

ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ АДРОНОВ В МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Н.С.Амелин

Использование метода Монте-Карло в струнной модели адронизации дает возможность описывать временную эволюцию рождения частиц при высокоэнергетических соударениях адронов. На основе описания экспериментальных данных, полученных в pp-столкновениях, подобраны параметры модели адронизации. Путем прямого моделирования получена информация о характере и величине зависимости времени формирования адронов от их импульса.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

On the Hadron Formation Time within the Quark-Gluon String Model

N.S.Amelin

Using a Monte-Carlo method within the framework of a hadronization string model we describe the time evolution of particle production at high-energy hadron collisions. The hadronization model parameters were fitted from the experimental pp collision data. Information on the hadron formation time and its dependence on the momentum were obtained by simulating the decay of the strings.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

В в е д е н и е

К настоящему времени не вполне ясно, каким образом кварки переходят в адроны. Эта проблема в различных подходах решается на феноменологическом уровне путем сравнительного анализа результатов расчетов с данными экспериментов. Причем информацию о пространственно-временной картине адронизации в основном получают из взаимодействия частиц с ядерными мишенями, которые являются протяженными объектами. При изучении взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами возникла концепция времени и длины формирования адронов^{/1,2/}. В партонной модели^{/3/}, привлекаемой для описания этого взаимодейст-

вия, время формирования вторичных адронов с импульсом P_z задавалось в параметрическом виде $t_f = P_z / m^2$. Параметр m^2 определялся при сравнении с экспериментальными данными. В модели^{/3/} наиболее быстрые частицы рождались последними. В работе^{/4/}, где для описания перехода кварков в адроны использовалась модель разрыва струны, впервые показано, что длина формирования адронов с долей x от начального импульса P_0 при x , близком к единице, падает, а не растет, как в модели^{/3/}. В^{/4/} получено выражение для длины формирования $L_f = \frac{P_0}{\kappa} \cdot (1-x)$. Здесь κ означает коэффициент натяжения струны. Этот результат был воспроизведен в работе^{/5/}, авторы которой опирались на Лунд-модель^{/6/}.

Данная работа основана на идеях Х.Артру^{/7/}. Он объяснял адронизацию кварков через разрывы безмассовой релятивистской струны с кварками на концах. Сочетание процедуры адронизации^{/7/} с монте-карловской версией^{/8/} модели кварк-глюонных струн^{/9/} дает возможность воспроизвести характеристики рожденных в pp-столкновениях частиц, фиксируя при этом параметры модели адронизации.

Описание модели

В качестве модели адронизации^{/7/} рассматривался распад одномерной возбужденной системы с массой M_s , состоящей из безмассовой релятивистской струны, характеризуемой коэффициентом натяжения κ , и массивных конstituентов с массами m_{q_1} и m_{q_2} , находящимися на концах струны. Под конstituентами подразумевались кварк и антикварк, кварк и дикварк, антикварк и антидикварк, а также дикварк и антидикварк. Массы u - и d -кварков (антикварков) выбирались равными 300 МэВ, а s -кварков (антидикварков) — 500 МэВ. Массы дикварков (антидикварков) считались равными сумме масс кварков (антикварков).

Изменение импульсов конstituентов во времени описывалось уравнением

$$\frac{dp}{dt} = \pm \kappa. \quad (1)$$

Энергии конstituентов $E_{q_1}(t)$ и $E_{q_2}(t)$ изменялись во времени следующим образом:

$$E_{q_1}(t) = \sqrt{m_{q_1}^2 + (p_0 - \kappa t)^2}, \quad (2)$$

$$E_{q_2}(t) = \sqrt{m_{q_2}^2 + (p_0 - \kappa t)^2}.$$

В (2)

$$p_0 = \sqrt{\lambda(M_s^2, m_{q_1}^2, m_{q_2}^2)} / 2M_s, \quad (3)$$

а $\lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc$. Координаты конститuentов, находящихся на концах струны, описывались уравнениями

$$x_{q_1}(t) = \frac{1}{\kappa} (E_{01} - E_{q_1}(t)), \quad (4)$$

$$x_{q_2}(t) = \frac{1}{\kappa} (E_{02} - E_{q_2}(t)).$$

В (4) E_{01} и E_{02} выражаются через массу системы M_s и массы m_{q_1} и m_{q_2} конститuentов. Предполагалось, что вероятность разрыва струны в единицу времени и на единицу длины постоянна:

$$\frac{dW}{dx dt} = \omega. \quad (5)$$

Тогда время первого разрыва будет распределено по закону

$$\frac{dW}{dt_1} = \omega L(t_1) \cdot \exp\left(-\omega \int_0^{t_1} L(t) dt\right), \quad (6)$$

где $L(t_1) = x_1(t_1) - x_2(t_1)$ — длина струны в момент времени t_1 .

Массы образовавшихся в результате разрыва струны двух новых систем M_{s_1} и M_{s_2} можно определить из предположения, что разрыв одинаково вероятен в любой точке $x(t_1)$, лежащей между $x_1(t_1)$ и $x_2(t_1)$:

$$M_{s_1}^2 = m_{q_1}^2 + 2L_1(t_1)E_{q_1}(t_1) + L_1^2(t_1), \quad (7)$$

$$M_{s_2}^2 = m_{q_2}^2 + 2L_2(t_1)E_{q_2}(t_1) + L_2^2(t_1).$$

В (7) $L_1(t_1) = x_1(t_1) - x_2(t_1)$ и $L_2(t_1) = x_2(t_1) - x_1(t_1)$ — длины струн в новых системах. Вводя дополнительное условие, что струны будут рваться до тех пор, пока массы M_s больше M_0 , можно решить проблему получения поперечного импульса адронов и

предотвратить бесконечный разрыв струн. Система с массой, меньшей или равной M_0 , далее распадается только на два адрона, которые разлетаются в пространстве изотропно. Чтобы усилить эффект лидирования адронов, допускалось их прямое образование. При этом другой продукт распада всегда имел массу, большую, чем M_0 . Адроны, образованные прямым образом, будут иметь нулевой поперечный импульс. Этот дефект модели слабо сказывается при рассмотрении взаимодействия адронов, когда образуется несколько возбужденных систем, по-разному ориентированных в пространстве, из-за наличия поперечного импульса у конstituентов в сталкивающихся адронах^{/8,9/}.

При разрыве струны считалось равновероятным образование векторных или псевдовекторных мезонов и барионов со спином $1/2$ или спином $3/2$. Если образовавшийся мезон — изоскаляр, то учитывалось смешивание $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ - и $s\bar{s}$ - пар с углом $\theta = 45^\circ$ для псевдоскалярных мезонов и $\theta = 90^\circ$ для векторных мезонов. Отношение вероятностей оказаться на концах струны при ее разрыве $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ - и $s\bar{s}$ - кварков бралось в виде

$$P_{uu} : P_{dd} : P_{ss} = 1 : 1 : 0,3, \quad (8)$$

а отношение вероятностей оказаться на концах струны дикварку (антидикварку) и кварку (антикварку) принималось равным

$$P_{qq} : P_{\bar{q}\bar{q}} = 0,16. \quad (9)$$

Отношения (8) и (9) выбраны такими же, как и в работах^{/8/}, где при моделировании распада возбужденной системы применялся алгоритм Филда-Фейнмана^{/10/}. При моделировании изотропного распада возбужденной системы использовалась браковка по фазовому объему с вероятностью

$$P = \frac{1}{M_s} \sqrt{\lambda(M_s^2, m_1^2, m_2^2)}. \quad (10)$$

В (10) m_1 и m_2 - массы адронов.

Всякий раз рассматривался распад покоящейся системы. По завершении всех промежуточных распадов четырех-импульсы адронов переопределялись с помощью преобразований Лоренца.

Результаты расчета

Описанный выше способ адронизации использовался в монтекарловской модели кварк-глюонных струн^{/8/} для расчета 10^4 столк-

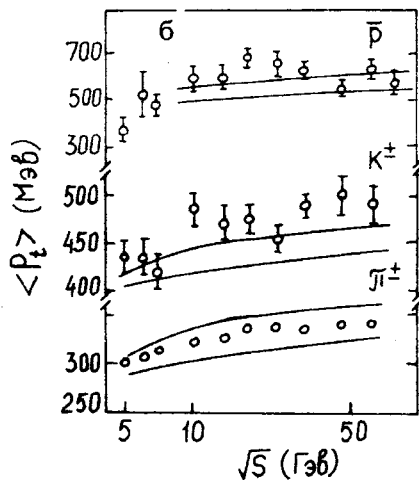
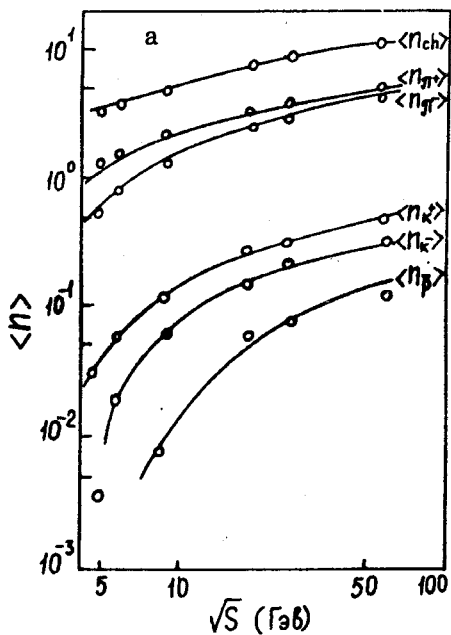


Рис.1. Зависимости средних множественностей рожденных адронов (а) и их средних поперечных импульсов (б) от s . Кривые — результат фитирования экспериментальных данных^{/11/}. Точки ϕ взяты из работы^{/11/}, \circ — результат моделирования.

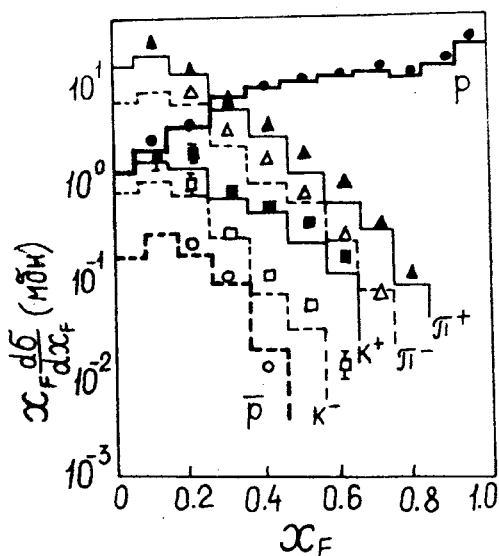


Рис.2. Инвариантные сечения рождения частиц как функции фейнмановской переменной \mathcal{X}_F . Точки \circ — данные эксперимента^{/12/}, гистограммы — расчетные данные.

новений протонов при различных начальных энергиях. Зависимости средней множественности всех заряженных частиц n_{ch} , заряженных пионов n_{π^\pm} , заряженных каонов n_{K^\pm} и антипротонов n_{p^-} , а также среднего поперечного импульса этих частиц от квадрата полной энергии сталкивающихся протонов в их системе центра масс приведены на рис.1. Коридор значений средних поперечных импульсов

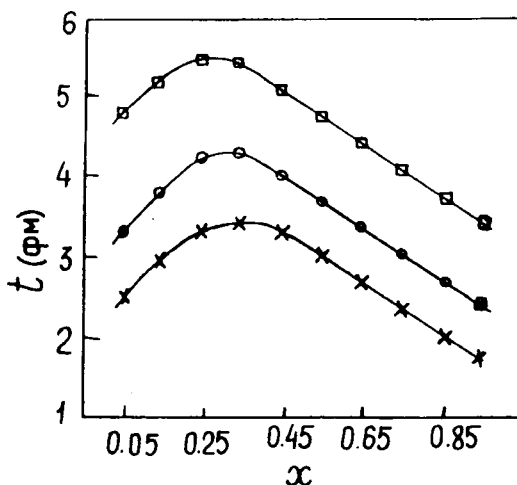


Рис.3. Рассчитанные зависимости среднего времени образования адронов от фейнмановской переменной x_F для различных значений отношения ω' : □ — $\omega' = 0,2 \text{ ГэВ}^{-2}$, ○ — $\omega' = 0,8 \text{ ГэВ}^{-2}$, × — $\omega' = 1,6 \text{ ГэВ}^{-2}$.

на рис.16 определялся выбором M_0 в интервале $2,0 \text{ ГэВ} \leq M_0 \leq 2,4 \text{ ГэВ}$. Модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные, если выбрать следующие значения параметров модели адронизации: $\omega' = \omega/\kappa^2 = 0,8 \text{ ГэВ}^{-2}$ и $M = 2,2 \text{ ГэВ}$. С этими же значениями параметров были рассчитаны приведенные на рис.2 инвариантные сечения рождения протонов, π^\pm -мезонов, K^\pm -мезонов и антипротонов как функции x_F . Начальный импульс протонов $p_0 = 175 \text{ ГэВ/с}$. Чтобы определить значения величин ω и κ , а не только значение их отношения, необходимо привлекать информацию из опытов по взаимодействию адронов с ядерными мишенями. Это тема будущей работы. Тем не менее для конкретного значения натяжения струны можно получить сведения о характере зависимости времени образования адронов от их импульса и о величине этой зависимости. На рис.3 представлены зависимости среднего времени образования адронов от фейнмановской переменной $x_F = 2p_z/M_s$ при трех значениях отношения ω' . Эти зависимости получены в результате моделирования 10^5 полных распадов возбужденной системы с массой $M_s = 15 \text{ ГэВ}$, когда на концах струны находились u -кварк и \bar{u} -антикварк. Усреднение проводилось по распределению времен образования адронов с x_F , лежащими в заданном "окне". Величина "окна" выбиралась равной 0,05. Показанные на рис.3 зависимости времени образования адронов при $x_F \rightarrow 1$ подтверждают результат, полученный в^{4, 5/}.

З а к л ю ч е н и е

Создана монте-карловская версия модели адронизации^{7/}. Она использовалась при описании данных по pp-взаимодействию, что позволило зафиксировать параметры модели адронизации.

В результате прямого моделирования получена информация о величине и характере зависимости времени формирования адронов от x_F , которая может быть использована при расчетах взаимодействия адронов и атомных ядер с атомными ядрами.

Автор выражает благодарность Б.З.Копелиовичу за постановку задачи и В.Д.Тонееву за многочисленные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Файнберг Е.А. — ДАН СССР, 1953, т.93, с.439.
2. Канчели О.В., Матинян С.Г. — ЯФ, 1970, т.11, с.1305.
3. Давиденко Г.В., Николаев Н.Н. — ЯФ, 1976, т.24, с.777.
4. Kopeliovich B.Z., Lapidus L.I. — Proc. 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys. Balatonfured, 1983, p. 73.
5. Bjalas A., Gyulassy M. — Preprint CERN-TH.4619, 1987.
6. Andersson B. et al. — Phys. Rep., 1983, 97, p.31.
7. Artru X. — Phys. Rep., 1983, 97, p. 1.
8. Амелин Н.С., Бравина Л.В. — ОИЯИ, P2-89-167, Дубна 1989;
Амелин Н.С., Островидов А.И. — ОИЯИ, P2-88-801, Дубна, 1988.
9. Кайдалов А.Б. — В кн.: Школа ИТЭФ по физике, вып.2, М.: Энергоатомиздат, 1983, с.3.
10. Field R.D., Feynman R.P. — Nucl.Phys., 1978, B187, p.1.
11. Rossi A.M. et al. — Nucl.Phys., 1975, B84, p. 269.
12. Brenner A.E. et al. — Preprint FERMILAB-PUB-81/82-EXP, 1982.

Рукопись поступила 16 мая 1989 года.