Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 9, стр. 546 – 550 5 мая 1976 г.

# НОВЫЙ СКЕЙЛИНГ В ОБЛАСТИ ПИОНИЗАЦИИ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ *pp*-СОУДАРЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*А.С.Потупа, В.В.Скадоров, А.С.Фридман*

Показано, что недавно полученные экспериментальные данные по поведению инклюзивных спектров *pp*-соударений в области пионизации, хорошо согласуются с ранее предложенной гипотезой *z*-скейлинга, т.е. зависимостью нормированного распределения по быстротам только от отношения $z = y/Y$ в пределе $Y \to \infty$.

Как известно, фейнмановская гипотеза о существовании равномерно расширяющегося плато с независящей от энергии высотой в центральной области инклюзивных спектров [1] хорошо согласовывалась с примерным постоянством полного сечения и логарифмическим ростом средней множественности ( $\bar{n} \propto Y = \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p}$ ). Измерения полных, полных неупругих и упругих сечений *pp*-соударений в более широком интервале энергий показали, что эти сечения возрастают на 8 + 12 % и могут быть успешно параметризованы на основе степенной по $Y$ асимптотики [2]

$$\sigma \underset{Y\to\infty}{\propto} Y^{\beta}. \tag{1}$$

Практически одновременно было установлено, что высота инклюзивного спектра $\left( \frac{d\sigma}{dy\,dk_T^2} \Big|_{y=0} \right)$ в *pp*-соударениях растет на 10 + + 15 %, так что переформулировка фейнмановской гипотезы с помощью перехода к плотностям типа $\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dy}$ не казалась удовлетворительной. Однако, данные по высоте спектра имели значительный разброс, и для аргументированного анализа ситуации были необходимы измерения в области быстрот $0 < y \lesssim 1$ для широкого интервала энергий.

В этой работе мы покажем, что недавно полученные данные по инклюзивным спектрам в области малых быстрот [3] позволяют отдать предпочтение более общей гипотезе о поведении мягкой компоненты множественной генерации – *z*-скейлингу. Эта форма масштабной инвариантности была предложена в [4] в связи с анализом механизма расширения фейнмановского плато. Оказалось, что естественное объяснение этого расширения может быть основано на предположении о доминирующей роли "быстрой пионизации" – излучения большого числа частиц, уносящих конечную долю начальной быстроты. Предельная форма гипотезы $z$-скейлинга имеет вид

$$\lim_{Y\to\infty}\left(\frac{1}{Y^{\gamma}}\,\frac{d\sigma}{dy\,dk_T^2}\right)=f(z,k_T) \tag{2}$$

при фиксированных $z=y/Y$ и $k_T$, $\gamma$ – некоторая константа, причем для постоянных полных сечений $\gamma=0$, в общем же случае (1) $\gamma=2\beta$ [5].

Из (2) нетрудно получить

$$\bar{n}=\frac{1}{\sigma}\int_{-Y}^{Y}dy\int dk_T^2\,\frac{d\sigma}{dy\,dk_T^2}\to\frac{1}{Y^{\beta-\gamma-1}}\int_{-1}^{1}dz\int dk_T^2\,f(z,k_T^2)\propto Y^{\beta+1} \tag{3}$$

и вывести ряд других непосредственно проверяемых следствий

$$\lim_{Y\to\infty}\left(\frac{1}{\sigma_{in}^2}\,\frac{d\sigma}{dy\,dk_T^2}\bigg|_{\substack{y=0\\ k_T\sim\langle k_T\rangle}}\right)=\mathrm{const}, \tag{4}$$

$$\lim_{Y\to\infty}\left(\frac{\bar{n}}{\sigma_{in}Y}\right)=\mathrm{const}, \tag{5}$$

$$\lim_{Y\to\infty}\left(\frac{1}{\bar{n}_{oh}\sigma_{in}}\,\frac{d\sigma}{dz\,dk_T^2}\right)=\phi(z,k_T^2). \tag{6}$$

Асимптотика (5) наглядно показывает, что растущие сечения нельзя совместить с логарифмическим ростом $\bar{n}$.

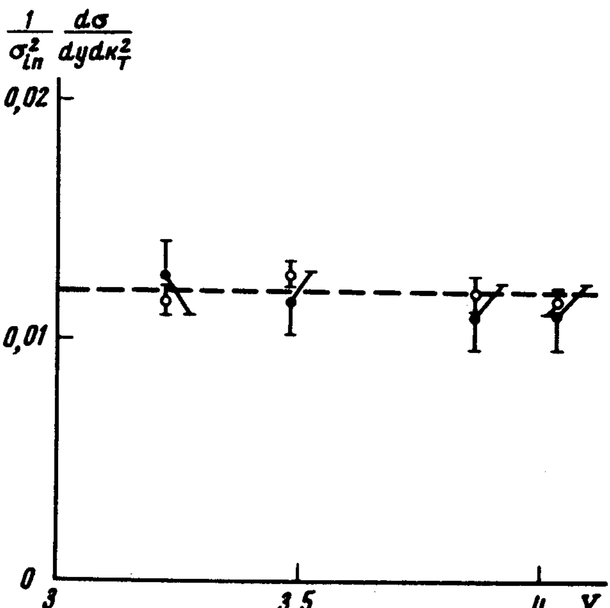


Рис. 1. Нормированная высота спектра $\pi^+$-мезонов в $pp$-соударениях ($y=0$, $k_T=0{,}4$ $Гэв/c$): о – данные из [3], • – данные из [10], данные по $\sigma_{in}$ из [11]. Пунктирная линия соответствует оптимальному значению константы в правой части (4), равному $(120\pm2)\cdot10^{-4}$

Для конкретизации правой части соотношения (6) мы использовали модель универсального дифракционного режима [5], основанную на оценке спектров с помощью диаграмм Мюллера – Канчели (с дополнительным предположением о сохранении обычной факторизации многохвостных амплитуд при выборе лидирующей сингулярности в $j$-плоскостях всех каналов в виде

$$f(j, t_i) \underset{t_i = 0}{\approx} \frac{\text{const}}{(j-1)^{\beta+1}}$$

Эта модель дает

$$\phi(z, k_T) = C(k_T)(1 - z^2)^{\beta} . \qquad (7)$$

Предельный (в смысле теоремы Фруассара) режим с $\beta = 2$ ведет к характерным асимптотическим зависимостям $\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=0} \propto Y^4$, $\bar{n}_{ch} \propto Y^3$, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными, представленными на рис. 1 и 2, с учетом известного роста $\sigma_{in}$ в этом же энергетическом интервале. На рис. 3 приведена $z$-скейлинговая форма инклюзивного спектра $\pi^+$-мезонов при $k_T = 0,4$ $Гэв/c$. Видно, что этот скейлинг выполняется в довольно широком интервале по $z$ при хорошем согласии с параметризацией (7).

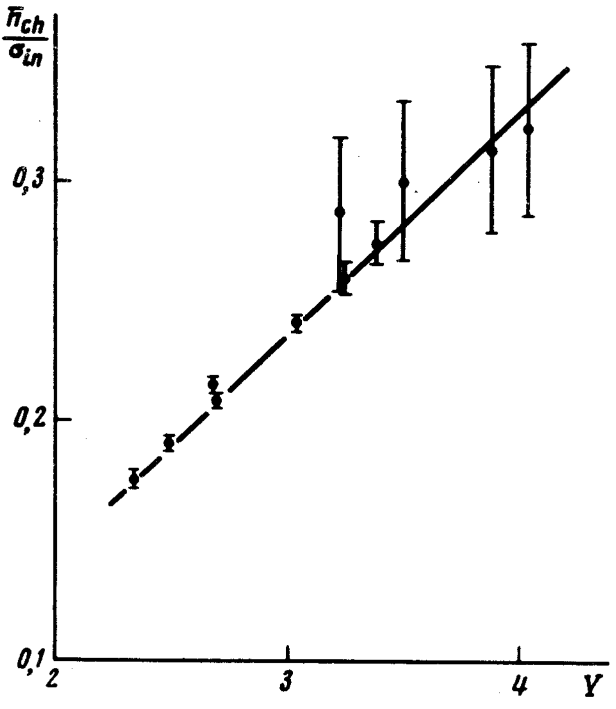


Рис. 2. Отношение средней множественности заряженных частиц к полному неупругому сечению $\bar{n}_{ch}/\sigma_{in} = AY + B$, где $A = 0,095 \pm 0,003$, $B = -(0,048 \pm 0,009)$, $\chi^2/8 = 0,43$. Данные из [12 – 14]

Интересно отметить, что гидродинамическая теория Ландау предсказывает для той же области быстрот качественно иной скейлинг по переменной $u = y / \sqrt{Y}$ [6]. К $z$-скейлингу приводит, например, модель сильно взаимодействующих померонов [7], однако, расчет показателя в рамках вильсоновского метода $\epsilon$-разложения дает $\beta = 1/6$.

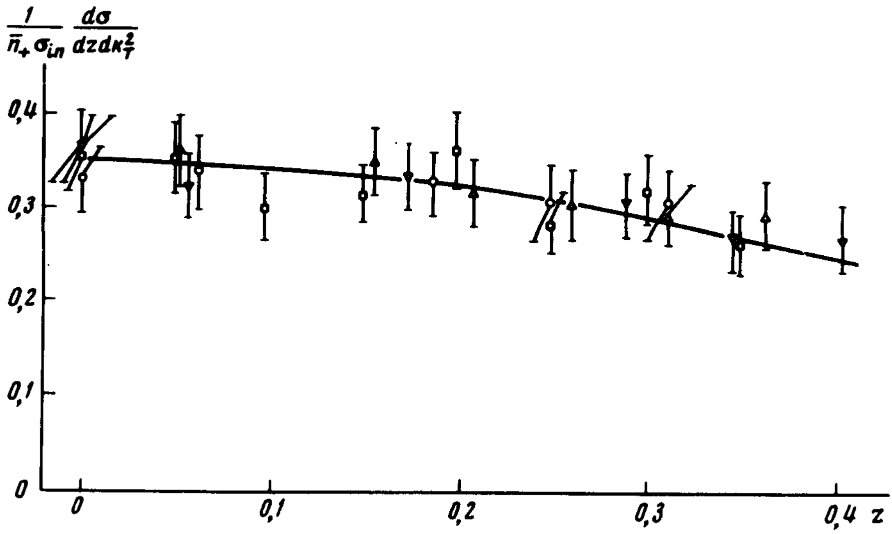


Рис. 3. Проверка $z$-скейлинга по данным [3] для энергий ($\sqrt{s}$): ○ – 23,5 *Гэв*, ▽ – 30,6 *Гэв*, Δ – 44,9 *Гэв*, □ – 52,8 *Гэв*. Линия соответствует параметризации по формуле (7) при $k_T = 0{,}4$ *Гэв/с*, $\beta = 2$, $C = 0{,}350 \pm 0{,}004$; $\chi^2/24 = 0{,}30$.

Между тем, оценка наилучшего значения $\beta$ по форме спектра (7) ведет к $\beta_{opt} = 1{,}61 \pm 0{,}23$ при $\chi^2/23 = 0{,}28$, т.е. предельный режим оказывается почти оптимальным. Отметим также, что по предварительным оценкам предельный режим хорошо описывает поведение спектров при других значениях $k_T$ и позволяет использовать аналогичные параметризации для других реакций. Особенно наглядным фактом является быстрый рост средней множественности $\bar{n} \propto Y^3$ в $pp$-, $\pi p$- и $kp$-соударениях. Например, в первом случае $\bar{n}_{ch} = (AY + B)^3$, где $A = 0{,}32 \pm 0{,}01$, $B = 1{,}01 \pm 0{,}02$. Подчеркнем, что на возможность кубичного, а не линейного (по $Y$) универсального роста средней множественности указывали многие авторы на основе различных модельных представлений [8, 5, 9].

Подробный анализ гипотезы $z$-скейлинга и сопоставление со всеми основными экспериментальными данными будут опубликованы отдельно.

Один из авторов (А.С.П.) глубоко признателен Л.Д.Соловьеву и Л.А.Слепченко, ознакомившимся с текстом доклада [5] и сделавшим ряд полезных замечаний.

Белорусский
государственный университет

Поступила в редакцию
29 марта 1976 г.

## Литература


[1] R.Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.

[2] Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачев. ЭЧАЯ, 6, 571, 1975.

[3] B.Alper et al. Nucl. Phys., B100, 237, 1975.

[4] А.С.Потупа. Лекции на Международной школе по физике высоких энергий (Гомель, 1973), Р1,2-7642, 380, ОИЯИ, Дубна, 1973.

[5] А.С.Потупа. Доклад на Сессии ОЯФ АН СССР, Москва, ИТЭФ (февр. 1974).

[6] И.Л.Розенталь. УФН, 116, 271, 1975.

[7] А.А.Мигдал, А.М.Поляков, К.А.Тер-Мартиросян. ЖЭТФ,67, 2009, 1974.

[8] F.Zachariasen. Supplement au Journal de Physique, 34, 379, 1973.

[9] И.С.Шапиро. Сб."Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц", 186, М., изд. Наука, 1975.

[10] M.Banner et al. Phys. Lett., 41B, 547, 1972.

[11] U.Amaldi et al.Phys.Lett., 44B, 112, 1973.

[12] D.S.Ayres et al. Pnys. Rev. Lett., 35, 1195, 1975.

[13] A.S.Carrol et al. Phys. Rev. Lett., 33, 928, 1974.

[14] E.De Wolf, J.J. Dunouf, F.Verbeure. Nucl.Phys., B100, 325, 1975.