

504700000

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э
ППК 75-85

З.Р. Бабаев, В.И. Корешев

О МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Серпухов, 1975

З.Р. Бабаев, В.И. Корешев

**О МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Направлено в ЯФ

Аннотация

Бабаев З.Р., Корешев В.И.

О множественности заряженных частиц в адронных взаимодействиях при высоких энергиях.
Серпухов, 1975.

10 стр. с рис. (ИФВЭ 75-85).
Библиогр. 7.

В работе показано, что режим логарифмического роста средней множественности заряженных частиц, справедливый в области высоких энергий, в области низких энергий нарушен, так как оказываются существенными вклады преасимптотических членов. Учет последних приводит к перераспределению коэффициента при $\ln s$. Получаемое значение этого коэффициента из подгонки к эксперименту с учетом всех преасимптотических членов оказывается существенно выше значения, определяемого из обеспризнанной логарифмической подгонки, и согласуется с результатами работы [1].

Показано, что возможный учет механизма быстрого роста полных сечений не меняет логарифмическое поведение $\langle n_3 \rangle$ вплоть до достаточно высоких энергий из-за сильного сокращения асимптотических членов. Асимптотическое поведение $\langle n_3 \rangle \sim \ln^{p+1}$ (при $\sigma_{tot} \sim \ln^q s$) будет наблюдаться только при энергиях существенно больших, чем достигнутые на ISR.

Abstract

Babayev Z.R., Korashev V.I.

On Multiplicity of Charged Particles in Hadron Interactions at High Energies.
Serpuukhov, 1975.

p. 10. (IHEP 75-85).
Ref. 7.

It is shown in the paper that the regime of logarithmic growth of mean multiplicity for charged particles, true in the high energy region, is broken in the low energy region as the preasymptotic member contributions are essential. Account of the last one leads to coefficient reevaluation at $\ln s$. The value of this coefficient obtained from the fit to experiment with account of all preasymptotic members is essentially higher than the value defined from generally accepted logarithmic fit and agrees with the results of work [1].

It is shown, that possible account of fast growth mechanism of total cross sections does not change logarithmic behaviour $\langle n_3 \rangle$ up to sufficiently high energies because high reduction of asymptotic members. The asymptotic behaviour $\langle n_3 \rangle \sim \ln^{p+1}$ (at $\sigma_{tot} \sim \ln^q s$) will be observed only at energies essentially higher than those achieved at ISR.

В недавних работах^{/2/} было показано, что введение некоторых правил отбора и уточнений в обобщенной оптической модели Мюллера^{/1/} позволяет ввести определенную универсальность в описание инвариантных сечений инклюзивных адрон-нуклонных взаимодействий, по крайней мере, в средней области по "быстродам" при достигнутых энергиях.

Поскольку основной вклад в множественность определяется процессами, преобладающими именно в этой области, а вклад дифракционных процессов мал, то естественно ожидать, что средняя множественность тоже должна в основном описываться этой моделью.

Средняя множественность заряженных частиц сорта c определяется как

$$\langle n_c \rangle = \frac{1}{\sigma_{\text{неупр}}} \int f_c \frac{d^3 p}{E}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{неупр}}$ - полное сечение неупругого процесса при рассеянии частицы a на b ,

$$f_c = E \frac{d^3 \sigma^c}{d^3 p} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma^c}{dy dp} \quad (2)$$

-структурная функция инклюзивного процесса $ab \rightarrow cX$; y - переменная "быстроты"; p - поперечный импульс частицы c .

Среднюю множественность заряженных частиц можно получить суммированием по c , т.е.

$$\langle n_3 \rangle = \sum_c \langle n_c \rangle. \quad (3)$$

Аналитический вид формулы $\langle n_c \rangle$, конечно, будет зависеть от модели, по которой описывается структурная функция f_c . Обсуждаемая модель^{1,2/} после интегрирования по фазовому объему приводит к следующему:

$$\langle n_c \rangle = A_1^c + A_2^c \ln s + A_3^c \frac{\ln s}{\sqrt{s}} + A_4^c \frac{1}{\sqrt{s}} + O\left(\frac{1}{s}\right). \quad (4)$$

Необходимо отметить, что учёт дифракционных краев не может сильно изменить аналитический вид формулы (4), так как это может привести (например, по модели трехреджеонного обмена) к появлению в $\langle n_c \rangle$ дополнительной константы и убывающих членов, что в свою очередь, выразится в переопределении A_1 и убывающих членов в формуле (4). Таким образом, если определить A_1 и убывающие члены прямо из экспериментальных подгонок, то можно предположить, что при этом в какой-то мере учитывается и дифракционный вклад в $\langle n_c \rangle$, и интегрирование по всему фазовому объему оправдано.

Формула вида (4) в общем, конечно, известна. Причины, побудивших провести новый анализ по ней, несколько. Во-первых, понятно, что при высоких энергиях значение $\langle n_c \rangle$ будет определяться главным образом вкладами первых двух членов в формуле (4), и в литературе при эмпирических подгонках в основном используют именно такую формулу или, в лучшем случае, учитывают еще четвертый член в (4). В то же время при относительно низких энергиях убывающие с энергией члены могут быть существенными. Поэтому при подгонке экспериментальных данных, особенно в свете вышесказанного, необходимо учесть вклады всех членов в (4).

Во-вторых, и это главное, в рамках обсуждаемой модели^{1,2/} значение A_2 , определяемое из данных по структурным функциям f_c , существен-

но больше, чем значение, получаемое из прямых подгонок по формуле $a + b \ln s$ ^{/3,4/}. В существующей литературе этот факт игнорируется и в основном используются значения параметров из прямых подгонок. Мы хотим показать, что при учёте всех членов в формуле (4) при условии, что A_1 , A_3 и A_4 находятся из подгонок по экспериментальным данным для $\langle p_c \rangle$, значения A_2 , получаемые из данных по f_c и $\langle p_c \rangle$, оказываются самосогласованными. Для ясности отметим, что член с A_2 определяет вклад центральной области и практически не зависит от фазового объёма, по которому идет интегрирование.

Кроме того, в рамках этой модели некоторые из коэффициентов A_i имеют определенное свойство. Так, A_2 оказывается одинаковым для инклюзивного рождения π^+ - и π^- -мезонов в реакциях $a p \rightarrow \pi X$ и не зависит от сорта падающей частицы a . Используя значения параметров для $f(\pi^\pm)$, из работы^{/2/}, можно получить $A_2(\pi^-) = A_2(\pi^+) = 1,14$. Таким же образом можно получить приблизительно отношение для коэффициентов $A_3(\pi^+)/A_3(\pi^-) = (2/3)^2$.

Мы провели анализ существующих данных по множественностям^{/3,4/} в рамках (4) следующим образом. Сначала анализировали данные по инклюзивному рождению отдельных сортов заряженных частиц в реакции $pp \rightarrow c X$ ^{/3/}, фиксируя значения $A_2(\pi^\pm) = 1,14$ и $A_2(K^+) = 0,1 A_2(\pi^\pm)$ и подгоняя значения остальных параметров по методу наименьших квадратов. При этом мы выбирали решения с условием, удовлетворяющим соотношению $A_3(\pi^+)/A_3(\pi^-) = (2/3)^2$. Результаты приведены в табл. 1 и 2 и на рис. 1, 2.

В рамках обсуждаемой модели из формул (3) и (4) вытекает еще одно следствие. Поскольку основной вклад в множественность дает рождение π -мезонов и вклад остальных частиц, по крайней мере, на порядок меньше, то в $\langle n_3 \rangle$, $A_2 \geq 2,28$ и одинакова для всех адронных столкновений. Для проверки этого вывода мы провели совместный анализ данных по $\langle n_3 \rangle$ в реакциях pp -, πp -, $K p$ -столкновениях с единственным условием - одинаковости A_2 . Действительно, такой анализ дает $A_2 = 2,35 + 0,18$, что неплохо согласуется с предсказанием обсуждаемой модели (см. табл. 1).

Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Учет вкладов, убывающих с энергией членов в формуле (4), оказывается существенным для определения значений $\langle n_3 \rangle$ во всем интервале энергий.

2. Коэффициент A_2 на самом деле оказывается существенно больше, чем получающийся из эмпирической подгонки^{/3,4/} без учёта всех членов в формуле (4), что заметно влияет на значение $\langle n_3 \rangle$ при высоких энергиях.

3. С ростом энергии средняя множественность заряженных частиц перестает зависеть от сорта падающих частиц и ведет себя как $\ln s$.

Ниже мы анализируем возможное влияние эффекта наблюдаемого быстрого роста полных сечений адронных взаимодействий с ростом энергии на $\langle n_3 \rangle$.

Известно, что в модели Мюллера^{/1/} предполагается факторизация мнимых частей скачка амплитуды процесса $abc \rightarrow abc$, а затем эти мнимые части заменяются полным сечением соответствующих процессов, которые определяются по модели полосов Редже.

Можно показать, что если использовать формулу для полных сечений по модели быстрого роста (МБР)^{/5/}, т.е.

$$\sigma = \sigma_R + \sigma_1 \ln^{\nu} \frac{s}{s_0}, \quad (5)$$

то $\sigma_{\text{неупр}}$ имеет такое же поведение по энергии как и σ . Вклад инклюзивного процесса $ab \rightarrow cX$ в $\sigma_{\text{неупр}}$ определяется правилом сумм^{/6/}

$$\int f_c \frac{E}{\sqrt{s}} \left(\frac{d^3 p}{E} \right) = \sigma_c \quad (6)$$

и

$$\sum_c \sigma_c = \sigma_{\text{неупр}} \quad (7)$$

Энергетическая структура f_c с учётом (5) и с точностью до убывающих с энергией членов имеет вид

$$S_1^c S_2^c [\sigma_0^2 + \sigma_0 \sigma_1 (\ln^\nu s_1^c + \ln^\nu s_2^c) + \sigma_1^2 \ln^\nu s_1^c \ln^\nu s_2^c], \quad (8)$$

где $S_1^c \approx -\sqrt{s} m^c e^{-y_c}$; $S_2^c = -\sqrt{s} m^c e^{y_c}$ и σ_0 - вклад вакуумного полюса в полное сечение процесса. Подставляя (8) в формулу (6), можно получить с точностью до нормировочных множителей и убывающих как S^{-1} членов

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{неупр}} \approx & (\sigma_0^2 - 4\sigma_0 \sigma_1 + 48\sigma_1^2) + (2\sigma_0 \sigma_1 - 48\sigma_1^2) \left(\ln \frac{\sqrt{s}}{m_c}\right)^{\nu-1} + \\ & + (2\sigma_0 \sigma_1 + 20\sigma_1^2) \left(\ln \frac{\sqrt{s}}{m_c}\right)^\nu. \end{aligned} \quad (9)$$

Тем самым убеждаемся, что подобная процедура не нарушает ограничение Фруассара^{/7/}. С учётом нормировочных множителей и (7) формулу (9) можно приблизительно представить в виде (5), т.е.

$$\sigma_{\text{неупр}} \approx \sigma_R^{\text{неупр}} + \sigma_1^{\text{неупр}} \ln^\nu \frac{s}{s_0}. \quad (10)$$

Теперь с учётом (8) и (4) из формулы (1) можно получить

$$\langle n_3 \rangle \approx \frac{(\sigma_0^2 + \frac{8}{3}\sigma_0 \sigma_1 (\ln \frac{\sqrt{s}}{m})^\nu + \frac{8}{15}\sigma_1^2 (\ln \frac{s}{m})^{2\nu}) \ln \frac{\sqrt{s}}{m}}{\sigma_R^{\text{неупр}} + \sigma_1^{\text{неупр}} \ln^\nu \frac{s}{s_0}} \quad (11)$$

Численные коэффициенты σ_0 и σ_1 такие, что последним членом в числителе в формуле (11) можно пренебречь по сравнению с предыдущими вплоть до очень высоких энергий ($\sigma_0 = 18, 22$ и 38 и $\sigma_1 = 0,3, 0,3$ и $0,5$ для Kp , πp и $p p$ -столкновениях, соответственно^{/5/}). С учётом нормировки, коэффициенты в числителе численно близки к коэффициентам в знаменателе и, следовательно,

$$\langle n_3 \rangle \sim \ln s \quad (12)$$

вплоть до сверхвысоких энергий, когда работает член с $\ln^+ i \nu$ -поведением.

В заключение мы выражаем благодарность А.К.Лиходеду за то, что он обратил наше внимание на обсуждаемый вопрос и за всесторонние обсуждения полученных результатов. Мы также благодарны Л.Д.Соловьеву за обсуждение результатов и ценные замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A.N.Muller. *Phys. Rev.*, D2, 2963 (1970).
О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397 (1970).
2. М.Н.Кобринский, А.К.Лиходед, А.Н.Толстенков. Препринт ИФВЭ 74-28, Серпухов, 1974.
3. M.Antinucci, A.Bertin et al. *Lett. Nuovo Cim.*, 6, 121 (1973).
4. В.В.Аммосов, Ж.П.Батон и др. Препринт М-2, Серпухов, 1973;
Nucl. Phys., B58, 77 (1973) (Здесь содержатся все ссылки на остальные экспериментальные данные);
Г.А.Акопджанов, В.В.Бабиницев и др. Препринт М-6, Серпухов, 1974.
5. Л.Д.Соловьев. Письма в ЖЭТФ, 18, 455 (1973); 19, 185 (1974);
Л.Д.Соловьев, А.В.Шелкачев. Препринт ОИЯИ Р2-8230, Дубна, 1974;
З.Р.Бабаев, Е.А.Белогорлов. Препринт ИФВЭ 75-5, Серпухов, 1975.
6. T.T.Chou, C.N.Yang. *Phys. Rev. Lett.*, 31, 490 (1973).
7. M.Froissart. *Phys. Rev.*, 123, 1053 (1961).

Рукопись поступила в издательскую группу

27 июня 1975 года.

Таблица 1
Значения параметров в реакции $\bar{p}p \rightarrow \langle n_3 \rangle X$

a	A_1	A_2	A_3	A_4
π^+	$-7,31 \pm 1,5$	$2,35 \pm 0,18$	$3,4 \pm 1,45$	$8,6 \pm 1,31$
π^-	$-7,92 \pm 1,56$	- " -	$6,31 \pm 1,7$	$1,2 \pm 1,5$
K^+	$-6,42 \pm 1,35$	- " -	$1,68 \pm 1,01$	$8,41 \pm 1,05$
K^-	$-5,33 \pm 1,62$	- " -	$-1,94 \pm 2,47$	$13,56 \pm 3,34$
p	$-7,4 \pm 1,59$	- " -	$2,31 \pm 1,51$	$9,22 \pm 0,51$

Таблица 2
Значения параметров в реакции $p\bar{p} \rightarrow \langle c \rangle X$

c	A_1	A_2	A_3	A_4
π^+	$-3,75 \pm 0,18$	1,14	$1,18 \pm 0,32$	$2,6 \pm 0,6$
π^-	$-4,82 \pm 0,22$	1,14	$2,65 \pm 0,85$	$3,61 \pm 0,05$
K^+	$-0,35 \pm 0,02$	0,1	$-0,13 \pm 0,04$	$0,6 \pm 0,02$
K^-	$-0,53 \pm 0,03$	0,1	$0,03 \pm 0,08$	$0,54 \pm 0,18$
p	$0,83 \pm 0,16$	0,05	$0,91 \pm 0,93$	$0,01 \pm 2$
\bar{p}	$-0,83 \pm 0,01$	0,05	$0,62 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,08$

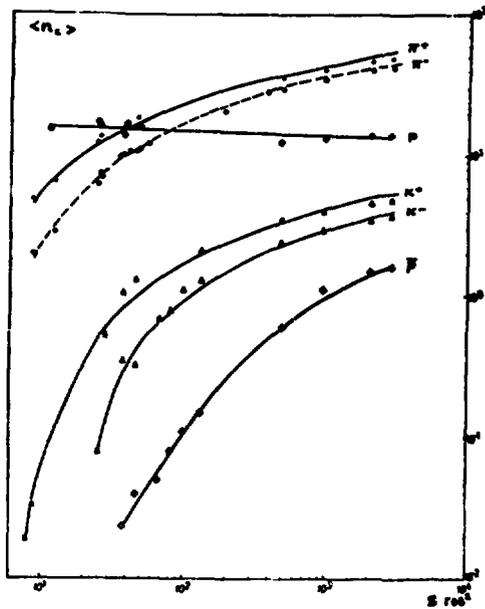


Рис. 1. Выход отдельных сортов частиц в реакции $pp - cX$. Подробные источники экспериментальных данных можно найти в работах /3, 4/.

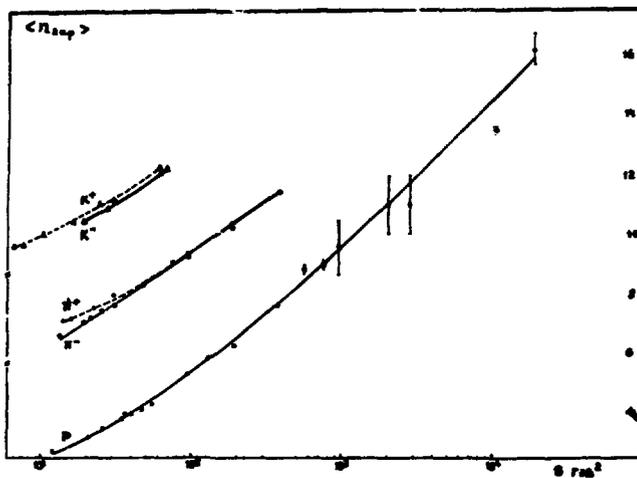


Рис. 2. Выход заряженных частиц в реакциях $ар - cX$, где $a = K, \pi, P$, соответственно. Данные собраны в /3,4/.



Цена 5 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1975.
Издательская группа И Ф В Э
Заказ 604. Тираж 250. 0,4 уч.-издл. Т-11548.
Июль 1975. Редактор Н.В. Ежова.
