

## НОВЫЙ ПОДХОД В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

*М.И. Горенштейн<sup>1)</sup>, Г.М. Зиновьев, Ю.М. Синюков<sup>1)</sup>*

На основе скейлинг-решений гидродинамической теории множественного рождения развит подход, позволяющий найти динамическую связь между характеристиками лидирующих частиц и поведением спектров вторичных  $\pi$ -мезонов. Дано объяснение экспериментов по длинорadiusным корреляционным эффектам, и отмечено соответствие рассмотренной пространственно-временной картины множественных процессов с кварк-партонными представлениями.

---

<sup>1)</sup> Украинский республиканский центр стандартизации и метрологии Госстандарта СССР.

В работах [1, 2] была дана корректная математическая формулировка масштабно-инвариантных решений в гидродинамической теории множественных процессов. Было показано, что требование скейлинга приводит к необходимости введения частицеподобных объектов на границах адронной жидкости с вакуумом. Полный тензор энергии-импульса  $\Gamma^{\mu\nu}$  адронной системы, (проинтегрированный по ее поперечному сечению), представляется тогда в виде

$$\Gamma^{\mu\nu} = \frac{\pi}{\mu^2} [(\epsilon + p)u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu}] \theta(x - x_1(t)) \theta(x_2(t) - x) + \sum_{k=1,2} \frac{m_k(t) \dot{x}_k^\mu \dot{x}_k^\nu}{(1 - \dot{x}_k^2)^{1/2}} \delta(x - x_k(t)), \quad (1)$$

где  $\mu$  — масса  $\pi$ -мезона,  $m_k$  — массы граничных частиц,  $\epsilon$  — плотность энергии жидкости,  $p = c_0^2 \epsilon$  ( $0 \leq c_0^2 < 1$ ) — давление,  $u^\nu$  — 4-скорость,  $x_1, x_2$  — координаты границ.

Уравнения движения адронной системы имеют вид законов сохранения

$$\partial \Gamma^{\mu\nu} / \partial x^\nu = 0. \quad (2)$$

Они описывают эволюцию как жидкости, так и граничных частиц. В качестве гидродинамического решения внутри жидкости мы используем скейлинг-решение [1 — 3]:

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau} \left( v = \frac{x}{t} \right) \quad \epsilon = \epsilon^* \left( \frac{\tau^*}{\tau} \right)^{1+c_0^2}, \quad (3)$$

где  $\tau = \sqrt{t^2 - x^2}$  — собственное время элемента. Величины со звездочками отвечают моменту распада жидкости на вторичные адроны ( $\epsilon^* \approx \mu^4$ ,  $\tau^*$  — параметр модели).

С учетом (3) уравнения динамики границ имеют точные аналитические решения [1, 2]:

$$(-1)^k [E_k x_k(t) - P_k t] + \frac{\pi}{\mu^2} \frac{\epsilon^* \tau^{*1+c_0^2}}{1-c_0^2} \tau_k^{1-c_0^2} = Q_k, \quad (4)$$

$$m_k^2(t) = E_k^2 - P_k^2 + \frac{\pi^2}{\mu^4} \epsilon^* \tau^{*2(1+c_0^2)} \frac{1+c_0^2}{1-c_0^2} \tau_k^{-2c_0^2} - 2 \frac{\pi}{\mu^2} \epsilon^* \left( \frac{\tau^*}{\tau_k} \right)^{1+c_0^2} Q_k,$$

причем в асимптотике  $t \rightarrow \infty$  имеем (5)

$$m_k = \sqrt{E_k^2 - P_k^2}, \quad (6)$$

где  $E_k, P_k, Q_k$  — константы интегрирования (в Ц-системе

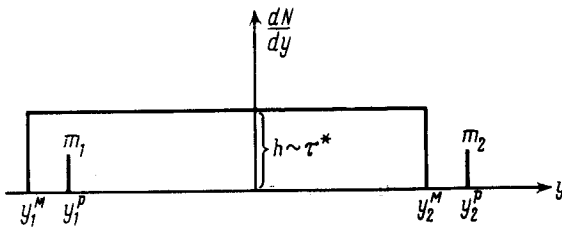
$$E_1 + E_2 = \sqrt{s}, \quad P_1 + P_2 = 0); \quad \tau_k \equiv (t^2 - x_k^2(t))^{1/2}.$$

Уравнение (2) на границах описывает обмен энергией и импульсом между жидкостью и частицеподобными объектами. На поверхности рождения вторичных адронов  $(t^2 - x^2)^{1/2} = \tau^*$  мы отождествляем эти объекты с лидирующими частицами.

Из (4) следует, что стадия гидродинамического расширения начинается с некоторого отличного от нуля момента времени. Естественно считать, что до этого момента существенную роль играют квантовые эффекты [4]. Начальные условия гидродинамического разлета формируются на квантовой стадии и имеют произвол, который отражается у нас в наличии констант интегрирования  $E_k, P_k, Q_k$  и параметра  $\tau^*$ . Для вычисления средних характеристик вторичных частиц необходимо, таким образом, провести усреднение по возможным начальным условиям. С этой целью удобно связать величины  $E_k, P_k, Q_k, \tau^*$  с измеряемыми характеристиками процесса. Структура отдельного события в пространстве быстрот имеет вид, подобный рисунку. Используя (3) — (5), имеем

$$E_k^M = \frac{\pi}{\mu^2} \epsilon^* |x_k(\tau^*)| = \frac{\pi}{\mu^2} \epsilon^* \tau^* \operatorname{sh} |y_k^M| \equiv h \mu_{\perp} \operatorname{sh} |y_k^M|, \quad (7)$$

где  $E_k^M$  — энергия мезонов от распада жидкости,  $\mu_{\perp}$  — средняя "поперечная масса" вторичных  $\pi$ -мезонов ( $\mu_{\perp} \approx 0,4$  ГэВ). Примем для массы лидирующих частиц формулу (6) и в расчетах будем заменять  $m_k$  на эффективное значение  $\bar{m}_k \equiv m = (1 \div 2) m_p$  ( $m_p$  — масса протона).



Распределение вторичных адронов в системе центра масс по быстротам:  $y_{1,2}^P$  — быстроты лидирующих частиц,  $y_{1,2}^M$  — минимальная (максимальная) быстрота  $\pi$ -мезонного спектра от распада жидкости,  $h$  — высота плато

При  $m \leq \text{const}$  и  $\sqrt{s} \rightarrow \infty$  имеем  $E_1 \approx E_2 \approx \sqrt{s}/2$ . Соотношения (3) — (5), (7) позволяют, исключая  $E_k, P_k, Q_k, \tau^*$ , выразить характеристики мезонного спектра  $y_{1,2}^M, h$  непосредственно через массы и быстроты

лидирующих частиц:

$$h(x_0) = \frac{m}{\mu_{\perp}} \frac{1 - \frac{m}{m_p} x_0}{\sqrt{\frac{m}{m_p} x_0}}, \quad x_0 = \frac{2m_p}{\sqrt{s}} \operatorname{ch} \gamma^p, \quad (8)$$

$$\gamma^M(x_0) = \frac{1}{2} \ln \frac{s x_0}{m m_p}. \quad (9)$$

Согласно (8), (9), усреднение по начальным условиям может быть заменено усреднением по быстротам (или  $x_0$ ) лидирующих частиц. Окончательно, мы приходим к заключению, что процесс множественного рождения в адронных столкновениях описывается некогерентной суммой вкладов с плоским по быстротам спектрам вторичных  $\pi$ -мезонов и меняющимися от соударения к соударению высотой и шириной плато. Отметим, прежде всего, что результат модели (8) правильно воспроизводит экспериментальные длинорADIUSНЫЕ корреляции между высотой плато в центре и импульсом протона [5]. Соотношение (8) отражает также связь средней высоты плато  $\bar{h}$  с массой  $m$  лидирующей частицы. Наблюдаемый при современных энергиях рост высоты плато с энергией мы связываем, тем самым, с ростом средней массы возникающих в процессе соударения лидирующих частиц (кластеров).

Рассмотрим распределение по множественности для одной из половин системы. При фиксированном  $x_0$  мы имеем плоский по быстротам спектр  $\pi$ -мезонов с высотой  $h(x_0)$  (8) и длиной  $\gamma^M(x_0)$  (9). Как обычно в гидродинамическом подходе распределение по множественности в этих событиях будем считать пуассоновским. Результирующее распределение находим тогда в виде

$$\mathcal{P}_N = \int_{\frac{2m_p}{\sqrt{s}}}^{x_0 \max} \frac{[y^M(x_0) h(x_0)]^N}{N!} e^{-y^M(x_0) h(x_0)} \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_0} dx_0. \quad (10)$$

Спектр лидирующего протона выберем в простейшем виде  $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_0} \approx 1$ ,

что не противоречит экспериментальным данным, исключая несущественную в нашем рассмотрении область  $x_0 \approx 1$ . При  $N > \ln \sqrt{s}/m$  интеграл (10) может быть вычислен методом перевала (с ростом  $N$  перевальная точка движется к нижнему пределу), что дает

$$\mathcal{P}_N \approx \frac{2m m_p}{\mu_{\perp}^2 \bar{h}^2} \frac{1}{N} \left( \frac{\bar{N}}{N} \right)^3, \quad (11)$$

где  $\bar{N} \sim \ln \frac{\sqrt{s}}{m}$  — среднее число частиц для половины системы. Обратим

внимание, что распределение (11) удовлетворяет  $KNO$  скейлингу [6] причем сама скейлинговая функция  $\Psi(Z) \sim Z^{-3}$  хорошо согласуется с экспериментальными данными при  $Z > 1$  (т. е.  $N > \bar{N}$ ).

Модель предсказывает также существование положительных корреляций между числами частиц, испускаемых в переднюю и заднюю полу-сферы. Эти предсказания интегральным образом отражают факт существования в модели дальнедействующих корреляций, которые возникают в результате суммирования вкладов с различными высотами плато. Если фиксировать число частиц  $n_F$  с  $y > 0$ , то из всей суммы эффективно отбирают вклады с высотой плато, дающей среднее число частиц, близкое к  $n_F$ . Согласно (8) — (9) с ростом  $n_F$  растет высота плато в этих событиях, и растет число частиц  $n_B$  с  $y < 0$ . Этот результат согласуется с экспериментальными данными [7].

Развитая в модели пространственно-временная картина адрон-адронных взаимодействий имеет естественную кварк-партоновую интерпретацию. При соударении адронов высоких энергий валентные кварки сталкивающихся частиц пролетают друг сквозь друга, оставляя за собой шлейф глюонов с плоским по быстроте спектром [8]. Эти валентные кварки отвечают в нашей модели частицеподобным объектам на границе глюонной жидкости. Мы устанавливаем, что стадия гидродинамического расширения такой системы устанавливается в некоторый ненулевой момент времени после столкновения. Параметр модели  $\tau^*$  соответствует собственному времени жизни партонов в отдельном акте соударения. При этом время появления вторичного  $\pi$ -мезона оказывается пропорциональным его энергии.

Авторы благодарят В.И.Жданова, О.В.Жирова, И.Л.Розенталя, Е.Л.Фейнберга и Ч.Б.Чиу за полезные обсуждения.

Институт теоретической физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
22 июля 1978 г.

## Литература

- [1] M.I.Gorenstein, Yu. M.Sinjukov, V.I.Zhdanov. Phys. Lett., 71B, 199, 1977.
- [2] М.И. Горенштейн, В.И.Жданов, Ю.М.Синюков. ЖЭТФ, 74, 833, 1978.
- [3] С.Е.Схиу, Е.С.Сударшан, Кuo-Hsiang Wang. Phys. Rev., D12, 902, 1975.
- [4] Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ, 32, 350, 1957; А.А.Тяпкии. ЭЧАЯ, 8, 545, 1977.
- [5] U.Amaldi et al. Phys. Lett., 58B, 213, 1975.
- [6] J.Koba, P.Nielsen, P.Olesen. Nucl. Phys., B43, 125, 1972.
- [7] S.Uhling et al. Max Planck Institute preprint, 1977.
- [8] S.Pokorski, L.Van Hove. Acta Phys. Pol., B5, 229, 1974; Nucl. Phys., B86, 243, 1975.