

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ - ОНФ - 89 - 93

ИФВЭ 89-93

ОНФ

В. А. Уваров и П. В. Шляпников

О ЗАВИСИМОСТИ ШИРИНЫ И ФОРМЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПО БЫСТРОТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ОТ ЭНЕРГИИ

Направлено в ЯФ

Серпухов 1989

Аннотация

Уваров В.А., Шляпников П.В. О зависимости ширины и формы распределения по быстроте отрицательно заряженных частиц от энергии: Препринт ИФВЭ 89-93. -Серпухов, 1989. -10 с., 3 рис., библиогр.:30.

Анализируются экспериментальные данные по распределениям быстрот отрицательно заряженных частиц в  $pp(\bar{p}p)$ -реакциях в широком диапазоне энергий в с.ц.м. от нескольких ГэВ до  $\sqrt{s}=900$  ГэВ. Показывается, что во всем диапазоне энергий зависимость ширины распределения по быстроте от энергии описывается простой логарифмической функцией и что распределение  $(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0}$  в достаточно широкой области центрального "плато" может быть представлено в виде не зависящей явно от энергии функции от  $y/Y$ , где  $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$  и  $m$  - параметр.

Abstract

Chliapnikov P.V., Uvarov V.A. On the Energy dependence of the Width and Shape of the Rapidity Distribution of Negatively Charged Particles: IHEP Preprint 89-93. - Serpukhov, 1989. -p.10, fig.3, refs.: 30.

Experimental data on the ~~the~~ rapidity distribution of the negatively charged particles in the broad c.m. energy range from a few GeV to  $\sqrt{s}=900$  GeV are analysed. It is shown that the energy dependence of the width of the rapidity distribution in all available energy range can be described by a simple logarithmic function and that the distribution  $(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0}$  in the sufficiently large region of the central "plateau" can be represented as an energy independent function of  $y/Y$ , where  $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$  and  $m$  the parameter.

Уже первые экспериментальные данные о распределении заряженных частиц по псевдобыстроте, полученные сначала при небольшой светимости на  $\bar{p}p$ -коллайдере CERN при энергии в с.ц.м.  $\sqrt{s}=540$  ГэВ [1,2], а вслед за ними и более точные результаты сотрудничества UA5 [3,4] при  $\sqrt{s}=200, 546$  и  $900$  ГэВ возродили интерес к этой, некогда очень популярной области физики мягких столкновений адронов. Наибольший интерес вызвали рост с энергией высоты центрального "плато" распределения по быстроте  $(d\delta/dy)_{y=0}$ , который в новой области энергий оказался намного больше, чем это следовало из предсказаний большинства феноменологических моделей, и утверждение сотрудничества UA5 об относительно более медленном росте ширины распределения по быстроте с увеличением энергии по сравнению с ISR-данными и кинематически возможным пределом.

Что касается роста с энергией высоты "плато" распределений по быстротам, то было показано [5], что хорошо известная однострунная лундская модель [6,7] полностью несовместима с данными в новой области энергий. Популярная двухлиственная дуальная партонная модель (ДПМ) Капелли и др. [8] также оказалась в противоречии с данными, и ее пришлось заменить на многолиственные модели [9-11]. Наиболее удачное описание энергетической зависимости сечений в центральной области в диапазоне энергий от нескольких ГэВ до  $\sqrt{s}=900$  ГэВ было недавно проведено в двухрядеонном представлении с введением надкритического померона [12].

Анализ утверждения об относительно более медленном росте ширины распределения по быстроте в новой области энергий возможен, конечно, только в рамках таких моделей, которые претендуют на описание спектра по быстроте в полном кинематическом интервале. Насколько

нам известно, эта проблема обсуждалась только в рамках ДПМ Кайдалова [11] (более подробно описанной в работах [13,14] вместе с Тер-Мартirosяном и в дальнейшем обозначаемой как КТМ), где утверждается, что ширина плато распределения по быстрой растет с энергией медленнее, чем  $\ln(v/v_0)$  из-за возрастающего с энергией вклада многопомеронных ливней.

В настоящей статье мы анализируем доступные на сегодня данные по распределениям быстрой отрицательно заряженных частиц (обозначаемых  $c^-$ ) в реакции



в диапазоне энергий  $4,3 < \sqrt{s} < 63$  ГэВ [15-26] и в реакции



при  $\sqrt{s}=200, 546$  и  $900$  ГэВ [3,4] с чисто экспериментальной точки зрения. В отличие от утверждений сотрудничества UA5 [1] и КТМ [11] мы показываем, что вся совокупность имеющихся на сегодня данных свидетельствует в пользу простой логарифмической зависимости ширины распределения по быстрой от энергии. Анализ формы распределений по быстрой при разных энергиях позволяет сделать вывод о возможности представления  $(d\delta/du)/(d\delta/du)_{y=0}$  в достаточно широкой области центрального "плато" в виде не зависящей явно от энергии функции от  $y/Y$ , где  $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$  и  $m$  - параметр.

Несколько слов о методике. Распределения по быстрой  $d\delta(c^-)/du$  отрицательно заряженных частиц в реакции (1) взяты нами непосредственно из работ [15-26]. Что же касается реакции (2), то такие данные отсутствуют, и мы получили их из спектров по псевдобыстрой  $d\delta(c^\pm)/d\eta$  всех заряженных частиц [3,4]. При этом для учета эффекта лидирования в реакции (2) вводилось ограничение  $y < 0$ . При пересчете спектров  $d\delta(c^\pm)/d\eta$  в  $d\delta(c^\pm)/du$  предполагалась факторизация  $d^2\delta/dp_T^2 dy$  по переменным  $p_T^2$  и  $y$ , а также использовалась параметризация  $d\delta/dp_T^2 = A \exp(-b p_T^2)$  с  $p_T = (m_K^2 + p_T^2)^{1/2}$  и значениями  $b$ , соответствующими экспериментальным значениям  $\langle p_T \rangle$  [3,4]. В этом случае

$$d\delta/d\eta = \int (d\delta/du) J(\eta, p_T^2) dp_T^2, \quad (3)$$

где

$$J(\eta, p_T^2) = \left( 1 - \left( 1 + \frac{p_T^2}{m_\pi^2} \operatorname{ch}^2 \eta \right)^{-1} \right)^{1/2} \frac{b^2 \exp(-b(m_T - m_\pi))}{2(1 + b m_\pi)},$$

а  $d\delta/du$  неявным образом зависит от  $\eta$  и  $p_T^2$  через

$$y(\eta, p_T^2) = \ln \left[ \frac{p_T}{m_T} \operatorname{sh} \eta + \left( 1 + \frac{p_T^2}{m_T^2} \operatorname{sh}^2 \eta \right)^{1/2} \right].$$

Для решения интегрального уравнения (3) относительно  $d\delta/du$  использовалась параметризация  $d\delta/du = A_0 \exp(\sum_{K=1}^3 A_K u^K)$ , а параметры  $A_K$  находились при подгонке (3) к экспериментальным распределениям  $d\delta/d\eta$ . При пересчете  $d\delta(c^+)/du$  в  $d\delta(c^-)/du$  мы предположили, что в области энергий ISR и SppS-коллайдера разница в спектрах положительно и отрицательно заряженных частиц может быть представлена в виде:

$$(1/6_{inel}) |d\delta(c^+)/du - d\delta(c^-)/du| = Y^{-1} \Delta(y/Y), \quad (4)$$

где  $\Delta(y/Y)$  - не зависящая явным образом от энергии функция, удовлетворяющая условию

$$\int_0^Y Y^{-1} \Delta(y/Y) dy = 1,$$

а  $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$  (справедливость такого предположения будет ясна из последующего). Функцию  $\Delta(y/Y)$  мы определили по формуле (4) из экспериментальных  $\bar{p}p$ -данных на ISR при  $\sqrt{s}=53$  ГэВ [26]. Тогда спектры  $d\delta(c^-)/du$  при  $y < 0$  в реакции (2) при энергиях SppS-коллайдера могут быть вычислены из спектров  $d\delta(c^\pm)/du$  для всех заряженных частиц по формуле:

$$d\delta(c^-)/du = 1/2 [d\delta(c^\pm)/du - 6_{inel} Y^{-1} \Delta(y/Y)].$$

Значения  $(d\delta/du)_{u=0}$  для реакции (1) при  $\sqrt{s}=19,7$  ГэВ [23] и  $\sqrt{s}=23-63$  ГэВ [25] вычислялись по описанному в работе [126] рецепту.

Перейдем теперь к анализу экспериментальных данных. Рассмотрим сначала зависимость ширины распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц от энергии. Определим ширину как  $\lambda = (\delta/2)/(d\delta/du)_{u=0}$ , где  $\delta = (\langle n_{ch} \rangle / 2 - 1) \delta_{inel}$  - сечение образования  $e^-$  в реакции (1) и, с учетом эффекта лидирования, в реакции (2). Зависимость  $\lambda$  от  $\sqrt{s}$  для реакций (1) и (2) показана на рис. 1. Как видно, она прекрасно описывается простой логарифмической функцией

$$\lambda(s) = \epsilon \ln(\sqrt{s}/m) \quad (5)$$

с наилучшими значениями параметров  $\epsilon = 0,558 \pm 0,014$  и  $m = 0,674 \pm 0,049$  ГэВ при  $\chi^2/NDF = 15/18$ . Не видно никаких указаний на относительное "сужение" ширины при переходе к энергиям  $\sqrt{s}$  SppS-коллайдера.

В случае равномерного распределения по быстрой, т.е. при истинном плато, значение  $\epsilon$  в (5) было бы равно 1. Такое асимптотически равномерное распределение по быстрой предсказывается во всех подходах, основанных на двухреджеонном представлении (включая [12]), а также в модели КТМ. На рис. 2а зависимость  $\lambda$  от  $\sqrt{s}$  (5), полученная при подгонке к экспериментальным данным (сплошная прямая линия, продолженная в область  $\sqrt{s} > 900$  ГэВ), сравнивается с такой же зависимостью, вычисленной нами по формулам работы [13] при двух значениях величины  $\langle n_{ch} \rangle / x_0 = 0,6$  ГэВ (пунктирная кривая) и 1,2 ГэВ (штрих-пунктирная кривая). Как видно, совпадение предсказаний модели с данными в области энергий до  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ, может быть, является случайным, так как наклоны  $\epsilon$  в эксперименте и модели сильно отличаются и так как экстраполяция (5) в область супервысоких энергий сильно отличается от соответствующих предсказаний модели КТМ. Безусловно, нельзя исключить и такую ситуацию, когда при более высоких энергиях рост  $\lambda$  с  $\sqrt{s}$  станет, в соответствии с

<sup>1</sup>Мы использовали эти значения, так как  $\langle n_{ch} \rangle / x_0$ , использованные в работах [11, 13, 14], в них не приведены.

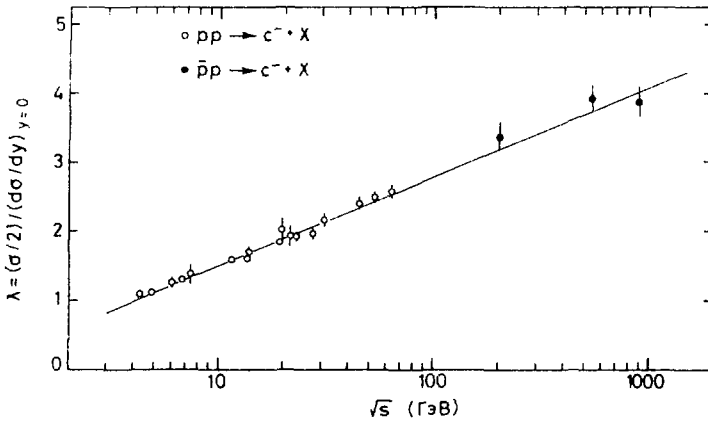


Рис. 1. Зависимость ширины  $\lambda$ -распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц в реакции (1) (светлые кружки) и в реакции (2) (темные кружки) от энергии  $\sqrt{s}$  в с.ц.м. Данные взяты из работ [3, 4, 15-25] (см. текст). Прямая линия - результат подгонки к данным зависимости (5) с указанными в тексте значениями параметров.

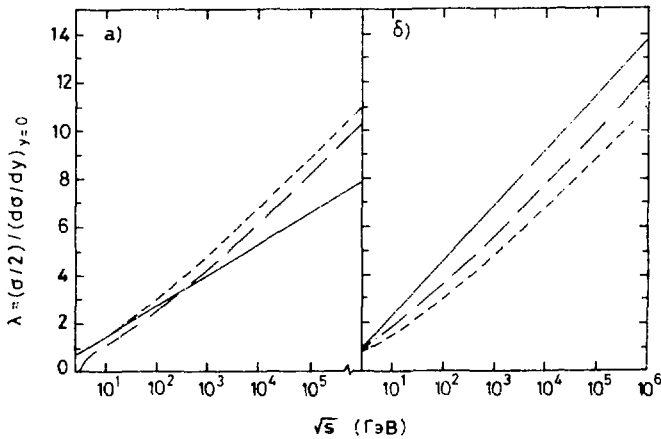


Рис. 2. Зависимости ширины  $\lambda$ -распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц в  $pp$ -столкновениях от энергии  $\sqrt{s}$  в с.ц.м.: а) полученная при подгонке формулы (5) к данным (сплошная линия, экстраполированная за пределы области аппроксимации  $\sqrt{s} < 900$  ГэВ) и вычисленные по формулам модели КТМ [13] при  $\langle m^2 \rangle / x_0 = 0,6$  ГэВ (пунктирная кривая) и  $\langle m^2 \rangle / x_0 = 1,2$  ГэВ (штрих-пунктирная кривая); б)  $\lambda = \ln(\sqrt{s}/m_p)$  (сплошная линия) и вычисленные по формулам КТМ с учетом многопомеронных ливней ( $\lambda_{all}$  - пунктирная кривая, та же, что на рис.2а) и с учетом только одного ливня ( $\lambda_1$  - штрих-пунктирная кривая).

предсказанием модели<sup>1</sup>, более быстрым, чем это наблюдается в доступной области энергий. Результаты с будущих pp(pp)-коллайдеров должны прояснить эту ситуацию.

Заметим также, что хотя в модели КТМ при фиксированной энергии вклад  $\lambda$  с учетом вклада многопомеронных ливней ( $\lambda_{all}$ ), очевидно, меньше значения  $\lambda$  при только одном померонном ливне ( $\lambda_1$ ), зависимости  $\lambda_{all}$  и  $\lambda_1$  от энергии отличаются несильно. Это хорошо видно из рис.26, где приведены соответствующие зависимости  $\lambda$  от  $\sqrt{s}$  в модели КТМ (пунктирная и штрих-пунктирная кривые), вычисленные нами по формулам работы [13] при  $\langle \ln \frac{h}{x_0} \rangle = 0,6$  ГэВ.

В этой связи обратим также внимание на ошибочность утверждения КТМ [11, 14] о том, что уменьшение ширины распределения  $(1/N_{ch})(dN_{ch}/d\eta)$  с ростом  $N_{ch}$  при  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ свидетельствует о возрастающем вкладе многопомеронных ливней. Эффект сужения  $(1/N_{ch})(dN_{ch}/d\eta)$  с ростом  $N_{ch}$  тривиально объясняется влиянием фазового объема и, как хорошо известно, наблюдается во всех экспериментах даже при очень небольших энергиях. Поэтому же и при любом фиксированном числе померонных ливней будет наблюдаться сужение распределения по  $\eta$  с ростом  $N_{ch}$  из-за уменьшения средней энергии, приходящейся на одну частицу.

Наблюдение зависимости (5) в широком диапазоне энергий позволяет вернуться к старому вопросу о скейлинге модифицированных распределений по быстроте. Впервые он был рассмотрен Ван-Ховом [27] при условии независимости  $(d\delta/dy)_{y=0}$  от энергии. Позднее другие авторы, предполагая факторизацию

$$d\delta/dy = G(s)f(z)$$

и  $z=y/Y$ , вводили  $Y=\ln(\sqrt{s}/m_p)$  [28],  $Y=\ln\sqrt{s}$  [29] и  $Y=\ln(\sqrt{s}/m_\pi)$  [30] при не очень реалистичных (для всего интервала доступных энергий) параметризациях  $G(s)=Y^\delta$  [28] и  $G(s)=Y\delta_{inel}$  [29,30].

Основываясь на (5), мы предположили существование универсальной зависимости от энергии распределения по быстроте отрицательно за-

<sup>1</sup>Приведенные на рис.2а предсказания модели КТМ никак не согласуются со сделанным в работе [11] утверждением, что модель предсказывает более медленный чем,  $\ln(s/s_0)$ , рост ширины плато распределения по быстроте с увеличением энергии. Скорее наоборот.



ряженных частиц, приведенного к 1 при  $y = 0$ . Мы представили его в виде

$$(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0} = f(y/Y), \quad (6)$$

где  $f(y/Y)$  - некоторая не зависящая в явном виде от энергии функция, а

$$Y = \ln(\sqrt{s}/m), \quad (7)$$

при этом параметр  $m$  в (7) равен или близок по значению к параметру  $m$  в (5)<sup>1</sup>. Для проверки этого предположения мы аппроксимировали одновременно все имеющиеся распределения  $(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0}$  в реакции (1) в интервале энергий от  $\sqrt{s}=4,9$  ГэВ до  $\sqrt{s}=53$  ГэВ [16,19-22,24,26] и в реакции (2) (при  $y < 0$ ) при  $\sqrt{s} = 200, 546$  и  $900$  ГэВ [3,4], полученные с помощью описанных выше процедур, функцией

$$f(y/Y) = \exp(-a(y/Y)^2 - b(y/Y)^4), \quad (8)$$

где  $a$  и  $b$  - два искомого параметра в интервале  $y/Y < 0,7$ ; параметр  $m$  в (7) также рассматривался как подгоночный параметр. Полученные значения параметров:  $a = 1,56 \pm 0,08$ ,  $b = 1,53 \pm 0,20$ ,  $m = 0,790 \pm 0,033$  ГэВ при  $\chi^2/NDF = 156/75$ . Значение  $m$  в пределах двух ошибок не отличается от значения, полученного при аппроксимации зависимости ширины распределения по быстрой от энергии функцией (5). Результаты аппроксимации иллюстрируются на рис.3. Для наглядности одна и та же подгоночная кривая (8), вычисленная при наилучших значениях параметров  $a$ ,  $b$  и  $m$ , многократно повторяется для каждого из приведенных экспериментальных распределений. Как видно, экспериментальные распределения, представленные в виде (6) с  $Y$  в виде (7), действительно не зависят от энергии и хорошо ап-

<sup>1</sup>Что касается зависимости  $(d\delta/dy)_{y=0}$  от  $\sqrt{s}$ , то она может быть взята в виде, предложенном в работе [12] и справедливом для всего доступного интервала энергий.

<sup>2</sup>Величины  $(d\delta/dy)_{y=0}$  в (6) были также расфиксированы при подгонке. Но полученные из фита значения в пределах одной ошибки совпадали с измеренными.

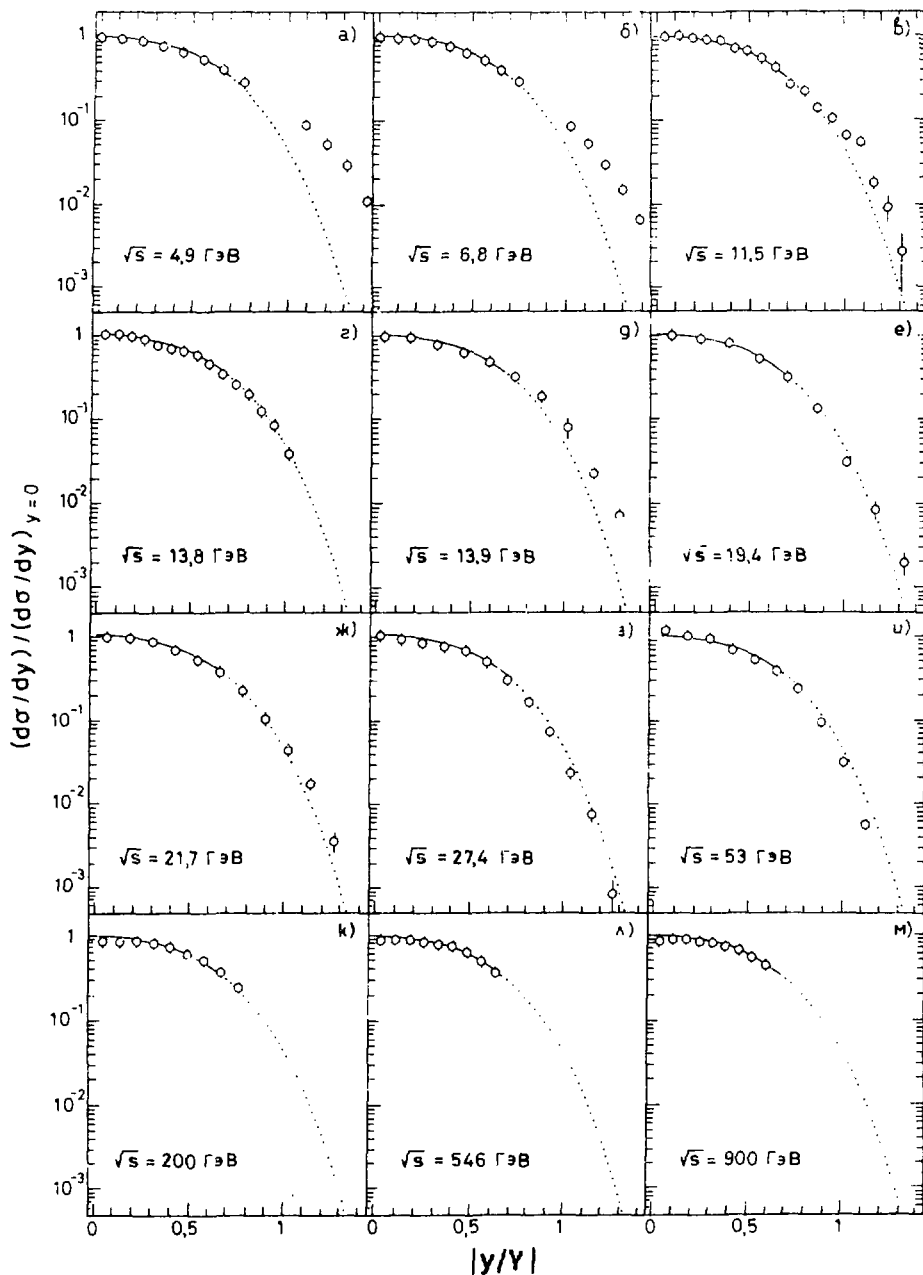


Рис. 3. Зависимость экспериментальных значений  $(d\sigma/dy)/(d\sigma/dy)_{y=0}$  от  $y/Y$  (при значениях  $Y$ , вычисленных по формуле (7)) вместе с подгоночной кривой (8) в области аппроксимации в области  $y/Y < 0,7$  (сплошные кривые) и ее экстраполяцией в область  $y/Y > 0,7$  (точечные кривые): а)  $\sqrt{s} = 4,9$  ГэВ [16], б) 6,8 ГэВ [16], в) 11,5 ГэВ [19], г) 13,8 ГэВ [20], д) 13,9 ГэВ [21], е) 19,4 ГэВ [22], ж) 21,7 ГэВ [24], з) 27,4 ГэВ [21], и) 53 ГэВ [26], к) 200 ГэВ [3], л) 546 ГэВ [4], м) 900 ГэВ [3]. Для реакции (1) распределения в передней и задней полусферах свернуты. Данные для реакции (2) приведены при  $y/Y < 0$ .

проксимируются одной и той же функцией (8) в очень широком интервале энергий от  $\sqrt{s}=4,9$  ГэВ до  $\sqrt{s}=900$  ГэВ. Даже за пределами области фитирования, т.е. при  $y/Y > 0,7$ , функция (8) неплохо описывает экспериментальные данные, начиная с энергий порядка  $\sqrt{s} = 14-19$  ГэВ (рис.3г-и). При меньших энергиях из-за относительно большего вклада фрагментационных процессов функция (8) при  $y/Y > 0,7$  оказывается заметно ниже экспериментальных данных (рис.3а-в).

В заключение отметим, что полученные результаты существенны не только для физики мягких столкновений. Более точное прогнозирование распределений заряженных частиц при энергиях строящихся и проектируемых  $pp(\bar{p}p)$ -коллайдеров полезно для правильной оценки фона во многих процессах, которые предполагается исследовать при сверхвысоких энергиях.

Нам приятно поблагодарить О.Г.Чикилева за ряд критических замечаний, а А.К.Лиходеда за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Alpgard K. et al.//Phys.Lett. 1981. V.107B. P.310; 315.
2. Arnison G. et al.//Phys.Lett. 1981. V.107B. P.320.
3. Alner G.J. et al.//Z.Phys. 1986. V.C33. P.1;  
Phys.Lett. 1986. V.167B. P.476; Ansorge R.E. et al.//  
Z.Phys. 1986. V.C33. P.175.
4. Alner G.J. et al.//Phys.Reports. 1987. V.154. P.247.
5. De Wolf E.A., in Proceed. of XV International Symposium on Multiparticle Dynamics, Lund, 1984, ed. Gustafson G., World Scientific, Singapore, 1984.
6. Andersson B. et al.//Phys.Reports. 1983. V.C97. P.31.
7. Andersson B. et al.//Nucl.Phys. 1981. B178. P.242.
8. Capella A., Sukhatme U., Chung-I Tan and Tran Thanh Van J.//  
Phys.Lett. 1979. V.81B. P.68.
9. Aurenche P. and Bopp F.W.//Phys.Lett. 1982. V.114B. P.363.
10. Capella A. and Tran Thanh Van J.//Phys.Lett. 1982. V.114B. P.450.

11. Kaidalov A.B.//Phys.Lett. 1982. V.116B. P.459.
12. а) Chliapnikov P.V., Likhoded A.K., Uvarov V.A.//Phys.Lett. 1988. V.B215. P.417.  
б) Лиходед А.К., Уваров В.А., Шляпников П.В.//ЯФ. 1989. Т.50.
13. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А.//ЯФ. 1984. Т.39. С.1545.
14. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А.//ЯФ. 1984. Т.40. С.211.
15. Booth C.N. et al.//Phys.Rev. 1983. V.D27. P.2018.
16. Blobel V. et al.//Nucl.Phys. 1974. V.B69. P.454.
17. Boggild H. et al.//Nucl.Phys. 1973. V.B57. P.77;  
1971. V.B27. P.285.
18. Sims W.H. et al.//Nucl.Phys. 1972. V.B41. P.317.
19. Ammosov V.V. et al.//Nuovo Cim. 1977. V.40A. P.237.
20. Morse W.M. et al.//Phys.Rev. 1977. V.D15. P.66.
21. Bromberg C. et al. - University of Rochester Report UR-563. 1976; Phys.Rev.Lett. 1973. V.31. P.1563.
22. De Marzo C. et al.//Phys.Rev. 1982. V.D26. P.1019.
23. Cho Y. et al.//Phys.Rev.Lett. 1973. V.31. P.413;  
Barish S. et al.//Phys.Rev. 1974. V.D9. P.2689.
24. Adamus M. et al.//Z.Phys. 1988. V.C39. P.311;  
1986. V.C32. P.475.
25. Alper B. et al.//Nucl.Phys. 1975. V.B100. P.237;  
Guettler K. et al.//Phys.Lett. 1976. V.64B. P.111;  
Nucl.Phys. 1976. V.B116. P.77; Thome W. et al.//  
Nucl.Phys. 1977. V.B129. P.365; Amaldi U. et al.//  
Nucl.Phys. 1980. V.B166. P.301.
26. Breakstone A. et al.//Phys.Lett. 1983. V.132B. P.458.
27. Van Hove L.//Phys.Reports. 1971. V.C1. P.347.
28. Потупа А.С., Скадоров В.В., Фридман А.С.//Письма в ЖЭТФ. 1976. Т.23. С.546.
29. Aziz T.//Int.J.of Mod.Phys. 1986. V.A1. P.991.
30. Mori K., Mitzutani K., Ogawa A.//Mod.Phys.Lett. 1987. V.A2. P.783.

Рукопись поступила 30 марта 1989 года

В.А.Узаров, П.В.Шляпников.

О зависимости ширины и формы распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц от энергии.

Редактор Н.И.Ярба. Технический редактор Л.П.Тимкина.

---

Подписано к печати 19.04.89. Т-08968. Формат 60x90/16.  
Офсетная печать. Печ.л.0,62. Уч.-изд.л. 0,73. Тираж 270.  
Заказ 319. Индекс 3649. Цена 11 коп.

---

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов  
Московской обл.

Цена II коп.

Индекс 3649.

ПРЕПРИНТ 89-93, ИФВЭ, 1989.