) система уравнений (1), (2) запишется в виде:

$$\sum_b (\lambda \delta_{ab} - A_n^{ab}) M_{n,\lambda}^b + \frac{\beta_a}{E_0} (n-1) M_{n-1,\lambda}^a = M_n^a(0), \quad (4)$$

где

$$M_n^a(Y) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{\lambda Y} M_{n,\lambda}^a d\lambda;$$

$$A_n^{qq} = \int_0^1 dx (x^{n-1} - 1) P^{qq}(x);$$

$$A_n^{qG} = 2n_f \int_0^1 dx x^{n-1} P^{qG}(x); \quad (5)$$

$$A_n^{Gq} = \int_0^1 dx x^{n-1} P^{Gq}(x);$$

$$A_n^{GG} = \int_0^1 dx [(2x^{n-1} - 1) P^{GG}(x) - n_f P^{qG}(x)].$$

В процессе развития струй наиболее активной является глюонная компонента. Она дает большие множественности и наиболее мягкие спектры (см., например, [5, 6]). Поэтому естественно учесть, прежде всего, влияние пионизации именно на глюоны, и упростить систему разностных уравнений (4), положив в ней $\beta_q = 0$, $\beta_G \equiv \beta$. Возникающие следствия легче всего продемонстрировать на примере глюонной струи, решая систему (4) при начальных условиях: $M_n^G(0) = 1$, $M_n^q(0) = 0$. В этом случае можно применить хорошо известные методы расчета электромагнитных каскадных процессов [7]. Следуя им, получим в результате¹⁾, что кварк-глюонный каскад, развитие которого описывается системой уравнений (4), максимально развивается в глюонной струе на "глубине":

$$Y_m \approx 0,22 \ln E_0/\beta \quad (E_0/\beta \gg 1), \quad (6)$$

причем в максимуме число глюонов в струе дается формулой:

$$\langle n_G \rangle_{G_j} \approx \frac{1,1 \cdot E_0}{\sqrt{\ln E_0/\beta} \beta}. \quad (7)$$

Выражения (6), (7) отличаются от соответствующих формул для элект-

¹⁾ Мы не приводим окончательных выражений, поскольку они аналогичны формулам для электронно-фотонных ливней (см. [7]) и весьма громоздки, откладывая это до последующей публикации.

ронно-фотонных ливней (см. (11.17) в [7]) только численными коэффициентами, показывающими, что кварк-глюонные ливни развиваются интенсивнее: (при одинаковом β !).

Надо отметить, однако, что вопрос о параметре β не решается здесь столь непосредственно. Величина β определяет энергию, теряемую глюоном на единицу изменения Y в процессе развития струи. Она тесно связана с конкретной моделью удержания. Не вдаваясь в предположения о деталях механизма удержания, рассмотрим чисто феноменологически различные варианты выбора β .

Прежде всего, следуя далее аналогии с электронно-фотонным каскадом, рассмотрим случай $\beta = \text{const}$. При этом ливень развивается очень бурно с ростом энергии E_0 . Однако, максимум расположен на массах, весьма близких к Λ^2 :

$$\frac{k^2}{\Lambda^2} \approx 1 + \frac{\beta}{E_0} \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \quad (8)$$

так что хромодинамическая константа становится очень большой и встает вопрос о справедливости уравнений (1), (2) в этой области,

Если же предположить, что на единичном интервале изменения Y в пионизационную компоненту отдается заданная часть (γ) фейнмановской доли энергии $x \approx E/E_0$, то $\beta = \gamma E_0$. В этом предельном случае ливень будет содержать конечное число "ливневых" частиц (см. (7)). Эволюция фактически прекратится на массах:

$$k^2 \approx \Lambda^2 (Q^2/\Lambda^2) \gamma. \quad (9)$$

Рассматриваемый обычно случай [5, 6], когда развитие струи считают закончившимся при фиксированных массах k^2 , соответствует параметру типа $\beta \sim E_0 / \ln E_0$, хотя формально в используемых там уравнениях $\beta \neq 0$. Однако, устранение инфракрасных расходимостей (в полученных при $\beta = 0$ результатах) путем обрезания [5] эффективно сводится к некоторому специальному виду косвенному учету пионизации.

Преимущество предлагаемых уравнений (1), (2) состоит в отсутствии таких расходимостей и возможности в дальнейшем конкретизировать параметр β при рассмотрении различных моделей удержания. При этом сравнение с экспериментальными данными по множественности формул типа (7) могло бы помочь в выборе реалистической модели.

Я благодарен И.В. Андрееву и Е.Л. Фейнбергу за обсуждение результатов.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 декабря 1979 г.

Литература

- [1] Л.Н. Липатов. ЯФ, 20, 181, 1974.
[2] Ю.Л. Докшицер. ЖЭТФ, 72, 1216, 1977.

- [3] G. Altarelli, G. Parisi. Nucl. Phys., B126, 298, 1977.
- [4] J. Kogut, L. Susskind. Phys. Rev., D10, 732, 1974.
- [5] K. Konishi, A. Ukawa, G. Veneziano. Ref TH 2509-CERN, 1978; Nucl. Phys., B157, 45, 1979.
- [6] I. V. Andreev. In Proceedings of the XIII Moriond Symposium, ed. by Tran Thanh Van, Paris, 1979; Препринт ФИАН №116, 1979.
- [7] С.З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах, ОГИЗ, ГИТТЛ, М.-Л., 1948.
-