Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 7, стр. 490 – 494 *5 октября 1974 г.*

ОБ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ ИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО БЫСТРОТАМ

А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков

Показано, что все распределения $E\frac{d^3\sigma}{d^3p}$ для инклюзивных реакций $a + b \to c + X$ в области быстрот $y_{lab} \ll \ln\frac{\sqrt{s}}{m_p}$ описываются единой функцией от быстроты y_{lab} с точностью до смещения $y_{lab} \to y_{lab} + \mathrm{const}$.

Как было ранее показано авторами настоящей статьи [1] феномен поперечного "скейлинга", обнаруженный при измерении больших попереч-

[1] Предварительное рассмотрение дуальной модели с произвольным значением интерсепта a_0 приводит к следующему соотношению для величин a и β $\frac{\Gamma(-a_0)}{\Gamma(-a)\Gamma(a-a_0)} = \beta$ (ср. с формулой (4)).

ных импульсов $p > 2$ при энергиях ISR [2], имеет место, по всей вероятности, при низких энергиях и малых поперечных импульсах.

Использование мюллер-реджевского представления для инклюзивного сечения $a + b \to c + X$ в центральной области с учетом поперечного "скейлинга" приводило к следующему выражению для сечения

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \phi(m_\perp) \psi_1(a_1 u) \psi_2(a_2 v), \tag{1}$$

где $\psi_1(0) = \psi_2(0) = 1$; $u = (z e^{y})^{1/2}$; $v = (z e^{-y})^{1/2}$; $z = \frac{m_\perp}{\sqrt{s}}$

y – быстрота в системе ЦМ и a_1 и a_2 связаны простыми соотношениями с величинами полных сечений рассеяния частицы a на c и b на c. В малом интервале быстрот вблизи $y \approx 0$ $\psi_e(ax) \approx 1 - ax$ и формула (1) отвечает двух реджеонному представлению для сечения в центральной области с учетом RR члена [3, 4].

Можно думать, однако, что режим центральной области непрерывно продолжается в область больших y, т. е. в области $x = 2p_L / \sqrt{s} \approx 0{,}5$. В пользу последнего может говорить, например, рост $< p_\perp >$ вплоть до $x \approx 0{,}5$, характерный для малых x вблизи $x = 0$. Естественно, что при таком продолжении нельзя ограничиться только первыми членами разложения в представлении для ψ_i и ψ_i будут вообще говоря, экспериментальными функциями своих аргументов. Рассмотрим, к каким следствиям может приводить подобная гипотеза в рамках представления (1).

Произведем преобразование координат $y_{lab} = y_{max} - y$, отвечающее переходу в лабораторную систему координат, где y_{max} $\ln \frac{\sqrt{s}}{m_p}$. В этом случае (1) принимает вид

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3 p} = \phi(m_\perp) \psi_1 (a_1 \sqrt{\frac{m_\perp}{m_p}} \; e^{-y_{lab}/2} \; \psi_2 \left(a_2 \sqrt{\frac{m_\perp m_p}{s}} \; e^{y_{lab}/2} \right). \tag{2}$$

Из (2) следует, что ψ_1 приводит к масштабному выражению, а ψ_2 определяет степень нарушения масштабности. При очень больших энергиях и небольших $y_{lab} << \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p}$ зависимость спектра от y_{lab} определяется функцией $\psi_1\left(a \sqrt{\frac{m_\perp}{m_p}} \; e^{-y_{lab}/2}\right)$ и эта функция будет являться огибающей для спектров при более низких энергиях. Заметим далее, что различие в сорте регистрируемой частицы c определяется множителем $a\sqrt{m_\perp / m_p}$ перед экспонентой. Это означает, что огибающая должна быть одинаковой для всех частиц с точностью до смещения $y_0 = 2 \ln a \sqrt{m_\perp / m_p}$ и общего нормировочного множителя $\phi(m_\perp)$.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные для реакций $pp \to$ $\to c + X (c = \pi^{\pm},\ K^{\pm},\ \bar{p})$ для различных энергий, начиная от $\sqrt{s} = 6{,}8$ *Гэв* и кончая $\sqrt{s} = 53$ *Гэв* [5]. На рис. 2 теже данные подходящим смещением $y_0 = 2\ln a\sqrt{m_\perp / m_p}$ и умножением на $\phi(m_\perp)$ приведены к одной кривой.

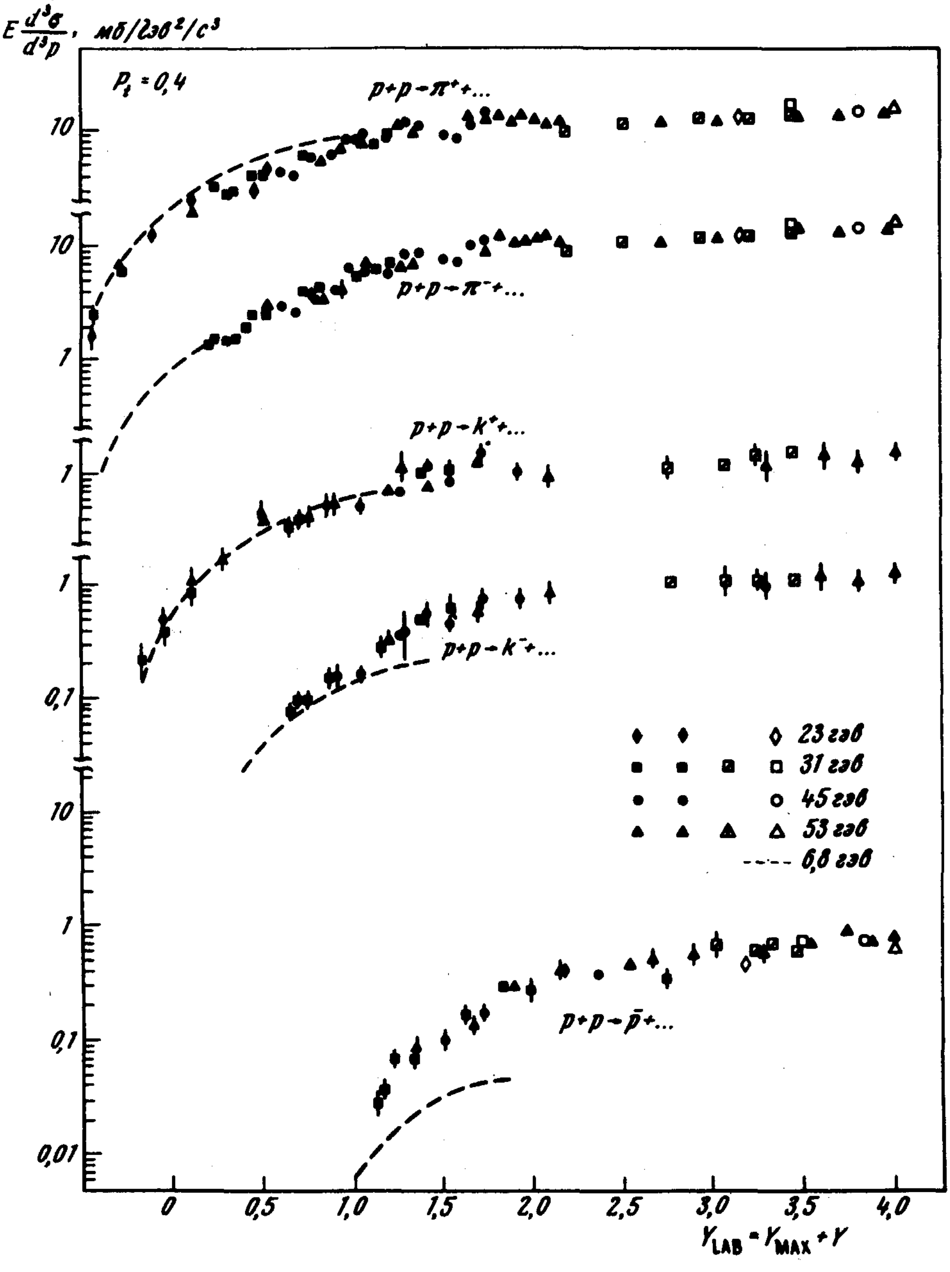

Рис. 1

Таким образом с точностью до некоторой функции $\phi(m_\perp)$ и параметра a все распределения $E\dfrac{d^3\sigma}{d^3p}$ для реакций $pp \to c + X$ описываются единой функцией от y_{lab}, причем смещение дается формулой

$$y_0 = \ln\frac{m_\perp}{m_p} + 2\ln a = \ln m_\perp + C \, .$$

Такая зависимость смещения y_0 от $m_\perp$ демонстрируется на рис. 3 для реакции $pp \to \gamma + X$. Интересно, что распределение γ-квантов описывается такой же функцией от y_{lab} как и первоначальные π^0-мезоны,

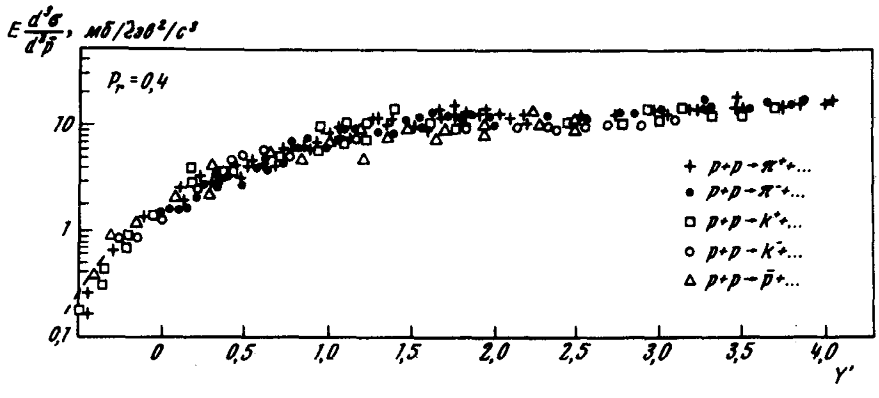

Рис. 2

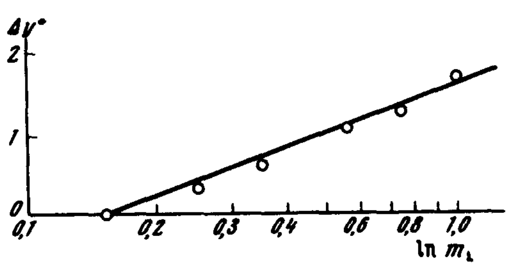

Рис. 3

от распада которых образовались γ-кванты. Этот учет распада приводит всего лишь к переопределению константы a в аргументе ψ_i.

В заключение авторы благодарят В.В.Анисовича, С.С.Герштейна и В.А.Петрова за полезные обсуждения и интерес к работе.

Институт физики высоких энергий
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1974 г.

Литература

[1] А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков. Письма в ЖЭТФ, 20, 433, 1974.

[2] F.W.Büsser et al. Phys. Lett., 46B, 471, 1974.

[3] А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков. Препринт ИФВЭ СТФ 74-51, Серпухов 1974.

[4] М.Н.Кобринский, А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков. Препринт ИФВЭ СТФ 74-28, Серпухов 1974.

[5] D.R.O.Morrison, CERN D.Ph. 11/Phys. 73-46, 1973. Там же смотри подробные ссылки на экспериментальные работы.