

3077/2-79



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

13/8-79

К-172

P2 - 12330

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ  
В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
И СТРУКТУРА АДРОНА

1979

P2 - 12330

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу,<sup>1</sup> В.Л.Шмонин<sup>2</sup>

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ  
В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
И СТРУКТУРА АДРОНА

*Submitted to "Physica Scripta"*

---

<sup>1</sup> ИПФ АН МССР, Кишинев.

<sup>2</sup> ИФВЭ АН КазССР, Алма-Ата.



Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л.

P2 - 12330

Множественное рождение в адронных  
столкновениях и структура адрона

Работа посвящена дальнейшему развитию сформулированной авторами модели множественного рождения частиц в адронных столкновениях при энергиях  $10 \text{ ГэВ} \div 10 \text{ ТэВ}$ , основанной на кварк-глюонной картине строения адрона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L.

P2 - 12330

Multiple Production in Hadron  
Interactions and Hadron Structure

This paper is a further development of the model of multiple particle production in hadron collisions at the energies from 10 GeV to 10 TeV, suggested by the authors earlier. It is based on the quark-gluon hadron picture.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее мы провели анализ ряда характеристик процессов множественного рождения в адрон-адронных<sup>/1/</sup> и адрон-ядерных<sup>/2/</sup> взаимодействиях на основе довольно общих следствий из квантовой хромодинамики /КХД/ и сформулированных на ее основе феноменологических кварк-глюонных моделей /КГМ/ структуры адрона<sup>/3/</sup>. Анализ показал, что многие установленные в эксперименте факты и закономерности достаточно просто интерпретируются в рамках такого подхода. Наиболее существенным его элементом является представление о двухкомпонентности строения адрона /кварки и глюоны/ и различном проявлении этих компонент в столкновениях адронов при высоких энергиях.

Сохранение в большинстве случаев лидирующей частицей квантовых чисел первичного адрона, скейлинг в области фрагментации, подавленность каскада лидирующей частицы в адрон-ядерных столкновениях и ряд других фактов свидетельствуют об относительно пассивной роли валентных кварков в процессах множественного рождения\*. Согласно КГМ при недифракционном взаимодействии достаточно энергичных адронов кварки с хорошей точностью сохраняют те импульсы, которыми они обладали до столкновения<sup>/3/</sup>. Последующая адронизация кварковой компоненты приводит к образованию малого, практически не

\* Роль взаимодействия кварков может оказаться доминирующей в весьма редких специально отобранных событиях, например, в рождении частиц с большими поперечными импульсами /4/, а также при ультравысоких энергиях.

зависящего от энергии числа частиц, составляющих фрагментационную часть спектра.

Напротив, предполагаемое интенсивное взаимодействие глюонных полей адронов приводит к их взаимному торможению с большим энерговыделением и образованием сильно возбужденной глюонной системы - кластера. При адронизации кластера происходит образование подавляющего большинства вновь рожденных частиц.

В рамках квантовой хромодинамики разный характер взаимодействия двух компонент адрона обусловлен главным образом двумя обстоятельствами:

а/ импульсные распределения для глюонов  $x \cdot G(x)$  при небольших  $x$  значительно превышают соответствующие величины для кварков<sup>/5/</sup>. При точечно-подобном же характере взаимодействия наиболее эффективно взаимодействуют партоны с малыми относительными импульсами, то есть с малыми  $x$ ;

б/ сечение рассеяния на большие углы в глюон-глюонном взаимодействии более чем на порядок превосходит аналогичные величины для столкновений кварк-кварк и почти на порядок для кварк-глюонных<sup>/6/</sup>. Это, по-видимому, и оправдывает сформулированное Ван-Ховом<sup>/3/</sup> предположение о том, что эффективное взаимодействие глюонов сильнее, чем кварков с глюонами, которое, в свою очередь, превышает эффективное взаимодействие кварков.

Другим оправданием такого предположения, как уже указывалось выше, является успех проведенного на его основе анализа множественного рождения в адрон-ядерных взаимодействиях<sup>/2/</sup>.

Таким образом, поскольку основную роль во множественном рождении для среднего акта играет взаимодействие глюонных полей, то именно их свойствами, а также характером развития глюонного кластера определяются результаты процесса.

Здесь мы попытаемся уточнить предложенную нами ранее схему<sup>/1/</sup> и сопоставить ее выводы с некоторыми средними характеристиками множественного рождения адронов в  $p$ - $p$  взаимодействиях в широком интервале энергий от  $\sim 10$  ГэВ до нескольких десятков ТэВ.

Распространение подхода на дифференциальные характеристики представляет собой весьма важный вопрос, требующий специального рассмотрения.

## 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЛЮОННОГО КЛАСТЕРА

### 1. Образование кластера

По-прежнему, как и в<sup>/1/</sup>, полагаем, что взаимодействие адронов высоких энергий в системе их центра масс можно представить следующим образом.

Кварковые компоненты адронов, оторвавшись от глюонных полей, уносят импульсы  $(1 - \delta_i) p_h$ , где  $p_h$  - импульс адрона, а  $\delta_i$  - доля импульса, принадлежащая глюонному полю адрона сорта  $i$  /например,  $\delta_p \approx 0,27$ ,  $\delta_\pi \approx 0,38$ <sup>/2/</sup>. Импульсы, затраченные на образование кластерной системы, равны соответственно  $\delta_i p_h$ .

Вполне естественно, что способность к взаимному торможению глюонных полей ограничена. Поэтому только некоторая часть  $Q$  импульсов  $\delta_i \cdot p_h$  может быть взаимно погашена. При тех энергиях, когда  $\delta_i p_h \leq Q$ , образуется единый равновесный кластер. При больших энергиях глюонные поля сохраняют импульсы

$$q_i = \delta_i p_h - Q \quad /1/$$

Это приводит к возникновению продольного коллективного движения в кластере, а при достаточно высоких энергиях  $\gtrsim 3 \cdot 5$  ТэВ<sup>/1/</sup> - к разрыву кластера на две в конечном итоге независимо распадающиеся части.

При наличии коллективного движения значения энергий возбужденных глюонных полей, входящих в состав кластерной системы, определяются выражением

$$\epsilon_i = \sqrt{p_h^2 + m_i^2} - \sqrt{(1 - \delta_i)^2 \cdot p_h^2 + \mathcal{M}_i^2} \quad /2/$$

$/m_i$  - масса адронов, а  $\mathcal{M}_i$  - эффективные массы лидирующих систем, образованных кварковыми компонентами/, а их массы

$$\mu_i = \sqrt{\epsilon_i^2 - q_i^2} \quad /3/$$

Поскольку импульс кластерной системы в с.ц.м. сталкивающихся адронов

$$P_k = (\delta_1 - \delta_2) p_h, \quad /4/$$

а ее энергия и масса

$$E_k = \epsilon_1 + \epsilon_2, \quad /5/$$

$$M_k = \sqrt{E_k^2 + P_k^2}, \quad /6/$$

энергия коллективного движения определяется выражением

$$E_{coll} = M_k - \mu_1 - \mu_2. \quad /7/$$

Следовательно, часть энергии кластера, идущая на образование частиц,

$$W = M_k - E_{coll} = \mu_1 + \mu_2. \quad /8/$$

Величина  $Q$ , характеризующая способность глюонных полей к взаимному торможению и определяющая интенсивность коллективного движения в кластере, рассматривается в данной формулировке как феноменологическая константа. Сопоставление с экспериментом показывает, что  $Q \approx 1,25 \text{ ГэВ/с}$ .

## 2. Адронизация кластера

Прежде всего примем во внимание следующее обстоятельство. Глюонное вещество, оказавшись в свободном состоянии в результате отрыва от кварков, является абсолютно нестабильным. Безмассовость позволяет допустить, что расширение образовавшегося кластера в собственной системе происходит с около-световой скоростью. Такое допущение подтверждается результатами исследований пространственно-временного развития процесса множественного рождения адронов на основе данных по адрон-ядерным взаимодействиям<sup>/2/</sup>. Расширение кластера приводит к тому, что за время, необходимое для восстановления глюонным веществом кварковой компоненты  $\tau_h$ , то есть время адронизации, объем кластера по сравнению с его начальным объемом значительно увеличится.

Поскольку время адронизации  $\tau_h$  должно определяться лишь константой кварк-глюонного взаимодействия, естественно считать его локальным свойством глюонного вещества, в первом приближении не зависящим от первичной энергии и природы взаимодействующих частиц. Постоянство  $\tau_h$  является важным фактором, определяющим процессы множественного рождения в рамках нашей модели\*.

Рассмотрим его следствия, касающиеся величины распадного объема кластера  $V_h$ .

При тех энергиях, когда  $P \leq Q$ , распадный объем кластера постоянен. По оценкам работы<sup>/1/</sup>  $V_h \approx 56 \text{ Фм}^3$ .

С возникновением коллективного движения в кластере происходит увеличение  $V_h$ , которое можно приблизительно оценить следующим образом. Время адронизации глюонного вещества в каждой из двух движущихся друг относительно друга частей кластера увеличивается на лоренц-фактор коллективного движения  $\gamma_{coll}$ . Поперечная составляющая скорости расширения кластера уменьшается на тот же фактор. Вследствие этого поперечные размеры кластера в момент его распада не изменяются с ростом первичной энергии  $E^{11}$ . Скорость же расширения кластера в продольном направлении независимо от  $E$  близка к  $c$ , вследствие чего увеличение продольного размера кластера в момент распада пропорционально  $\gamma_{coll}(E) \cdot \tau_h \cdot c$ . Таким образом, при наличии коллективного движения для распадного объема можно написать приближенное выражение:

$$V_h \approx \frac{4}{3} \pi (r_0 + \tau_h c)^2 (r_0 + \gamma_{coll}(E) \cdot \tau_h \cdot c), \quad /9/$$

где  $r_0$  - начальный радиус кластера. Естественно предположить, что величина  $r_0$  - порядка формфактора адрона, то есть  $r_0 \approx 0,8 \text{ Фм}$ .

Такое определение распадного объема имеет смысл при таких энергиях, когда распадающийся кластер можно рассматривать как единую динамически связанную систему, то есть когда

\* В работе<sup>/1/</sup> при анализе процесса множественного рождения в р-р-столкновениях мы полагали постоянство объема адронизации  $V_h$ , что, очевидно, тождественно положению о постоянстве  $\tau_h$  в случае единого равновесного кластера.

коллективное движение еще не настолько развито, чтобы разорвать кластер на две независимо распадающиеся части. Ориентировочно энергию  $E^{in}$ , при которой происходит выход на двухкластерный режим, можно оценить из соотношения

$$\frac{\Gamma_0 + \gamma_{coll} (E^{in}) \cdot \tau_h \cdot c}{\Gamma_0 + \tau_h \cdot c} \approx 2. \quad /10/$$

/Тогда из /10/ следует, что  $\gamma \approx 2,5$ , т.е. скорость  $V$  перемещения частей кластера в с.ц.и. приближается к околосветовой  $V \approx 0,92 c$ . Поэтому обмен веществом между обеими частями в продольном направлении при условии /10/ должен резко замедлиться, а сами эти части и в термодинамическом смысле - обособиться/. То есть  $E^{in}$  - энергия, при которой распадный объем кластера приближается к удвоенному  $V_h$  в отсутствие коллективного движения. При больших энергиях рост распадного объема прекращается.

В ряде работ /см. /7/ и ссылки в ней/ показано, что при нелинейном взаимодействии стохастическое движение, а следовательно и статистические законы, могут возникать даже в весьма простых динамических системах. Нелинейность соответствующих глюонам калибровочных полей позволяет допустить стохастичность развития кластерной системы.

К статистическим распределениям по наблюдаемым степеням свободы приводит также утрата части информации о деталях развития динамической системы. При исследовании процессов множественного рождения такая утрата информации происходит как за счет методических причин - определяются, как правило, инклюзивные и полунклюзивные характеристики, - так и за счет ненаблюдаемости кварков и глюонов. В конечном итоге это и приводит к необходимости статистического /термодинамического/ описания процесса адронизации кластера.

Таким образом, по нашему мнению, использование термодинамических соотношений для описания распада кластера следует рассматривать не как попытку фитировать эксперимент, а как необходимость, обусловленную современным уровнем информации о свойствах сильного взаимодействия и характером конкретного, рассматриваемого нами канала - множественного рождения.

В соответствии с этим принимаем, что для распадного состояния кластера справедливы соотношения, описывающие "черное" излучение

$$W_\pi \approx \frac{3}{2\pi^2} \frac{V}{(\hbar c)^3} T^4 \cdot \Phi_B(\mu_\pi/T), \quad /11/$$

$$n_\pi \approx \frac{3}{2\pi^2} \frac{V}{(\hbar c)^3} T^3 F_B(\mu_\pi/T). \quad /12/$$

В /11/, /12/  $n_\pi$  - число  $\pi$ -мезонов, образующихся при распаде кластера,  $\mu_\pi$  - их масса, а  $T$  - температура распада.

$$\Phi_B(z) = z^4 \int_0^\infty \frac{x^2 \sqrt{1+x^2} dx}{\exp[z \sqrt{1+x^2}] - 1}, \quad /13/$$

$$F_B(z) = z^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp[z \sqrt{1+x^2}] - 1}. \quad /14/$$

При  $z \approx 1$  функции /13/, /14/ с точностью до 1% аппроксимируются выражениями /1/;

$$\Phi_B(z) \approx A z^\nu; \quad A = 5,76; \quad \nu = -0,188; \quad /15/$$

$$F_B(z) \approx B z^\mu; \quad B = 1,77; \quad \mu = -0,43. \quad /16/$$

### 3. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

#### 1. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от $E_L$

Воспользовавшись формулами /12/ и /16/, получим следующее выражение для  $\langle n_{ch} \rangle$ :

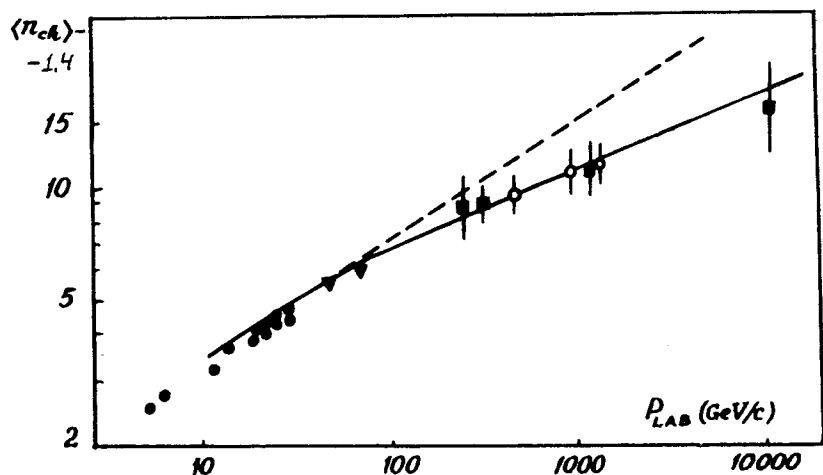


Рис.1. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle - 1,4$  от  $P_{Lab}$ ; эксперимент /11/

$$\langle n_{ch} \rangle (E_L) = \frac{B}{\pi^2} \cdot \frac{V_h(E_L)}{(\hbar c)^3} T(E_L)^{3-\mu} \frac{\mu}{\pi} \quad /17/$$

На рис. 1 проведено сравнение расчета по формуле /17/ с экспериментальными данными. Сплошная кривая - расчет, точки - экспериментальные данные для  $\langle n_{ch} \rangle$  с учетом поправки на среднее число сохранившихся заряженных частиц внекластерного происхождения /т.е.  $\langle n_{ch} \rangle - 1,4$ /. Пунктир - расчет по модели с постоянным объемом, то есть без учета коллективного движения.

## 2. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от $E_L$

Усреднение  $p_{\perp}$  по распределению

$$\frac{dn}{dx} = \frac{3}{2\pi^2} \cdot \frac{V_h}{(\hbar c)^3} T^3 x \int_0^{\infty} dy [\exp(z \sqrt{1+x^2+y^2} - 1)]^{-1} \quad /18/$$

/где  $x = p_{\perp} / \mu_{\pi}$ ,  $y = p_{\parallel} / \mu_{\pi}$  / приводит к зависимости  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $E_L$ , изображенной на рис. 2. Из рис. 2 видно, что в области

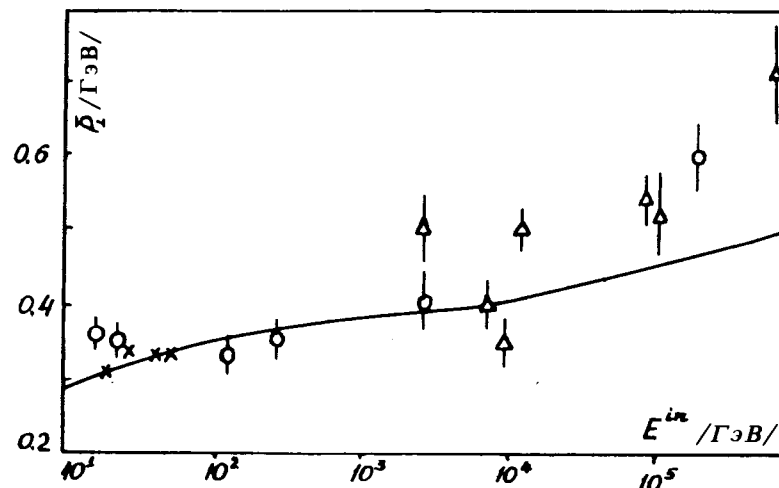


Рис.2. Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $E_{in}$ ; эксперимент /12/

$E_L$  от 200-300 ГэВ до ~3 ТэВ темп роста  $\langle p_{\perp} \rangle$  замедлен. Это связано с ростом объема адронизации, обусловленного развитием коллективного движения в кластере. При энергиях  $E_L > 100$  ТэВ в эксперименте наблюдается более быстрый рост  $\langle p_{\perp} \rangle$ , чем предсказывается моделью.

По-видимому, этот факт связан с качественными изменениями в характере адронных взаимодействий при очень высоких энергиях.

## 3. Качественный состав рожденных адронов

В термодинамических подходах обсуждаются два варианта вычислений выходов тяжелых частиц, рождающихся парами ( $K^{\pm}$ ,  $p\bar{p}$ ):

$$n_{q\bar{q}} = g_{q\bar{q}} \left( \frac{V_h T^3}{(2\pi)^{3/2} (\hbar c)^3} \right)^2 \left( \frac{m_q}{T} \right)^3 e^{-2m_q/T} \quad /19/$$

и

$$n_q = \frac{g_q}{2\pi^2} \cdot \frac{V_h T^3}{(\hbar c)^3} F_B \left( \frac{m_q}{T} \right). \quad /20/$$

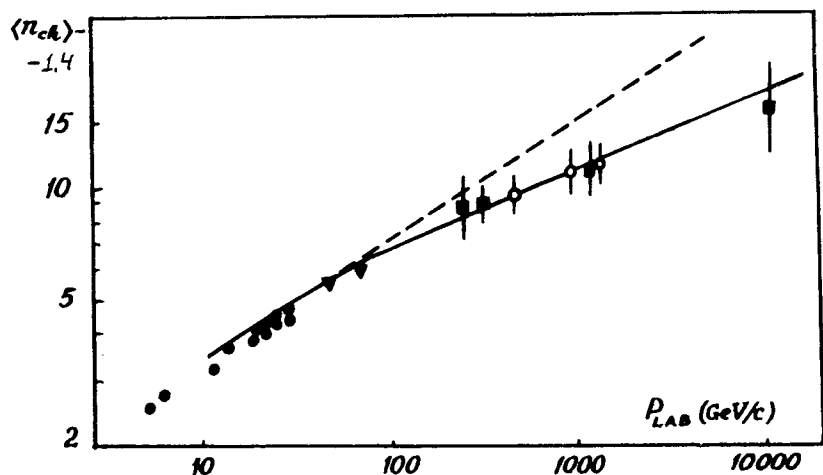


Рис.1. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle - 1,4$  от  $P_{Lab}$ ; эксперимент /11/

$$\langle n_{ch} \rangle (E_L) = \frac{B}{\pi^2} \cdot \frac{V_h(E_L)}{(\hbar c)^3} T(E_L)^{3-\mu} \mu_\pi^{\mu} \quad /17/$$

На рис. 1 проведено сравнение расчета по формуле /17/ с экспериментальными данными. Сплошная кривая - расчет, точки - экспериментальные данные для  $\langle n_{ch} \rangle$  с учетом поправки на среднее число сохранившихся заряженных частиц внекластерного происхождения /т.е.  $\langle n_{ch} \rangle - 1,4$ /. Пунктир - расчет по модели с постоянным объемом, то есть без учета коллективного движения.

## 2. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от $E_L$

Усреднение  $p_{\perp}$  по распределению

$$\frac{dn}{dx} = \frac{3}{2\pi^2} \cdot \frac{V_h}{(\hbar c)^3} T^3 x \int_0^{\infty} dy [\exp(z \sqrt{1+x^2+y^2} - 1)]^{-1} \quad /18/$$

/где  $x = p_{\perp} / \mu_\pi$ ,  $y = p_{\parallel} / \mu_\pi$  / приводит к зависимости  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $E_L$ , изображенной на рис. 2. Из рис. 2 видно, что в области

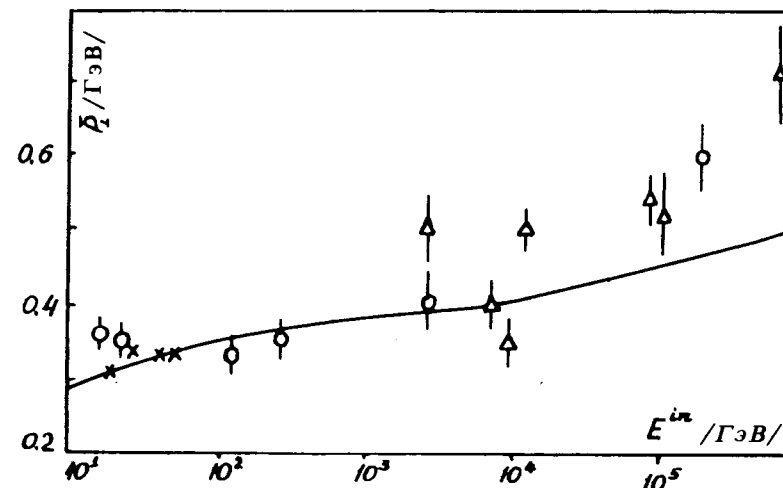


Рис.2. Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $E_{Lab}$ ; эксперимент /12/

$E_L$  от 200-300 ГэВ до ~3 ТэВ темп роста  $\langle p_{\perp} \rangle$  замедлен. Это связано с ростом объема адронизации, обусловленного развитием коллективного движения в кластере. При энергиях  $E_L > 100$  ТэВ в эксперименте наблюдается более быстрый рост  $\langle p_{\perp} \rangle$ , чем предсказывается моделью.

По-видимому, этот факт связан с качественными изменениями в характере адронных взаимодействий при очень высоких энергиях.

## 3. Качественный состав рожденных адронов

В термодинамических подходах обсуждаются два варианта вычислений выходов тяжелых частиц, рождающихся парами ( $K^{\pm}$ ,  $p\bar{p}$ ):

$$n_{q\bar{q}} = g_{q\bar{q}} \left( \frac{V_h T^3}{(2\pi)^{3/2} (\hbar c)^3} \right)^2 \left( \frac{m_q}{T} \right)^3 e^{-2m_q/T} \quad /19/$$

и

$$n_q = \frac{g_q}{2\pi^2} \cdot \frac{V_h T^3}{(\hbar c)^3} F_B \left( \frac{m_q}{T} \right). \quad /20/$$



В случае  $m_q \gg T/20$  приводится к виду

$$n_q = \frac{g_q}{2\pi^2} \frac{V_h T^3}{(hc)^3} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{m_q}{T}\right)^{3/2} e^{-m_q/T} \quad /21/$$

Выражение /19/ получено в предположении, что рождение  $q\bar{q}$ -пары - редкий процесс, то есть  $n_{q\bar{q}} \ll 1$  [8]. Выражения же /20/ и /21/ строго говоря, справедливы при  $n_q \gg 1$  [9].

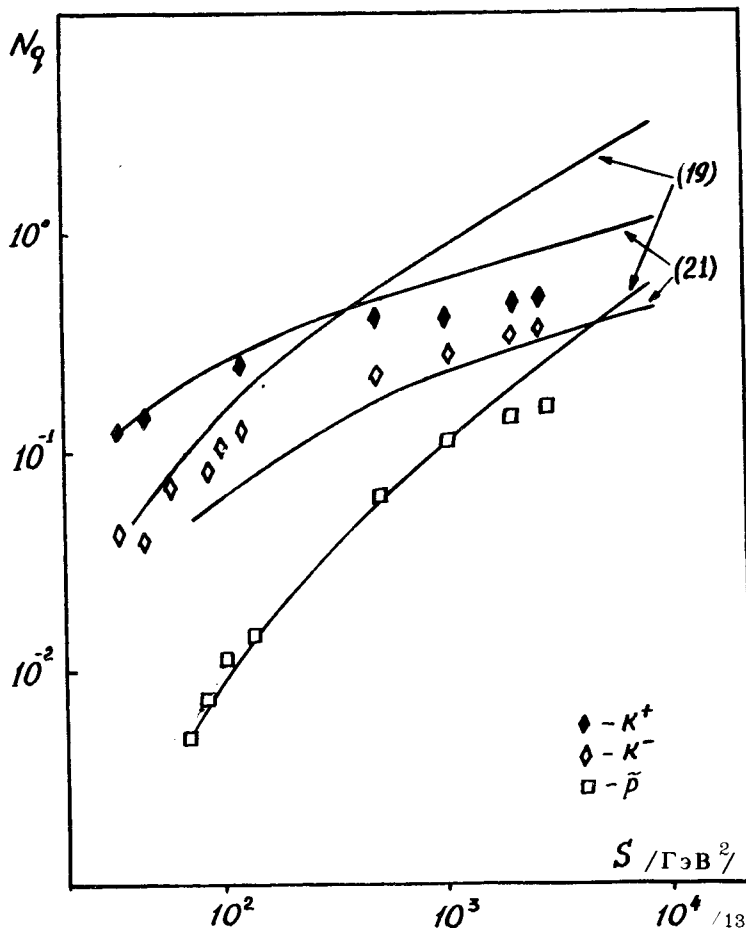


Рис.3. Зависимость  $\langle n_{K^\pm} \rangle, \langle n_{\bar{p}} \rangle$  от  $s$ ; эксперимент [13,14].

На рис. 3 приведены данные по зависимости средней множественности рожденных каонов и антипротонов от  $s = 2mE^{in}$ , а также результаты расчетов по формулам /19/ и /21/. Из рис. 3 видно, что при  $n_q = 0,2-0,3$  /19/ хорошо описывает эксперимент, а при больших  $n_q$  дает значительно более сильную зависимость выходов  $K^\pm$  и  $\bar{p}$ , чем наблюдается в эксперименте. При  $n_q = 0,2-0,3$  выражение /21/ правильно описывает характер роста выходов  $K^\pm$  и  $\bar{p}$  с увеличением  $s$ , расходясь с экспериментом по абсолютной величине на фактор "2".

В рамках принятых приближений такое согласие можно считать удовлетворительным.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы преследовали две цели:

1. Исследовать возможность установления качественного соответствия основных средних характеристик процесса множественного рождения современным представлениям о структуре адрона, сложившимся под влиянием данных по глубоконеупругим процессам и адронной спектроскопии.

Приведенные выше результаты, по нашему мнению, свидетельствуют о том, что такое соответствие имеет место.

2. Сформулировать количественно в наиболее простом и сжатом виде феноменологическую информацию о сильном взаимодействии, вытекающую из анализа множественного рождения.

По-видимому, и в достижении этой цели достигнут определенный успех. В широком интервале энергий  $E^{in}$ , где, по бытующим представлениям, существуют по крайней мере два переходящих один в другой режима генерации, зависимости  $\langle n_{ch} \rangle, \langle p_{ch} \rangle$  и качественного состава от  $E^{in}$  удастся описать ценой введения двух, имеющих простой физический смысл параметров:

- времени адронизации  $\tau_h$ ,
- импульса  $Q$ , определяющего способность глюонных полей адронов к взаимному торможению /величина  $\delta$  определяется и в других процессах, например в глубоконеупругом  $\mu-p$ -рассеянии [10].

Основными факторами, определяющими процесс множественного рождения, являются:

- а/ двухкомпонентность адронной структуры;
- б/ постоянство длины адронизации;
- в/ стохастичность развития кластера, приводящая к статистическим закономерностям его распада.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11620, Дубна, 1978.
2. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-11380, Дубна, 1978; *Z.Physik.* 1978, A288, p. 227.
3. Van Hove L. *Acta Phys.Pol.*, 1976, B7, p. 339.
4. Field R.D., Feynman R.P. *Phys.Rev.*, 1977, D15, p. 1590.
5. Buras A.J., Gaemers K.J. *F.Nuclear Physics*, 1978, B132, p. 249.
6. Combridge B.L., Kripfganz J., Ranft J. *Phys.Lett.*, 1977, 70B, p. 234.
7. Чириков Б.В. Препринт ИЯФ СОАН СССР 78-66, Новосибирск, 1978.
8. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, вып. 4, с. 539.
9. Сисакян А.Н., Фейнберг Е.Л., Чернавский Д.С. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 2, с. 545.
10. Politzer H.P. *Nucl.Phys.*, 1977, B122, p. 237.
11. Ferbel T. V *Int. Symp. on Many Particle Hydrodynamics June, 4-10, 1974, Eisenach and Leipzig, GDR.*
12. Satz H. TH 1905-CERN, 1974; Morrison D. *Proc. 4 Int. Conf. on High Energy Collissions, Oxford, 1972, p. 253.*
13. Antinucci H. et al. *Lett. Nuovo Cim.*, 1973, vol. 6, No. 4, p. 121.
14. Ferbel T. *Proc.III Int. Colloquium on Multiparticle Reactions, Zakopane, June, 1972.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 марта 1979 года.