

$G = \pi_1(SO(3)) = Z_2 = \{e, z\}$ ,  $l(z) = 1a$ ,  $l(e) = 2a$ ,  
где  $a$  — некоторая константа энергии, и

$$P(z) = (1 + e^{-aT^{-1}})^{-1}, \quad P(e) = (1 + e^{aT^{-1}})^{-1}.$$

Существуют и другие возможности включения тополого-алгебраических характеристик в динамическую схему, например введением соответствующих источников в функциональные интегралы. Однако в любом варианте модели с топологией в качестве динамической переменной вызывают чрезвычайный интерес.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Felsager B. Geometry of Solitons. KØbenhavn, 1977.
2. Coddard P., Olive D. I. Preprint CERN-2445, 1977.
3. Уайтхед Дж. Новейшие достижения в теории гомотопий. М., 1974.
4. Jehl H. „Phys. Rev.“, 1971, D3, 306.
5. Jehl H. Preprint G. Wash. Univer. W., 1972.
6. Veneziano G. Preprint CERN-2425, 1977.
7. Маклейн С. Гомология. М., 1966.
8. Дольд А. Лекция по алгебраической топологии. М., 1976.
9. Иваненко Д. Д., Сарданашвили Г. А. «Изв. вузов. Физика», 1978, № 10.
10. Бурбаки Н. Группы и алгебры Ли. М., 1972, гл. IV—VI.
11. Рохлин В. А., Фукс Д. Б. Начальный курс топологии (геометрические главы). М., 1977.

Кафедра  
теоретической физики

Поступила в редакцию  
05.04.78

УДК 539.12.01

**В. В. БЕЛОКУРОВ**

### РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

Экспериментальные данные по рождению пионов с большими поперечными импульсами ( $p_{\perp} \gg \Gamma \text{эВ}^2/c$ ) в  $pp$ -столкновениях [1, 2] указывают на степенное падение инклюзивных сечений с ростом  $p_{\perp}$ .

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \approx (p_{\perp}^2)^{-N} J(X_{\perp}, \theta). \quad (1)$$

Показатель степени  $2N \approx 8$  и изменяется в некотором интервале в зависимости от сорта пионов и  $x_{\perp}$ . Обычно рождение частиц интерпретируется [3] как результат одного жесткого упругого рассеяния адронных составляющих на большой угол и  $N$  определяется асимптотикой этого подпроцесса

$$\frac{\hat{d}\sigma}{\hat{d}t} \sim \hat{s}^{-N} f(\hat{t}/\hat{s}), \quad -\hat{t} \sim -\hat{u} \sim \hat{s} \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Если предположить, что этими составляющими являются кварки и справедливы правила кваркового счета [4], то получится значение

$2N=4$ , противоречащее экспериментальному. Поэтому либо предполагается [3], что кварк-кварковое рассеяние подавлено по сравнению с другими процессами, либо сечение кварк-кваркового рассеяния задается эмпирически [5] для описания экспериментальных результатов.

В данной работе процессы рождения частиц с большими поперечными импульсами объясняются как результат кварк-кваркового рассеяния на большой угол в рамках квантовой хромодинамики.

В работе [6] непосредственным вычислением в главном логарифмическом приближении вплоть до шестого порядка теории возмущений (ТВ) показано, что сечение этого процесса имеет вид

$$\frac{\hat{d}\sigma}{\hat{d}t} = \left( \frac{\hat{d}\sigma}{\hat{d}t} \right)_B F^4(\hat{t}). \quad (3)$$

Здесь

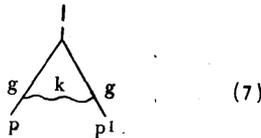
$$\left( \frac{\hat{d}\sigma}{\hat{d}t} \right)_B \sim \frac{1}{\hat{s}^2}, \text{ при } -\hat{t} \sim -\hat{u} \sim \hat{s} \rightarrow \infty \quad (4)$$

сечение в борновском приближении,  $F(\hat{t})$  — асимптотическое значение синглетного кваркового форм-фактора при  $-\hat{t} = -(p' - p)^2 \gg p^2 \approx p'^2 > m_{\text{KB}}^2$ ,

$$F(\hat{t}) = \exp \{B(\hat{t})\}, \quad (5)$$

где  $B(\hat{t})$  представляет собой однопетлевой результат

$$B(\hat{t}) = -c_F \frac{g^2}{8\pi^2} \ln^2 \left( -\frac{\hat{t}}{p^2} \right). \quad (6)$$



(7)

$c_F$  — оператор Казимира фундаментального представления цветовой группы.

Выражения (3), (5), (6), полученные в главном логарифмическом приближении, приводят к более быстрому, чем экспериментальное, падению сечений [7].

Для устранения этой трудности учтем нелидирующие диаграммы, приводящие к перенормировке заряда, и пересуммируем ряд ТВ следующим образом: сначала проведем суммирование вкладов, приводящих к перенормировке заряда  $g^2 \rightarrow g^2(k^2/\lambda)$  ( $k$  — импульс, по которому проводится интегрирование, см. (7)), а затем суммирование в главном логарифмическом приближении. Предположим также, что при этом выражения (3) и (5) остаются справедливыми, где теперь  $B(\hat{t})$  получается в результате интегрирования с  $g^2$ , замененным на  $g^2(k^2/\lambda)$ , и равно

$-c_F \frac{g^2(p^2/\lambda)}{8\pi^2} \ln^2 \left( -\frac{\hat{t}}{p^2} \right)$ . Основанием для последнего предположения являются вычисления в низших порядках ТВ [8]. Сделанное предположение приводит к

$$F(\hat{t}) = \exp \left\{ -c_F \frac{g^2(p^2/\lambda)}{8\pi^2} \ln^2 \left( -\frac{\hat{t}}{p^2} \right) \right\} \quad (8)$$

и находится в согласии с работой [8], в которой кварковый формфактор вычислен с учетом нелидирующих вкладов в 4-м порядке ТВ.

Величина  $p^2$  произвольна и определяется лишь из условия  $m_{\text{кв}}^2 < p^2 \ll -\hat{t}$ . Интересующая нас область  $-\hat{t} \geq 10 \text{ ГэВ}^2$ .

Пусть, например,  $p^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ . Данные по глубоконеупругому электроррождению позволяют [9]  $g^2(p^2/\lambda)$  записать в виде

$$g^2(p^2/\lambda) = \frac{1}{\beta \ln(p^2/\lambda)}, \text{ где } 0,04 \text{ ГэВ}^2 \leq \lambda \leq 0,25 \text{ ГэВ}^2. \quad (9)$$

Пусть для определенности  $\lambda = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ . Из (8) с учетом (9) получим

$$F^4(\hat{t}) = (-\hat{t}/p^2)^{-n(\hat{t})}, \quad (10)$$

где

$$n(\hat{t}) = \frac{4c_F}{\beta \cdot 8\pi^2} \ln(-\hat{t}/p^2) / \ln(p^2/\lambda).$$

В достаточно широкой области  $\hat{t}$ , в которой отношение логарифмов порядка 1,  $n(\hat{t})$  определяется выражением  $4c_F/\beta \cdot 8\pi^2$ , зависящим лишь от группы и в случае  $SU(3)_c \times SU(4)_f$  равным  $32/25 \approx 1,3$ . При этом, например, для данного выбора  $p^2$  и  $\lambda$  показатель  $2N$  в (1) изменяется от 6,6 при  $-\hat{t} = 10 \text{ ГэВ}^2$  до 9,2 при  $-\hat{t} = 100 \text{ ГэВ}^2$ . Для другой группы ароматов (т. е. другого числа кварков) значение показателя несколько изменится.

Так, для  $SU(3)_f$   $4c_F/\beta \cdot 8\pi^2 \approx 1,2$  и для выбранных  $p^2$  и  $\lambda$  в указанной области  $\hat{t}$   $2N$  меняется в интервале от 6,4 до 8,8, в случае  $SU(5)_f$   $4c_F/\beta \cdot 8\pi^2 \approx 1,4$  и  $6,8 \geq 2N \leq 9,6$  и в случае  $SU(6)_f$   $4c_F/\beta \cdot 8\pi^2 \approx 1,5$  и  $7 \leq 2N \leq 10$ .

В работе [7] для получения правильного описания экспериментальных данных выражение (5) выбиралось в виде

$$F(\hat{t}) = \exp \left\{ -\delta c_F \frac{g^2}{8\pi^3} \ln^2(\hat{t}/p^3) \right\},$$

где  $\delta$  — малый эмпирический множитель. В предложенном же подходе малый фактор, гасящий большую отрицательную степень  $(-\hat{t})$ , возникает естественным образом.

Отметим, что мы ограничились лишь простейшим возможным подпроцессом и не рассматривали другие возможные подпроцессы, такие как глюон-глюонное рассеяние и др.

Автор благодарен М. З. Иофе, Н. Ф. Нелипе и Д. В. Ширкову за полезные обсуждения и ценные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alper B. et al. „Phys. Lett.“, 1973, **B44**, 521; Banner M. et al., 1973, **B44**, 537; Büsser F. W. et al., 1973, **B46**, 471.
2. Cronin J. W. et al. „Phys. Rev. Lett.“, 1973, **31**, 1426; „Phys. Rev.“, 1975, **D11**, 3105.
3. Sivers D., Brodsky S. J., Blankenbecler R. „Phys. Rev.“, 1976, **C23**, 1.
4. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. „Lett. Nuovo cim.“, 1973, **7**, 719.
5. Field R. D., Feynman R. P. „Phys. Rev.“, 1977, **D15**, 2590.
6. Cornwall J. M., Tiktopoulos G. „Phys. Rev.“, 1976, **D13**, 3370.
7. Duke D. W. „Phys. Rev.“, 1977, **D16**, 1375.
8. Poggio E. C., Pollak G. „Phys. Lett.“, 1977, **71B**, 135.
9. Rujula A. de, Georgi H., Politzer H. D. „Ann. of Phys.“, 1977, **103**, 315.

НИИЯФ

Поступила в редакцию  
19.04.78

УДК 534.211:222

О. А. ВАСИЛЬЕВА, А. А. КАРАБУТОВ, Е. А. ЛАПШИН,  
Г. П. ПАНАСЕНКО, О. В. РУДЕНКО**ОБ ЭВОЛЮЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ  
ПРИ КОНЕЧНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА**

Трансформация акустических сигналов, возбуждаемых на границе слаболинейного слабодиссипативного полупространства, может быть описана уравнением Бюргерса [1, 2]

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau_*} - \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau_*^2} = 0. \quad (1)$$

Характер эволюции сигнала определяется одним безразмерным параметром — числом Рейнольдса  $Re = 2\rho_0 c_0 v_0 \tau_0 / b$ , которое характеризует отношение длины диспансии звуковой волны к длине, на которой должны проявиться нелинейные эффекты.

Подстановка Хопфа—Коула [1, 2] сводит уравнение (1) к линейному уравнению теплопроводности. С ее помощью возможно представить решение задачи (1) в квадратурах при любом виде функции  $f$ . Обычно оно поддается анализу лишь в считанных случаях и при существенных упрощающих предположениях (обычно это либо случай слабого проявления нелинейных эффектов  $Re \ll 1$ , либо случай сильно выраженных нелинейных искажений, когда профиль волны содержит разрывы). В то же время значительный интерес представляет исследование (1) при не слишком больших числах Рейнольдса. В настоящей работе предложен численный метод интегрирования задачи (1), не связанный с ограничениями на величину  $Re$ .

Уравнение (1) приводилось к безразмерному виду

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{u^2}{2} \right) + \frac{1}{\varepsilon Re} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2},$$

$$u(\sigma = 0, T) = f(T), \quad (2)$$

где

$$u = v/v_0, \quad T = \tau_*/\tau_0, \quad \sigma = 2\varepsilon v_0 x / c_0^2 \tau_0.$$