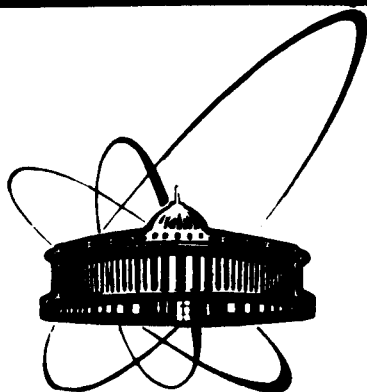


89-167



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 615

P2-89-167

Н.С.Амелин, Л.В.Бравина\*

МОНТЕ-КАРЛОВСКАЯ ВЕРСИЯ  
МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН  
ДЛЯ ОПИСАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АДРОНОВ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\*НИИЯФ МГУ, Москва

1989

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Огромные затраты на создание ускорителей и детектирующих установок требуют тщательного прогнозирования экспериментальной ситуации. Возникает необходимость адекватного, т.е. с учетом экспериментальных условий, и трудоемкого сопоставления больших объемов экспериментальной информации с результатами теории. Все это породило многочисленные программы-генераторы столкновений адронов и атомных ядер при высоких энергиях. Они основываются на успехах стандартной теории сильных и электро-слабых взаимодействий и различных феноменологических моделей. Наиболее широкую известность получили программа ISAJET<sup>/1/</sup> и программы Лундского университета, в частности, RUTHIA<sup>/2/</sup> и FRITIOF<sup>/3/</sup>. Эти программы претендуют на описание всей области переданных импульсов  $Q^2$ , от жесткого рассеяния кварков и глюонов до образования и распада адронов, что и объясняет их популярность.

Настоящая статья посвящена дальнейшей разработке комплекса программ COLLI<sup>/4/</sup> и обеспечивает возможность моделирования мягких адронных столкновений при энергиях коллайдеров.

В качестве физической модели столкновений адронов COLLI использует модель кварк-глюонных струн /МКГС/<sup>/5,6/</sup>, известную еще под названием дуальной партонной модели<sup>/7/</sup>.

Основой модели кварк-глюонных струн являются  $1/N$ -разложение амплитуды процессов в квантовой хромодинамике и феноменологические модели струнного типа, описывающие переходы кварков в адроны. Разложение амплитуды адронных процессов по величине  $1/N$ , где  $N$  - число ароматов или цветов кварка, можно представить диаграммами с различной топологией. При высоких энергиях эти диаграммы соответствуют процессам, отвечающим обмену в  $t$ -канале особенностями Редже. Например, планарные диаграммы отвечают обмену вторичными реджеонами, а цилиндрические - полюсам Померанчука в упругом рассеянии. Наконец, существуют диаграммы с более сложной топологией, которые соответствуют процессам с обменом несколькими померонами. Они играют важную роль в случае надкритического померона с интерсептом  $\alpha_p(0) > 1$ , так как их вклад в амплитуду рассеяния растет с энергией быстрее, чем вклад однопомеронного обмена. Диаграммам топологического разложения ставится в соответствие пространственно-

временная картина образования и распада физических объектов - кварк-глюонных струн. Несмотря на идеологическое сходство между моделью кварк-глюонных струн<sup>/5,6/</sup> и дуальной партонной моделью<sup>/7/</sup>, при расчетах по этим моделям используются функции распределения кварков по продольному импульсу и функции фрагментации кварков в адроны с различным асимптотическим поведением. В этом смысле наша работа ближе к модели кварк-глюонных струн<sup>/5,6/</sup> и является продолжением работ<sup>/9,10/</sup>, в которых были рассмотрены процессы, отвечающие планарным и цилиндрическим диаграммам, а также учитывались поправки к цилиндрическим диаграммам. Следует отметить, что первая монте-карловская версия дуальной партонной модели была сделана в<sup>/8/</sup>.

В последующих разделах приведено подробное описание данной версии монте-карловской модели кварк-глюонных струн и сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

## 2. ОПИСАНИЕ МОНТЕ-КАРЛОВСКОЙ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Моделирование неупругих столкновений адронов при высоких энергиях включает в себя три основных шага:

- выбор процесса с образованием определенного числа и типа кварк-глюонных струн;
- определение долей продольного импульса адронов, уносимых конститuentами, и поперечного импульса конститuentов, зная которые, можно вычислить массы и импульсы кварк-глюонных струн;
- моделирование разрывов струн с образованием адронов.

### 2.1. Выбор процесса с образованием определенного числа и типа кварк-глюонных струн

На рис.1 представлены подпроцессы с рождением частиц, которые учитывались при моделировании столкновений частиц высоких энергий. Статистический вес каждого из подпроцессов выражается через сечение взаимодействия для данного подпроцесса  $\sigma_i(s)$ :

$$w_i(s) = \sigma_i(s) / \sigma_{in}(s), \quad //$$

где  $\sigma_{in}(s) = \sigma_{tot}(s) - \sigma_{el}(s)$  - сечение неупругого взаимодействия адронов при заданном квадрате полной энергии в системе центра масс  $s$ . Сечение  $\sigma_{in}(s)$  разделялось на сечение дифракционных  $\sigma_D(s)$  и сечение недифракционных взаимодействий  $\sigma_{ND}(s)$ . Полное сечение взаимодействия адронов  $\sigma_{tot}(s)$ , сечение упругого взаимодействия  $\sigma_{el}(s)$ , сечение одновершинной дифракционной

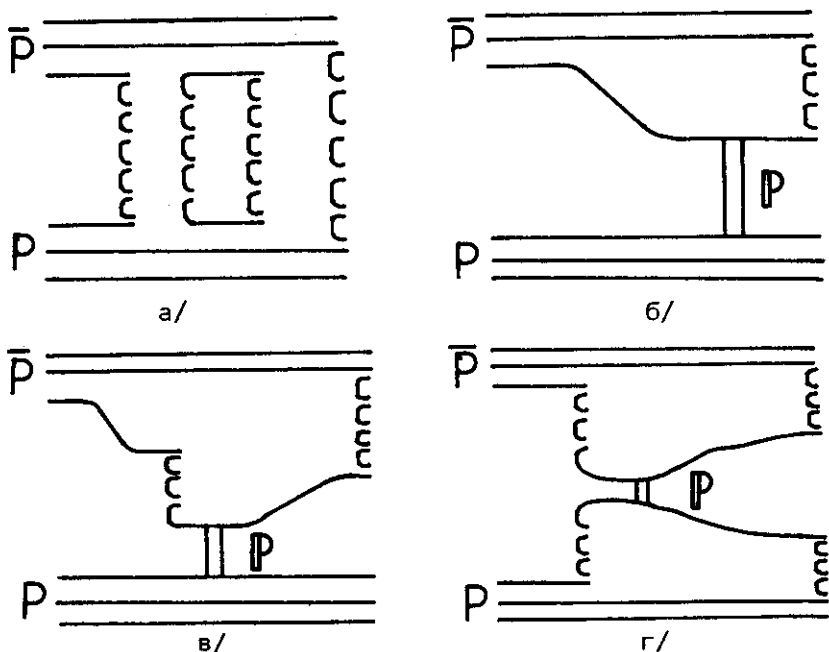


Рис.1. Кварковая структура подпроцессов рождения частиц, учитываемых при моделировании  $pp$ -взаимодействий при высоких энергиях: а/ многопомеронные рассеяния; б/ процесс дифракционной диссоциации с возбуждением малой массы; в/ процесс дифракционной диссоциации с возбуждением большой массы; г/ процесс двойной дифракционной диссоциации.

диссоциации  $\sigma_D(s)$  и двойной дифракционной диссоциации  $\sigma_{DD}(s)$  брались из экспериментальных данных с квадратичной интерполяцией в промежуточных по энергии точках. Неупругое недифракционное сечение взаимодействия можно выразить через сечение образования  $n$  пар кварк-глюонных струн /"разрезанных" померонов/

$$\sigma_{ND}(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s) + \sigma_{DD}(s). \quad /3/$$

Модель "квазиэйконала" /10/ дает возможность определить  $\sigma_n(s)$

$$\sigma_n(s) = \frac{\sigma_P}{nz} (1 - \exp(-z) \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!}), \quad n \geq 1. \quad /3/$$

В выражении /3/  $\sigma_p = 8\pi\gamma s^\Delta$ ,  $z = \frac{2C\gamma s^\Delta}{R^2 + \alpha'_p \ln s}$ . Параметры  $\gamma$  и  $R^2$

определяют величину связи адрона с помероном. Параметр  $C$  учитывает отклонение от эйконального приближения / $C=1$ /. Величина  $\Delta = \alpha_p(0) - 1$  есть превышение интерсепта траектории померона над единицей, а  $\alpha'_p$  - наклон траектории померона.

Статистические веса образования  $n$ -пар кварк-глюонных струн в модели задавались также в параметрическом виде:

$$w_n(s) = (1 + \Delta n^2) e^{-B(s)n} \quad /4/$$

Максимальное число пар кварк-глюонных струн равнялось 12. Относительные вклады процессов одновершинной дифракционной диссоциации, представленные на рис.1б и рис.1в, в дифракцию адронов, определялись из сравнения теоретических и экспериментальных распределений по квадрату возбужденной массы, и оказались примерно одинаковыми при энергии  $\sqrt{s} = 23,3$  ГэВ.

## 2.2. Определение долей продольного импульса адронов, уносимых конститuentами, и поперечных импульсов конститuentов

Предполагалось, что мезон может состоять из валентных кварка и антикварка и морских кварк-антикварковых пар. Барион /антибарион/ может состоять из валентных дикварка /антидикварка/ и кварка /антикварка/ а также морских кварк-антикварковых пар. Валентные кварки /антикварки/ имеют равную, не зависящую от их аромата, вероятность оказаться на концах струны. Эта вероятность для странного кварка /антикварка/ из моря меньше в  $\gamma_s$  раз, чем для нестранного кварка /антикварка/.

В программе есть возможность учета очарованных кварков, но в данных расчетах вероятность их появления в процессе взаимодействия полагалась равной нулю.

Мы рассматривали столкновения частиц в их системе центра масс. Продольные импульсы конститuentов  $P_i^z$ , из которых состоит адрон, определялись с помощью функции плотности вероятности

обнаружения доли  $x_i = \frac{P_i^z}{P_0}$  начального импульса адрона  $P_0$ :

$$\rho(x_1, x_2, \dots, x_n) = \rho_0 \delta(1 - \sum_{i=1}^n x_i) f_{v_1}(x_1) \cdot f_s(x_2) \cdot \dots \cdot f_{v_2}(x_n) /5/$$

В /5/  $\rho_0$  - нормировочная постоянная, а функции распределения валентных  $f_{v_1}(x_1)$  кварков /антикварков/, морских  $f_s(x_2)$  кварков /антикварков/ и дикварков /антидикварков/  $f_{v_2}(x_n)$  брались для протонов и антипротонов в следующем виде:

$$f_{v_1}(x_1) = \frac{1}{\sqrt{x_1}},$$

$$f_s(x_2) = \frac{1}{\sqrt{x_2}}, \quad /6/$$

$$f_{v_2}(x_n) = x^\beta,$$

где

$$\beta = \begin{cases} 1,5 & \text{для } uu\text{- дикварка} \\ 2,5 & \text{для } dd\text{- дикварка.} \end{cases}$$

Получение случайных величин в соответствии с плотностью вероятности /5/ и функциями /6/ проводилось методом исключения /12/. Каждое  $x_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n-1$  генерировалось независимо и по распределению

$$f_i(x_i) \approx x_i^{-a_i} (1 - \sum_{j=0}^{i-1} x_j - x_i)^{\beta_n}, \quad /7/$$

$$a_i = 0,5; \quad \beta_n = \sum_{j=1}^{n-1} (1 - a_j) + \beta - \sum_{j=1}^i (1 - a_j), \quad /8/$$

$$a \quad x_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} x_i. \quad /9/$$

Для дифракционной диссоциации протона /антипротона/ распределение валентных кварков /антикварков/ по  $x_q$  бралось в виде /5/:

$$\rho_v(x_q) = \rho_0 \frac{1}{\sqrt{x_q}} (1 - x_q)^a, \quad /10/$$

где

$$\alpha = \begin{cases} 1,5 & \text{для } u\text{-кварка /антикварка/} \\ 2,5 & \text{для } d\text{-кварка /антикварка/.} \end{cases}$$

Доля импульса начального протона /антипротона/, уносимого дикварком, равнялась

$$x_{qq} = 1 - x_q. \quad /11/$$

В случае дифракции протона или антипротона в соответствии с представленными на рис.1в и 1г диаграммами, доля импульса, уносимая морской парой кварков  $x_{qq}^-$ , генерировалась с помощью функции распределения:

$$\rho_s(x_{qq}^-) = \rho_0 \frac{1}{x_{qq}^-} (1 - x_{qq}^-)^5. \quad /12/$$

В этом случае предполагалось, что

$$x_{qq}^- \geq 0,14 / \sqrt{s}. \quad /13/$$

В модели кварк-глюонных струн<sup>5,6/</sup> нет однозначного рецепта для выбора функции распределения по поперечному импульсу конститuentов. Из эксперимента известно<sup>13/</sup>, что средний поперечный импульс частиц определенного сорта растет с увеличением энергии взаимодействующих частиц. Этот рост можно получить, если предположить, что дикварк /антидикварк/ в протоне /антипротоне/ уносит поперечный импульс, равный по величине и противоположный по знаку, суммарному поперечному импульсу остальных кварков /антикварков/. Вследствие возрастания числа образующихся кварк-глюонных струн, с ростом энергии увеличивается поперечный импульс дикварка /антидикварка/, если поперечный импульс остальных кварков /антикварков/ определять независимо из вероятности:

$$f_q(P_{\perp}^2) d^2 P_{\perp} = \frac{b_1}{\sqrt{\pi}} e^{-b_1 P_{\perp}^2} d^2 p_{\perp} \quad /14/$$

с параметром наклона  $b_1 = 10 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ .

Для получения поперечного импульса кварков /антикварков/ в процессе дифракционной диссоциации протона /антипротона/, изображенного на рис.1б, также использовалось выражение /14/, но с другим параметром наклона,  $b_1 = 20 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ . Выражение /14/ с параметром наклона  $b_1 = 8 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  использовалось при

получении переданного невозбужденному или возбужденному протону /антипротону/ импульса/ в случае одновершинной или двухвершинной дифракции. Существует много методов получения случайных величин с заданным значением  $\alpha$  /10/ и нормальными /14/ распределениями, они подробно описаны в /12/ и входят в стандартное математическое обеспечение ЭВМ. Получение случайных чисел с заданной функцией распределения /12/ можно организовать методом обратной функции /12/. Условие /13/ обеспечивает рождение струн с массой, большей массы пиона.

Выполнение закона сохранения энергии при независимой генерации продольной и поперечной компонент импульсов конstituентов в протоне /антипротоне/ гарантировалось предположением о сходе конstituентов с массовой поверхности, т.е.

$$m_q^2 = f(x_q, \vec{P}_\perp, s). \quad /15/$$

Зная продольные и поперечные импульсы и квадраты масс конstituентов, можно определить массу и импульс образовавшихся объектов - кварк-глюонных струн. Если масса этого объекта меньше массы стабильного адрона с тем же кварковым составом, то величины  $x$  и  $\vec{P}_\perp$  для конstituентов переопределялись. Для повышения скорости счета можно не переопределять  $x$  и  $\vec{P}_\perp$ , а считать, что массы объектов равны массе стабильного адрона, и переопределять  $P_0$ , тем самым изменяя распределение по  $x$  /14/.

### 2.3. Моделирование разрывов струны с образованием адронов

Моделирование разрывов струны с заданной массой, импульсом и кварковым составом осуществлялось в системе покоя струны с осью  $z$ , выбранной вдоль направления полета начального адрона путем равновероятного отщепления адронов с обоих концов струны. Процедура моделирования распада основана на алгоритме Филда-Фейнмана /15/, подробно описанном в /9/, однако в данном случае имеется ряд существенных отличий от /9/. Прежде всего, при распаде отдельной струны выполняются законы сохранения энергии, импульса и квантовых чисел. Рассматриваются переходы кварков /антикварков/ в барионы /антибарионы/ и переходы антидикварков в антибарионы и мезоны. Все используемые моды фрагментации представлены на рис.2.

Отношение вероятностей рождения кварк-антикварковых пар, возникающих при разрыве струны, бралось равным:

$$P(u\bar{u}) : P(d\bar{d}) : P(s\bar{s}) : P(c\bar{c}) = 1 : 1 : \gamma_s : \gamma_c. \quad /16/$$



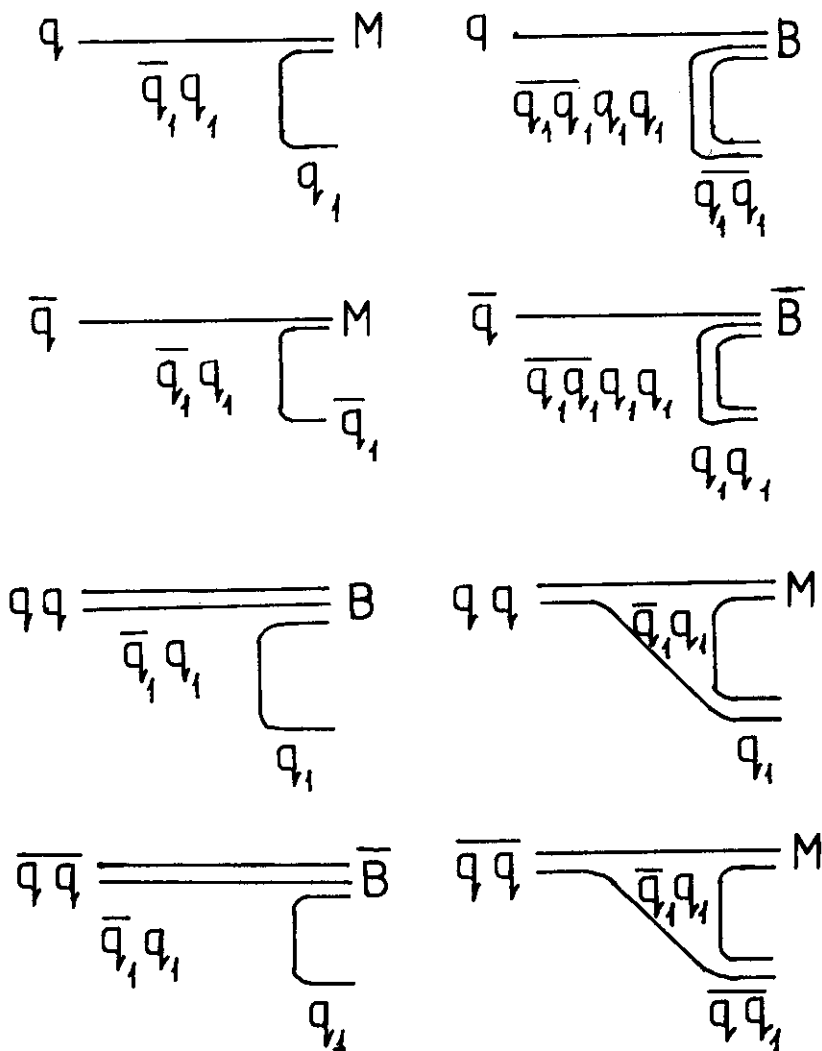


Рис.2. Моды фрагментации кварков, антикварков и дикварков в мезоны и барионы, используемые в модели.

При конкретных расчетах  $\gamma_s = 0,3$ , а  $\gamma_c = 0$ . Отношение вероятностей образования дикварк-антидикварковых пар к вероятности образования кварк-антикварковых пар выбиралось:

$$P_{qq, \bar{q}\bar{q}} : P_{q\bar{q}} = \gamma_{B\bar{B}} = 0,16.$$

/17/

Считались равными вероятности образования псевдоскалярных и векторных мезонов, а также барионов со спинами 1/2 и 3/2:

$$P(0^-) : P(1^-) = 1 : 1, \quad /18/$$

$$P(1/2^+) : P(3/2^+) = 1 : 1.$$

Учитывалось смешивание кварковых пар с углом  $45^\circ$  у псевдоскалярных и  $90^\circ$  - у векторных мезонов, если образовавшийся мезон был изоскалавром. Вероятности перехода дикварка /антидикварка/ в барионы /антибарионы/ и мезоны соотносились как:

$$P_{qq \rightarrow B} : P_{qq \rightarrow M} = 3 : 2. \quad /19/$$

Поперечный импульс кварков /дикварков/ в вакуумной паре /при нулевом поперечном импульсе самой пары/ разыгрывался в соответствии с вероятностью:

$$f(P_\perp) d^2 P_\perp = \frac{3B}{\pi(1 + BP_\perp^2)}, \quad /20/$$

где  $B = 0,34 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ . Продольный импульс и энергия рожденного адрона определялись через переменные  $z = (E + P_{||})_h / (E + P_{||})_q$ , величина  $z$  генерировалась с помощью распределений вида:

$$f_q^h(z) = (1 + \alpha)(1 - z)^\alpha. \quad /21/$$

При  $z \rightarrow 1$  эта функция совпадает с функцией фрагментации  $D_q^h(z)$  кварка /антикварка/ или дикварка /антидикварка/ в адрон  $h$ . Как показано в работе <sup>/6/</sup>, показатель  $\alpha$  зависит от аромата фрагментирующего конstituента, типа адрона, в который он переходит, и от поперечного импульса адрона. Значения  $\alpha$  в каждом случае брались из работы <sup>/6/</sup>. Поведение функции фрагментации при  $z \rightarrow 0$ , как  $D_q^h(z) \sim \frac{1}{z}$ , обеспечивается итерационной процедурой <sup>/15/</sup> разрывов струны.

Когда масса струны-остатка становится меньше, чем  $M_0 = M_R + \Delta M$ , где  $M_R$  - масса резонанса с тем же, что и струна, кварковым составом, а  $\Delta M = 0,35 \text{ ГэВ}$  выбрана из соображений близости к кинематическому пределу и из экономии счетного времени, происходит заключительный распад на два адрона. Кинематика распада в этом случае определяется уже не функциями /20-21/, а изотропией разлета адронов с браковкой по фазовому обмену с вероятностью

$$P = \frac{1}{M_S} \lambda^{1/2} (M_S^2, m_1^2, m_2^2). \quad /22/$$

$\sqrt{22} / \lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc$ ,  $M_S$  - масса струны, а  $m_1$  и  $m_2$  - массы адронов, являющихся продуктами распада.

После того, как распад струны завершен, осуществляется переход в общую систему центра масс сталкивающихся адронов с помощью преобразований Лоренца и поворот продуктов распада. Углы Эйлера в матрице поворота определялись с помощью вектора импульса одного из конstituентов в с.ц.м. струны.

В программе имеется возможность моделировать распад образовавшихся резонансов аналогично /8/.

### 3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Целью моделирования  $pp$  и  $\bar{p}p$ -взаимодействий при энергиях  $\sqrt{s} = 23,3, 53, 200, 546$  и  $900$  ГэВ было определение параметров модели, связанных с выходом резонансов, подавлением странных частиц и барион-антибарионных пар, с распределением вторичных частиц по поперечному импульсу. Моделируя  $pp$  и  $\bar{p}p$ -взаимодействия, мы хотели выяснить, в какой мере существующие теоретические представления и алгоритмы расчета, использованные в модели, позволяют описать имеющиеся экспериментальные данные.

Для каждой энергии было сгенерировано  $10^4$  столкновений, а в случае дифракционной диссоциации -  $10^5$  столкновений.

При анализе распределений заряженных частиц по псевдобыстроте  $\eta = -\ln \left( \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)$  число пар кварк-глюонных струн, рожденных в каждом недифракционном взаимодействии, сначала генерировалось с помощью выражения /3/. При расчете использовались следующие параметры модели "квазизэйконала" /9/ :  $\Delta = 0,07$ ;  $\alpha'_p = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$ ;  $\gamma = 3,64 \text{ ГэВ}^{-2}$ ;  $R^2 = 3,56 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Результаты сравнения расчета с экспериментальными данными /16/ приведены на рис.3а. Согласие с экспериментом получено только для энергии  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ. Если подобрать параметры модели /11/ так, чтобы описывались полные сечения  $pp$ -взаимодействий в интервале  $\sqrt{s} = 53-900$  ГэВ и, в частности, увеличить  $\Delta$  до  $\Delta = 0,11$ , то все расчетные значения  $\frac{dn}{d\eta} / \eta=0$  в этом интервале энергий окажутся завышенными.

Можно воспроизвести экспериментальные распределения  $\frac{dn}{d\eta} / 16/$ , если для нахождения числа пар кварк-глюонных струн использовать выражение /4/ с параметрами  $A = 3,5$  и  $B = 2,9-0,21 \ln \sqrt{s}$  /рис.3б/.

На рис.4 приведено сравнение теоретических и экспериментальных распределений  $\pi^\pm$ -мезонов по быстроте  $y = 0,5 \ln \frac{E + P_{||}}{E - P_{||}}$ , где

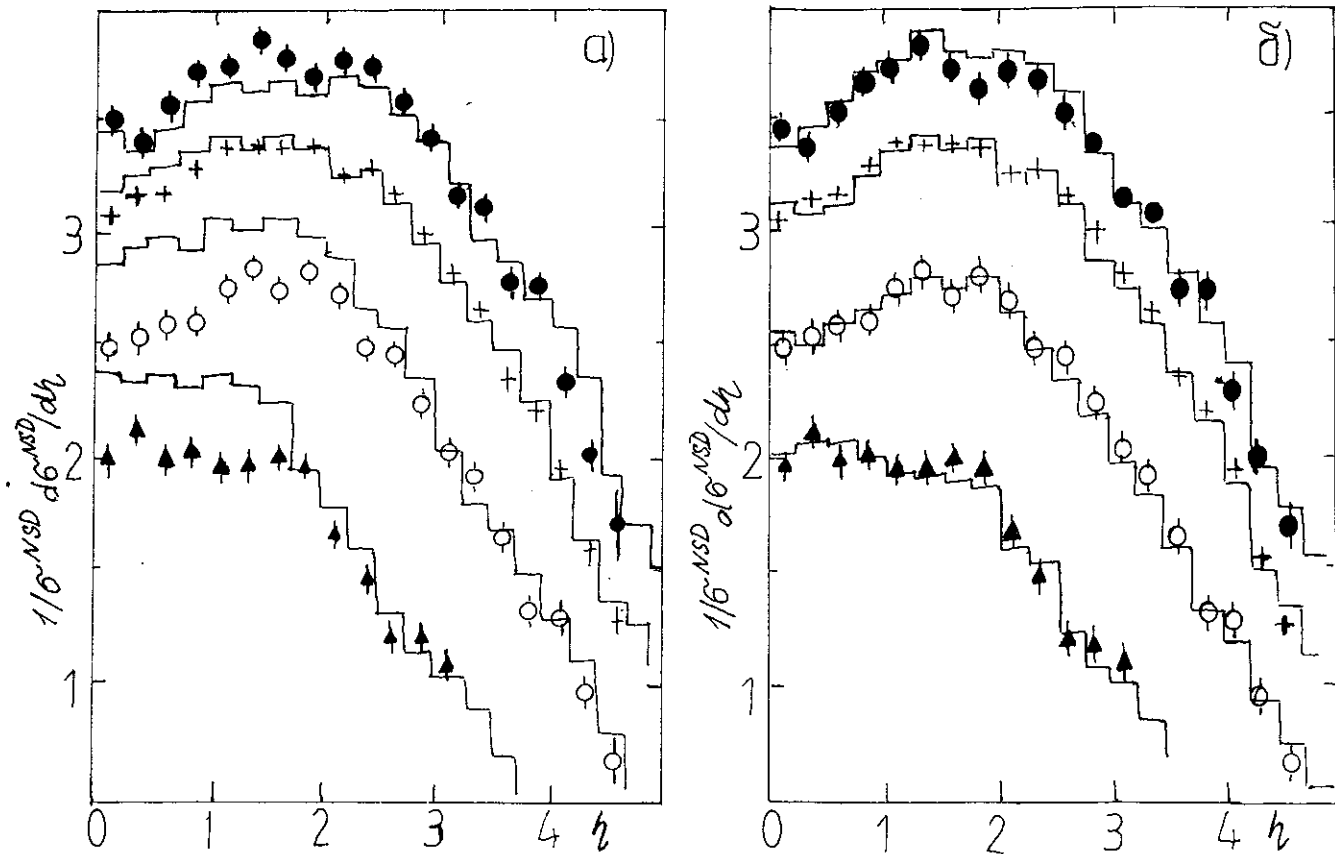


Рис.3. Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте для недифракционных  $\bar{p}p$ -взаимодействий при  $\sqrt{s} = 53$  ( $\blacktriangle$ ), 200 ( $\circ$ ), 546 ( $+$ ) и 900 ГэВ ( $\bullet$ ), полученные группой UA5<sup>16/</sup> и в МКГС /гистограммы/. а/ с параметрами<sup>11/</sup>; б/ с параметризацией /4/.

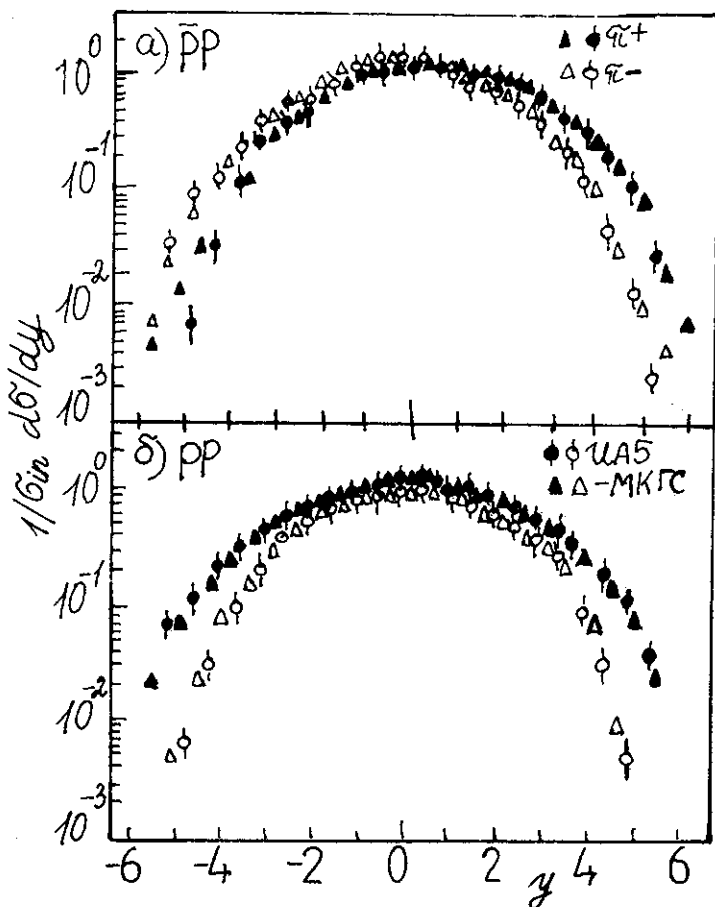


Рис.4. Распределения  $\pi^+$  (●) и  $\pi^-$  (○) по быстройте  $y$  в недифракционных  $p\bar{p}$ - /а/ и  $pp$  /б/ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}^{17/}$  и в МКГС (▲, Δ).

$E$  и  $P_{||}$  - соответственно энергия и продольный импульс частиц, рожденных в  $p\bar{p}$  и  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}^{17/}$ . Видно, что модель качественно воспроизводит эти распределения как в случае  $p\bar{p}$ - /рис.4а/, так и в случае  $pp$ -взаимодействий /рис.4б/.

На рис.5 демонстрируются более детальные, чем на рис.3, распределения заряженных частиц по псевдобыстройте для фиксированного интервала множественностей. Из этих распределений строились быстройтные корреляционные функции, представленные ниже. Как видно из рис.5, теоретические гистограммы близки к экспе-

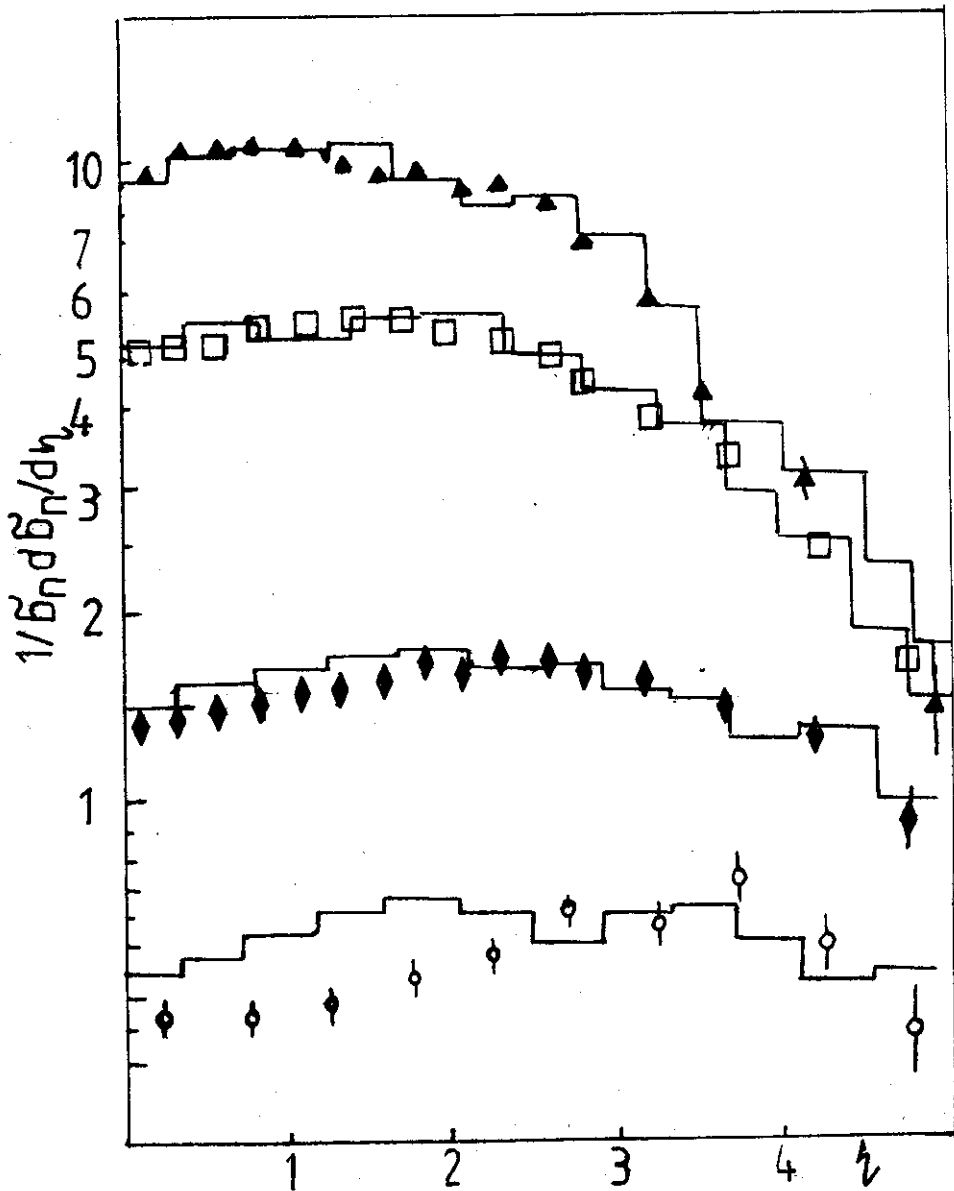


Рис.5. Распределения заряженных частиц  $p_{\pm}$  по псевдобыстроте  $\eta$  при фиксированных множественностях  $n_{\pm}$ :  $n_{\pm} \leq 10$  (o);  $12 \leq n_{\pm} \leq 20$  ( $\blacklozenge$ );  $42 \leq n_{\pm} \leq 50$  ( $\square$ );  $72 \leq n_{\pm} \leq 80$  ( $\blacktriangle$ ) в недифракционных  $pp$ -взаимодействиях при 546 ГэВ <sup>16/</sup> и в МКГС /гистограммы/.

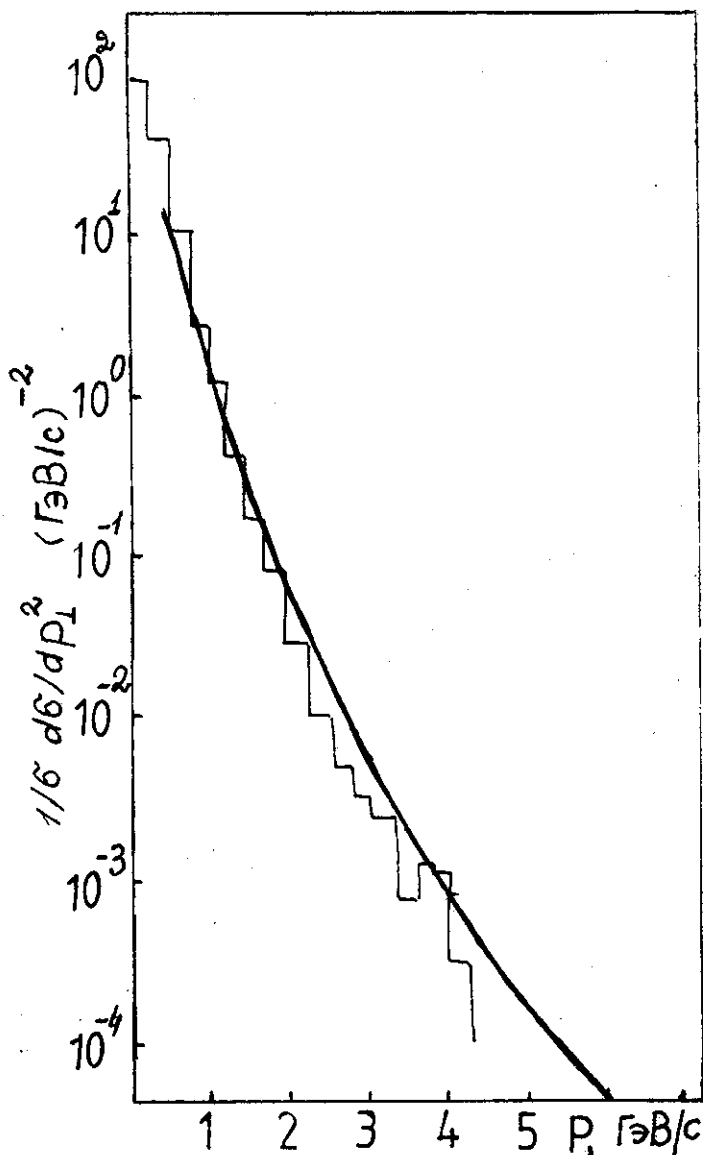


Рис.6. Распределения по поперечному импульсу заряженных частиц с  $|\eta| < 2,5$  в недифракционных  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ<sup>18/</sup>/сплошная кривая/ и в МКГС /гистограмма/.

риментальным точкам<sup>18/</sup>. На рис.6 представлено описание, с помощью модели экспериментальных распределений, заряженных частиц по поперечному импульсу в интервале быстрот  $|\eta| < 2,5$ .

вплоть до  $P_{\perp} = 4$  ГэВ/с. Сплошной линией на рис.6 изображен фит экспериментального распределения по поперечному импульсу <sup>/18/</sup>.

Для энергий  $\sqrt{s} \leq 53$  ГэВ распределение по множественности заряженных частиц  $P_{n_{\pm}}$  обычно представляется в форме  $\psi(z) = \langle n_{\pm} \rangle^{-1} P_{n_{\pm}}$ , где  $z = n_{\pm} / \langle n_{\pm} \rangle$ , которая не зависит от энергии сталкивающихся барионов. Это так называемый KNO-скейлинг <sup>/19/</sup>. При более высоких энергиях он нарушается, и в KNO-распределении появляется длинный "хвост" <sup>/20/</sup>. Как видно из рис.7, наша модель воспроизводит это нарушение KNO-скейлинга. Распределения по множественности заряженных частиц в интервалах псевдобыстроты  $|\eta| < \eta_c$  при энергии  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ сравниваются с расчетными гистограммами на рис.8, из которого видно, что модель дает близкие к эксперименту <sup>/21/</sup> распределения.

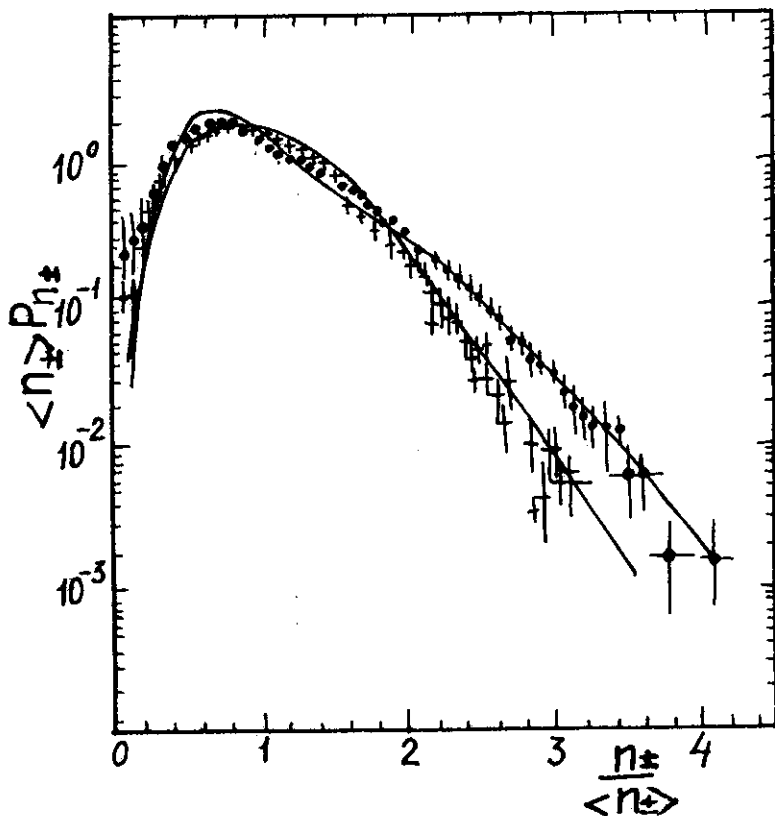


Рис.7. Распределения по множественности заряженных частиц в переменных KNO в недифракционных  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 53$  (+) и 546 (•) ГэВ <sup>/20/</sup>, полученные группой UA5, и в МКГС /сплошные линии/.



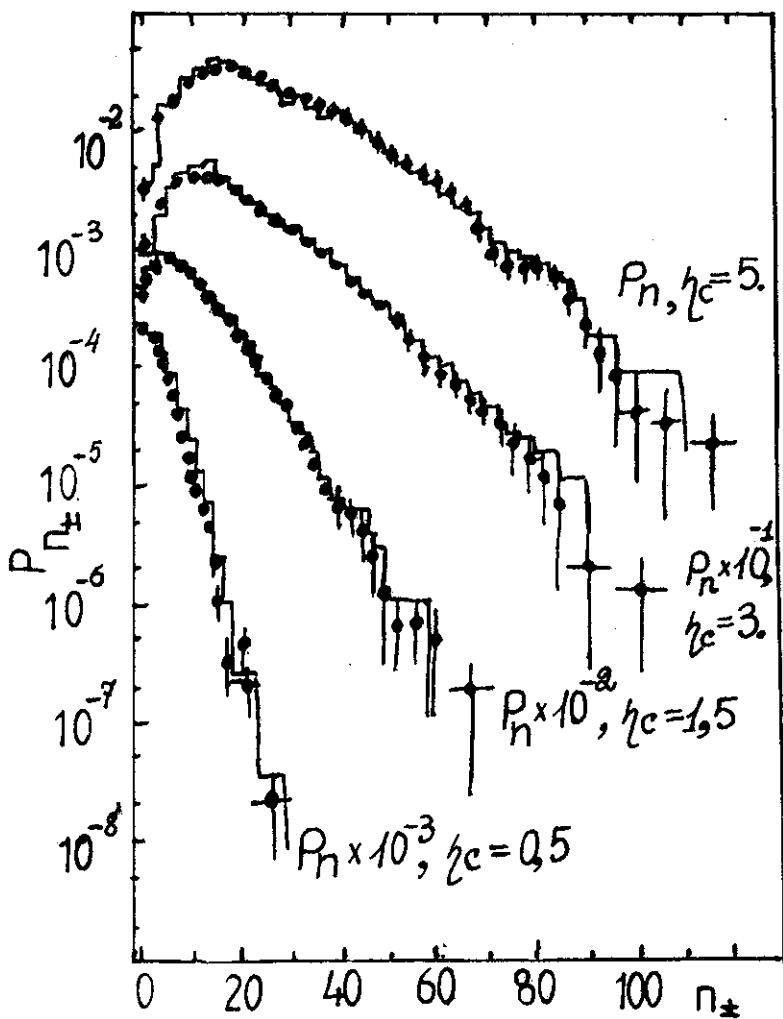


Рис. 8. Распределения по множественности заряженных частиц  $n$  в интервалах псевдобыстроты  $|\eta| < \eta_c$ ,  $\eta_c = 0,5; 1,5; 3,0; 5,0$  (•) в недифракционных рр-взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ<sup>21/</sup> и в МКГС /гистограммы/.

В работе<sup>22/</sup> были обнаружены корреляции между множественностями заряженных частиц в передней (F) и задней (B) полусферах. На рис.9. показана зависимость средней множественности заряженных частиц в задней полусфере  $\langle n_B \rangle$ , измеренной в интервале  $-4 < \eta < 0$ , от множественности в передней полусфере  $n_F$  для симметричного интервала  $0 < \eta < 4$  при энергиях  $\sqrt{s} = 200, 546$

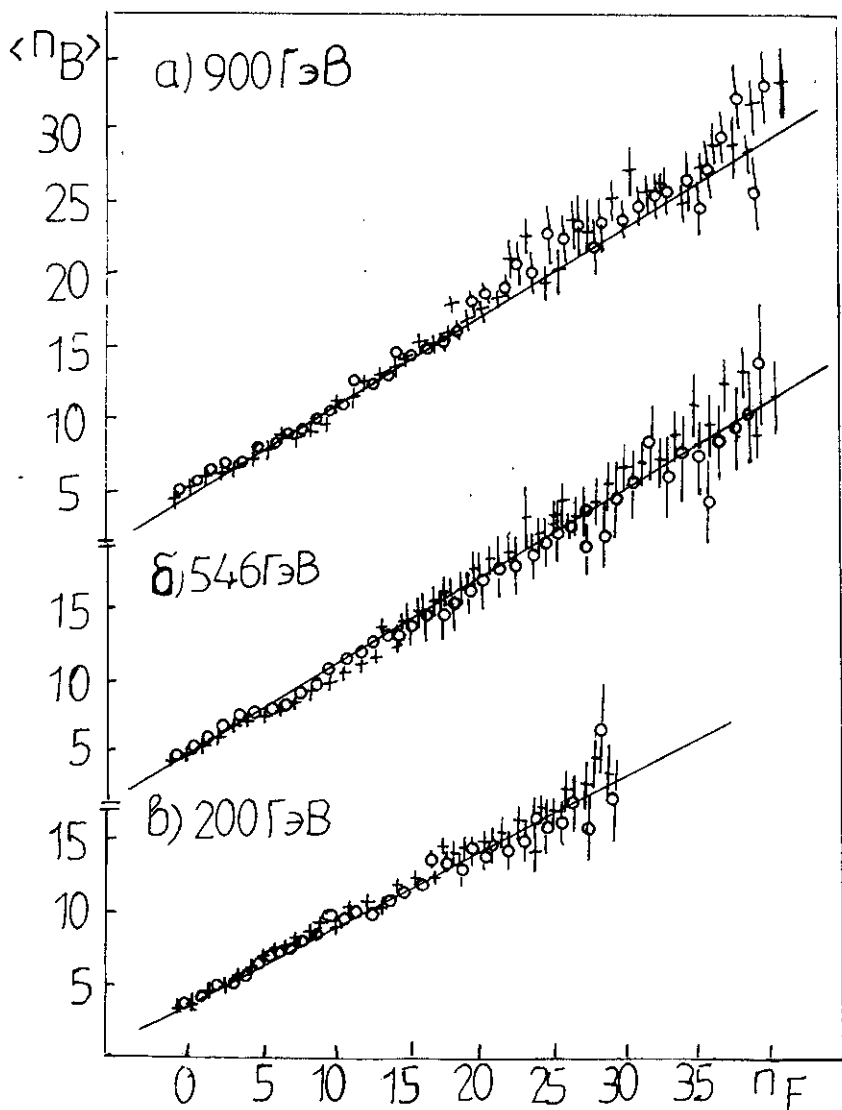


Рис.9. Зависимость среднего числа заряженных частиц в задней полусфере  $\langle n_B \rangle$  от числа заряженных частиц в передней полусфере  $n_F$  при  $0 \leq |\eta| < 4$  в недифракционных  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$  (O)<sup>122</sup> и в МКГС (+).

и 900 ГэВ. Эта зависимость аппроксимируется линейной функцией

$$\langle n_B(n_F) \rangle = a + b n_F. \quad /22/$$

Параметр  $b$  характеризует величину корреляции. Этот извлеченный из экспериментальных данных параметр растет с энергией. Теоретические точки несколько превышают экспериментальные. В модели наклон также растет с увеличением энергии, так как при этом увеличивается вклад в данный интервал псевдобыстроты большего числа цепочек.

Попытка воспроизвести в модели двухчастичные корреляции по псевдобыстроте для заряженных частиц

$$C(0, \eta) = \left( \frac{1}{\sigma} \frac{d^2 \sigma}{d\eta_1 d\eta_2} - \frac{1}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{d\eta_1} \frac{d\sigma}{d\eta_2} \right)_{\eta_1=0, \eta_2=\eta} = C_S(0, \eta) + C_L(0, \eta)$$

$$C_S(0, \eta) = \left( \frac{1}{\sigma} \frac{d^2 \sigma}{d\eta_1 d\eta_2} - \frac{1}{\sigma} \sum_n \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma_n}{d\eta_1} \frac{d\sigma_n}{d\eta_2} \right)_{\eta_1=0, \eta_2=\eta}, \quad /23/$$

$$C_L(0, \eta) = \left( -\frac{1}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{d\eta_1} \frac{d\sigma}{d\eta_2} + \frac{1}{\sigma} \sum_n \frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d\eta_1} \frac{d\sigma_n}{d\eta_2} \right)_{\eta_1=0, \eta_2=\eta},$$

при энергии столкновения  $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}^{23/}$  приведены на рис.10. Гладкие кривые на этом рисунке и далее получены из расчетных гистограмм путем сглаживания сплайнами<sup>24/</sup>. Из рисунка видно, что МКГС правильно передает характер корреляций. В модели короткодействующие корреляции  $C_S(0, \eta)$  возникают главным образом при распаде резонансов и кластеров с массой  $M_S < M_R + \Delta M$ .

Умение моделировать дифракционную диссоциацию в столкновениях адронов при высоких энергиях, на наш взгляд, прежде всего состоит в описании распределений по квадрату массы возбужденной системы  $M_x^2$ , по переданному четырехимпульсу  $t = -(P_p - P'_p)^2$ , где  $P_p$  и  $P'_p$  - четырехимпульс частицы до и после рассеяния, и в правильном описании распада возбужденной системы на адроны. Степень согласия результатов моделирования процесса дифракционной диссоциации в pp-взаимодействиях и результатов эксперимента<sup>25-27/</sup> показана на рис.11-13. На рис.11 демонстрируется распределение по  $M_x^2$ , полученное расчетным и экспериментальным путем. Вклад подпроцессов /16/ и /1в/ в это распределение определялся статистическими весами:

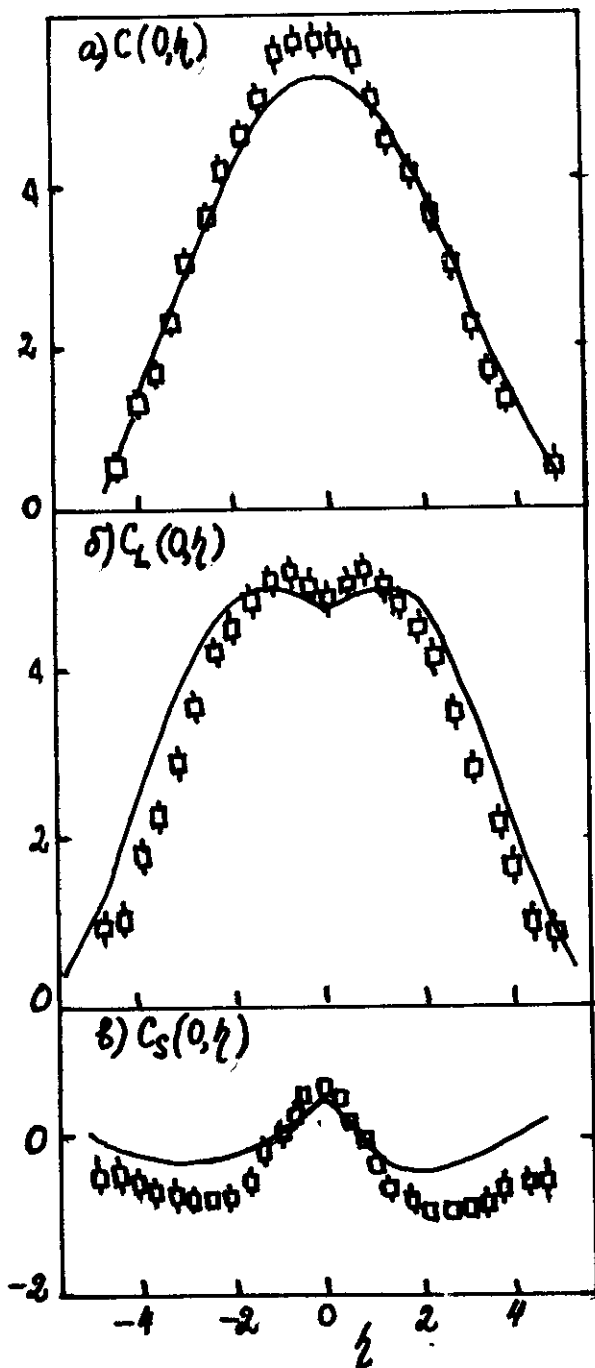


Рис.10. Двухчастичные корреляции по псевдобыстроте в недифракционных  $\bar{p}p$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}^{2/3}$ .

а/  $C(0, \eta)$  ( $\square$ ),  
 б/  $C_L(0, \eta)$  ( $\square$ ),  
 в/  $C_S(0, \eta)$  ( $\square$ ) и в МКГС /сплошная кривая/.

$$w_{16} = \frac{0,45 \sigma_D(s)}{\sigma_{in}(s)} \quad \text{и} \quad /24/$$

$$w_{16} = \frac{0,55 \sigma_D(s)}{\sigma_{in}(s)} .$$

Наша модель, конечно, не может претендовать на описание резонансных пиков в распределении по  $M_x^2$ . Падение теоретической кривой при  $M_x^2 \leq 1,9 \text{ ГэВ}^2$  связано с ограничениями, накладываемыми фазовым объемом. На рис.12 приведено расчетное и экспериментальное распределение по переданному импульсу при фиксированном квадрате возбужденной массы  $M_x^2$ . В качестве иллюстрации описания распада возбужденной системы на рис.13 приведены распределения заряженных частиц по псевдобыстроте  $\eta$  для выбранной массы  $M_x^2$ .

Средние характеристики процесса недифракционного взаимодействия,

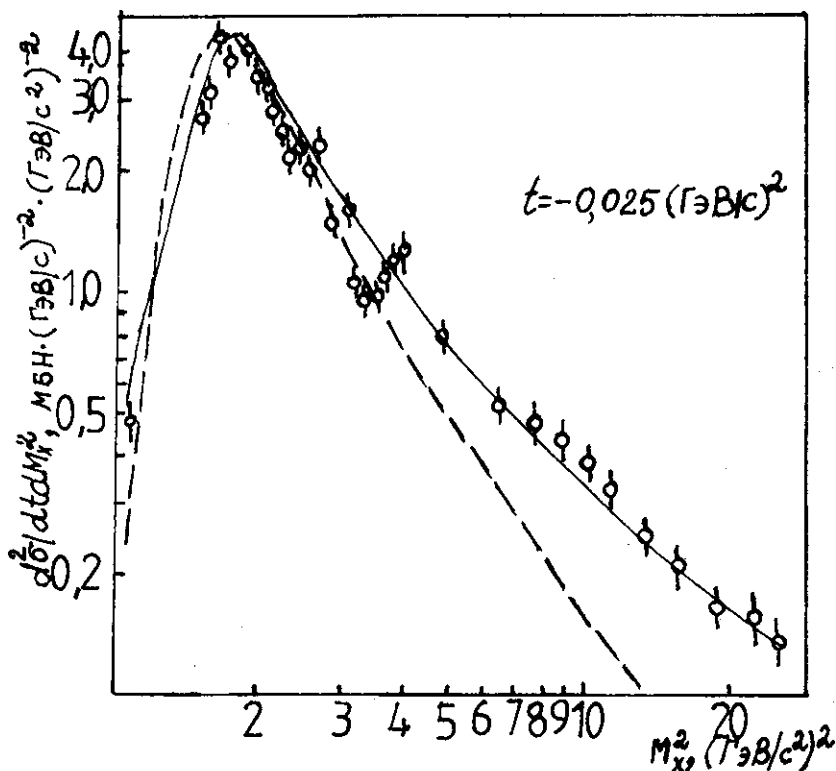


Рис.11. Распределение по квадрату массы  $M_x^2$  возбужденной системы при фиксированном переданном импульсе  $|t| = 0,025 (\Gamma_{ЭВ}/c)^2$  в  $pp \rightarrow pX$  и  $p\bar{d} \rightarrow dX$  при  $s = 500 \Gamma_{ЭВ}^2 / 25/$  и в МКГС /сплошная линия/, а также в случае процесса дифракционной диссоциации с возбуждением малой массы /см. рис.16/ /штриховая линия/.

рассчитанные по модели и измеренные экспериментально<sup>/29/</sup>, представлены в таблице. Это прежде всего средняя множественность заряженных частиц. Точно сравнить теоретические и экспериментальные значения этой величины сложно, т.к. экспериментальная установка не охватывает всего интервала псевдобыстрот. Кроме того, в таблице приведены средние значения рожденных странных барионов  $\langle n_{\Lambda\bar{\Lambda}} \rangle$ , протонов и антипротонов  $\langle n_{pp} \rangle$ , которые определяются в модели параметрами подавления странности  $\gamma_s$  и барион-антибарионных пар  $\gamma_{B\bar{B}}$ . Прямо связано с величиной  $\gamma_s$  и среднее число  $\langle n_{K^\pm} \rangle$ . Выбор параметров в распределении по поперечному импульсу кварков /антикварков/ в протоне /антипрото-

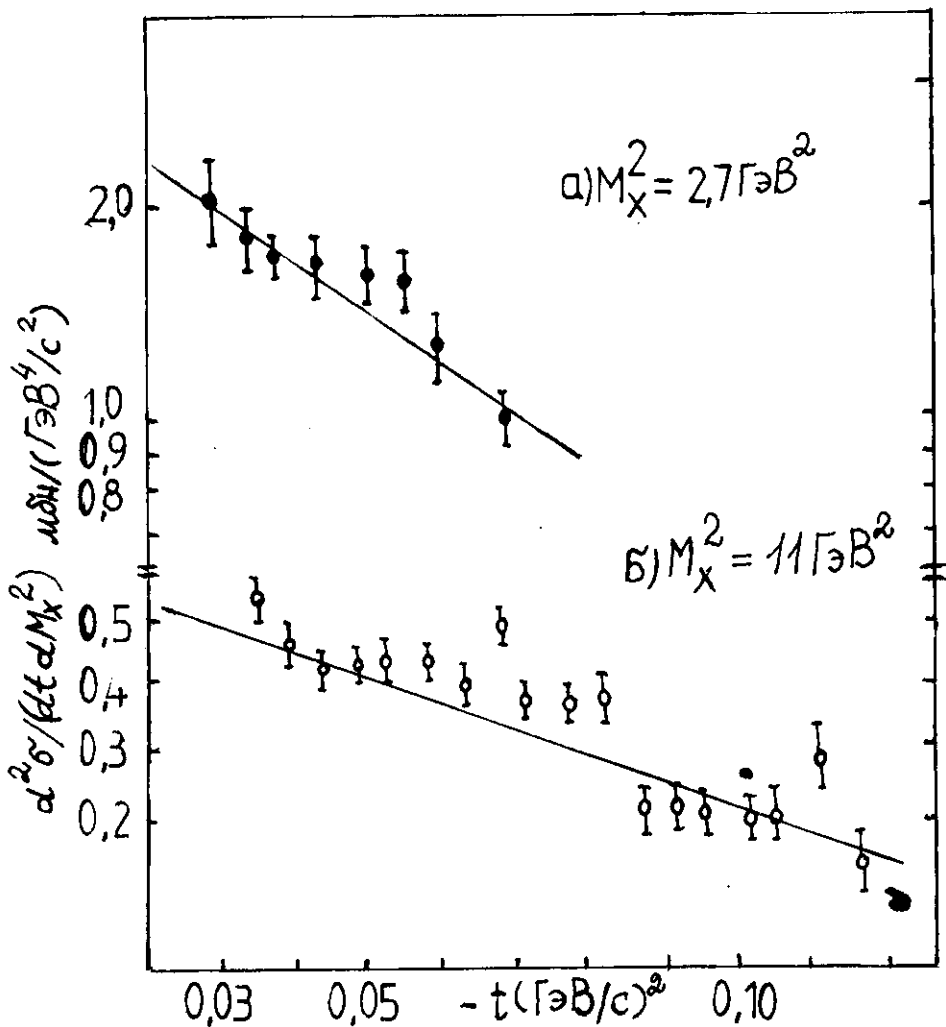


Рис.12. Распределение по переданному четырехимпульсу  $t$  при различных значениях квадрата возбужденной массы  $M_x^2$  в  $p d \rightarrow d X$  взаимодействиях: а/ при  $M_x^2 = 2,7 \text{ ГэВ}^2$  ( $P_{\text{LAB}} = 154 \text{ ГэВ}/c$ )<sup>/26/</sup>, б/ при  $M_x^2 = 11 \text{ ГэВ}^2$  ( $P_{\text{LAB}} = 252 \text{ ГэВ}/c$ )<sup>/26/</sup>.

не/ и в распределении по поперечному импульсу кварков /антикварков/ при распаде струны обуславливает приведенные в таблице средние значения поперечных импульсов частиц  $\langle P_{\perp K} \rangle$ ,  $\langle P_{\perp \pi} \rangle$ ,  $\langle P_{\perp p} \rangle$ <sup>/30/</sup>.

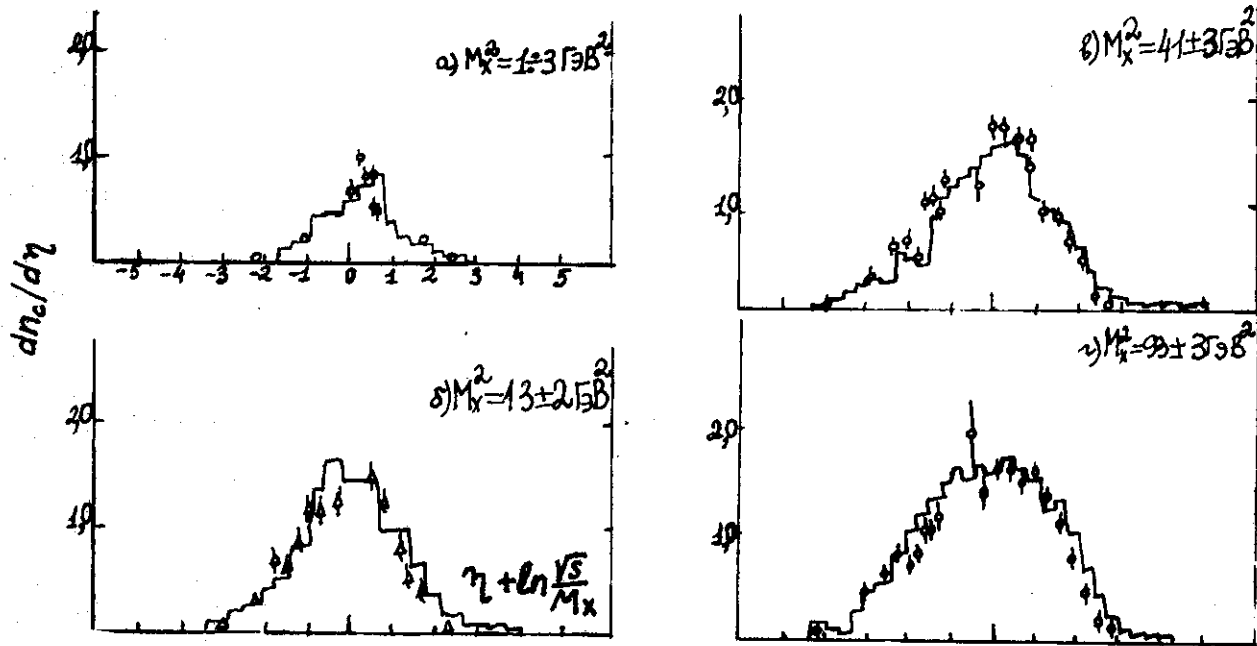


Рис.13. Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте  $\eta + \Delta\eta$ , где  $\Delta\eta = \ln \frac{\sqrt{s}}{M_x}$ , в процессе одночастичной дифракции  $pp \rightarrow pX$  при  $s = 249 \Gamma \text{эВ}^2$  при фиксированной массе возбужденной системы  $M_x^2$ . а/  $M_x^2 = 1.3 \Gamma \text{эВ}^2$ ; б/  $M_x^2 = 13 \pm 2 \Gamma \text{эВ}^2$  ( $\Delta$ ); в/  $M_x^2 = 41 \pm 2 \Gamma \text{эВ}^2$ ; г/  $M_x^2 = 93 \pm 2 \Gamma \text{эВ}^2$  ( $\circ$ )/27/ и в МКГС /гистограммы/.

Характеристики недифракционных  $\bar{p}p$ -взаимодействий  
при высоких энергиях, полученные группой UA5, и в МКГС

$\sqrt{s}$	53 ГэВ		200 ГэВ		546 ГэВ		900 ГэВ	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
$\langle n_{\pm} \rangle$	13,26	$11,5 \pm 0,2$	21,85	$21,4 \pm 0,6$	30,45	$28,1 \pm 0,9$	34,86	$35,6 \pm 1,1$
$\langle n_{K^+K^-} \rangle$	0,95	$0,74 \pm 0,11$	1,74	$1,56 \pm 0,24$	2,49	$2,24 \pm 0,16$	3,01	$3,62 \pm 0,26$
$\langle n_{p\bar{p}} \rangle$	1,31	$1,3 \pm 0,05$	1,70	$1,87 \pm 0,28$	2,16	$2,45 \pm 0,16$	2,42	$2,85 \pm 0,46$
$\langle n_{\Lambda\bar{\Lambda}} \rangle$	0,37	-	0,60	0,29*	0,93	$0,60 \pm 0,11$	1,08	$0,88 \pm 0,21$
$\langle P_{\perp \pi} \rangle$	0,35	-	0,38	0,37*	0,39	0,40*	0,41	0,42*
$\langle P_{\perp K} \rangle$	0,47	-	0,50	0,57*	0,52	0,57*	0,54	0,63*
$\langle P_{\perp p} \rangle$	0,54	-	0,57	0,53*	0,62	0,62*	0,65	0,68

\* Данные группы UA5, полученные путем моделирования в /30/.



#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана модель кварк-глюонных струн, с помощью которой проведены расчеты  $pp$ - и  $pp$ -взаимодействий при высоких энергиях. Результаты сравнивались с широким спектром экспериментальных данных. Выполненное сравнение демонстрирует пригодность модели для описания множественного рождения. Программа генерации доступна всем желающим ею воспользоваться. С ее помощью можно провести более тщательный анализ данных не только в случае  $pp$ - и  $pp$ -взаимодействий, но и для других сталкивающихся адронов. Следует подчеркнуть, что, оставаясь в рамках выбранных асимптотик функций распределений конstituентов и функций фрагментации лидирующих конstituентов, взятых из<sup>5,6/</sup>, и используя "квази-эйкональную" формулу /3/ для определения числа пар кварк-глюонных струн, мы не смогли воспроизвести энергетическую зависимость распределений заряженных частиц по псевдобыстроте. Описание этой зависимости достигается при использовании параметризации /4/.

Авторы благодарны А.Б.Кайдалову, Л.И.Сарычевой и Л.Н.Смирновой за многочисленные обсуждения и помощь в разработке модели.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Raige P.E., Protopopescu S.D. - BNL-report, 1986, BNL-37066.
2. Bengtsson H.U., Ingelman G. - Comp.Phys.Comm., 1985, 34, p.251.
3. Andersson B, Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. - Nucl. Phys., 1987, B281, 289; Lund preprint, 1987, TP87-6.
4. Амелин Н.С. - ОИЯИ, P2-86-837, Дубна, 1986.
5. Кайдалов А.Б. - XI школа физики ИТЭФ, ИМ.: Энергоатомиздат, 1983, в.4, с.3.  
Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. - ЯФ, 1984, 39, с.1545.
6. Кайдалов А.Б. - ЯФ, 1987, 45, с.1452.
7. Capella A., Tran Thanh Van J. - Z.Phys.C., 1983, 18, p.85.  
Fiałkowski K., Kotański A. - Phys. Lett., 1972, 115B, p.425.  
Dias de Deus J. - Phys.Lett., 1981, 100B, p.117.  
Benecke J., Kuhn J.. - Nucl.Phys., 1978, B140, p.179.  
Capella A., Krzywicki A. - Phys.Rev., 1978, D18, p.1420.
8. Aurenche P., Voop F.W., Ranft J. - 1983, LAPP-TH-83; 1984, LAPP-TH-109; Phys.Rev., 1986, D33, p.1867.
9. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. - ЯФ, 1984, 40, с.1650.

10. Амелин Н.С., Островидов А.И. - ОИЯИ, P2-88-801, Дубна, 1988.
11. Ter-Martirosyan K.A. - Phys.Lett., 1973, 44B, p.377.
12. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. М.: Наука, 1976.
13. Giacomelli G., Jacob M. - Phys.Rep., 1979, 55, p.1.
14. Polanski A., Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V. - JINR, E2-88-793, Dubna, 1988.
15. Feynman R.P., Field R.D. - Nucl.Phys., 1978, B136, p.1.
16. Alner G.J. et al. - Phys.Rep., 1987, 154, p.247.
17. Camilleri L. - Phys.Rep., 1987, 144, p.51.
18. Arnison G. et al. - Phys.Lett., 1982, 118B, p.167.
19. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. - Nucl.Phys., 1972, B40, p.304.
20. Alner G.J. et al. - Phys.Lett., 1984, 138B, p.304.
21. Alner G.J. et al. - Phys.Lett., 1985, 160B, p.193.
22. Alner G.J. et al. - Nucl.Phys., 1987, 291B, p.445.
23. Ansorge R.E. et al. - Z.Phys.C, 1988, 37, p.191.
24. Brun R., Ivanchenko I., Palazzi P. - HBOOK-USER GUIDE, version 3, CERN DATA handling division, 1977.
25. Мухин С.В., Царев В.А. - ЭЧАЯ, 1977, 8, з.489.
26. Goulianos K. - Phys.Rep., 1983, 101, p.169.
27. Albrow M.G. et al. - Nucl.Phys., 1976, B108, p.1; B102, p.275.
28. Geich-Gimbel C. et al. - "Particle production at collider energies". - BONN-HE-87-30, 1987.
29. Ansorge R.E. et al. - Dec. 1, 1988, CERN-EP/88-172.
30. Alner G.J. et al. - 1986, CERN-preprint, CERN-EP/86-213.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 марта 1989 года.