

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

1139 / 2-81

9/III-81

P2-80-794

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ВОЗМОЖНОСТЯХ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА
К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ.

IV. Уточненная модель;

двухчастичные корреляции; общие выводы

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени выполнено значительное число экспериментов, в которых исследованы двухчастичные корреляции в процессе рождения адронов с большими p_{\perp} .

Существует мнение, что эти корреляции содержат убедительные доказательства доминирующей роли механизма "жестких" столкновений между составляющими адрона в процессе образования частиц с большими p_{\perp} , и более того, ставят под сомнение возможность интерпретации, основанной на термодинамической схеме^{1/}.

Уже в работах^{2/} была показана необоснованность такой точки зрения. Здесь мы уточним влияние основных факторов, приводящих к возникновению корреляций в рамках термодинамической модели. При этом будет использован усовершенствованный ее вариант, изложенный в^{3/}.

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ И ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

К наиболее изученным относятся корреляции между триггером-частицей, обладающей большим p_{\perp} , и частицами, либо вылетающими в сторону, противоположную направлению движения этой частицы, либо сопровождающими ее вылет в близкой области фазового пространства. Их называют корреляциями в "задней" либо в "передней" полусферах соответственно.

В нашем подходе причины возникновения корреляций этих двух типов различны. Сначала рассмотрим корреляции в задней полусфере. В^{2/} показано, что основной их причиной является локализация импульса отдачи, возникающего при испускании триггерной частицы на некоторой весьма малой части вещества компаунд-системы. Эта локализация обусловлена тем, что расширяющаяся с околосветовой скоростью компаунд-система из-за ограниченности скорости распространения сигнала не может воспринять импульс отдачи как целое, в противном случае будет нарушен принцип причинности.

В результате в событиях, где рождается адрон с большим p_{\perp} , имеются два источника вторичных частиц: часть вещества компаунд-системы, получившая поперечный импульс в направлении,

противоположном направлению поперечного импульса триггера, и оставшаяся часть компаунд-системы, которая не воспринимает импульс отдачи.

Принимая во внимание коллективное движение в компаунд-системе^{/3/} и полагая /так же, как и в^{/2'/}, что масса части вещества, воспринимающая импульс отдачи, равна $m_{\text{corr}} \approx 4 \text{ ГэВ}$, получим следующее выражение для сечения рождения частиц сорта i в зависимости от p_{\perp} , быстроты y и азимутального угла ϕ :

$$\frac{d^3 \sigma_i}{d p_{\perp} dy d\phi} = \frac{\sigma_c}{(2\pi \hbar c)^3 r_h} \frac{p_{\perp}^2 \kappa}{\sqrt{s}} \int_0^{\tau_h} dt e^{-t/r_h} g_i(t) V(t) \left[\left(\frac{\sqrt{s}}{\kappa} - m_{\text{corr}} \right) \frac{1}{2y_m} \int_{-y_m}^{y_m} dy_0 \text{ch}(y-y_0) e^{-\frac{m_{\perp i} \text{ch}(y-y_0)}{T}} + \frac{m_{\text{corr}}}{2y_m} \int_{-y_m}^{y_m} dy_0 \text{ch}(y-y') e^{-E_s^i/T} \right] \quad /1/$$

Входящие в /1/ величины σ_c , r_h , κ , $g_i(t)$, $V(t)$, y_m определены в части III данного цикла^{/3/}.

Быстрота y' подсистемы, получившей отдачу при испускании компаунд-системой частицы с большим p_{\perp} , определяется выражением

$$y' = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{\text{corr}} + p_{\parallel \text{corr}}}{E_{\text{corr}} - p_{\parallel \text{corr}}} \quad /2/$$

где $p_{\parallel \text{corr}} \approx m_{\text{corr}} \text{sh } y_0$; /3/

E_s^i - энергия частицы i относительно этой подсистемы:

$$E_s^i = (E^i - \tilde{p} \beta_{\text{corr}}) \gamma_{\text{corr}}; \quad /4/$$

$E^i = m_{\perp i} \text{ch } y$ - энергия частицы i в лабораторной системе; \tilde{p} - проекция ее импульса на направление движения остатка:

$$\tilde{p} = \frac{p_{\perp} \cos(\pi - \phi) p_{\perp \text{tr}} + m_{\perp i} \text{sh } y m_{\perp} \text{sh } y_0'}{\sqrt{p_{\perp \text{tr}}^2 + m_{\perp}^2 \text{sh}^2 y_0'}}; \quad /5/$$

а γ_{corr} и β_{corr} - лоренц-фактор и скорость этого движения:

$$\gamma_{\text{corr}} = \frac{m_{\perp} \text{ch } y_0'}{m_{\text{corr}}}; \quad /6/$$

$$\beta_{\text{сорт}} = \sqrt{1 - \gamma_{\text{сорт}}^2} \quad /7/$$

Иные причины приводят к возникновению корреляций в передней полусфере. Корреляции между частицами с малыми Λ_z и Λ_y определяются, главным образом, возможностью испускания из компаунд-систем легких кластеров с последующей их адронизацией. Рассмотрим рождение по такой схеме пары частиц с небольшой эффективной массой и равным нулю угловым моментом. Пусть

$$p_{\perp 1}, p_{\perp 2}, \cos \theta_1, \cos \theta_2, \phi_1, \phi_2 \quad /8/$$

- импульсы и углы вылета частиц пары. Перейдем от переменных /8/ к переменным, характеризующим движение легкого кластера и его распад в собственной системе. В переменных /8/ легкий кластер обладает поперечным импульсом

$$p_{\perp} = \sqrt{p_{\perp 1}^2 + p_{\perp 2}^2 + 2p_{\perp 1} p_{\perp 2} \cos(\phi_1 - \phi_2)}, \quad /9/$$

продольным импульсом

$$p_{\parallel} = p_{\perp 1} / \text{tg} \theta_1 - p_{\perp 2} / \text{tg} \theta_2. \quad /10/$$

азимутальным углом

$$\phi = \text{arc tg} \left(\frac{p_{\perp 1} \sin \phi_1 - p_{\perp 2} \sin \phi_2}{p_{\perp 1} \cos \phi_1 - p_{\perp 2} \cos \phi_2} \right) \quad /11/$$

и массой

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - p_{\perp}^2 - p_{\parallel}^2}. \quad /12/$$

В выражении /12/

$$E_i = \sqrt{p_{\perp i}^2 \sin^2 \theta_i + m_i^2} \quad (i=1,2). \quad /13/$$

m_i - масса частицы i .

Далее, угол вылета ξ_1 первой частицы относительно направления движения легкого кластера в системе его покоя определяется соотношением

$$\cos \xi_1 = \frac{E_1 - E_2}{p \sqrt{1 - \frac{4m_1^2}{M^2}}}, \quad /14/$$

где $p = \sqrt{p_{\perp}^2 - p_{\parallel}^2}$ - импульс пары.

Наконец, для угла испускания ψ_1 первой частицы, отсчитываемого от пересечения перпендикулярной направлению движения кластера плоскости с плоскостью рассеяния, имеем

$$\psi_1 = \arctg \frac{p \sin(\phi_1 - \phi)}{p_{\perp} / \text{tg} \theta_1 + p_{\parallel} \cos(\phi_1 - \phi)} \quad /15/$$

Для вычисления сечения образования легкого кластера с характеристиками /9/-/12/ воспользуемся распределением Гиббса, проинтегрированным по координатам:

$$\frac{d^4 \sigma}{dp_{\perp} dp_{\parallel} d\phi dM} = \sigma_c \frac{GV \ell}{(2\pi \hbar c)^4} p_{\perp} e^{-E/T} \quad /16/$$

В /16/ E - энергия кластера; $G \approx g_1 g_2$ - его статистический вес, а ℓ - параметр, имеющий размерность длины и возникающий в результате интегрирования по координате, сопряженной с M . С учетом зависимости V , G и T от времени сечение образования легкого кластера и последующего его распада, определяемого углами ξ_1 и ψ_1 , можно представить в виде

$$\frac{d^6 \sigma}{dp_{\perp} dp_{\parallel} d\phi dM \cos \xi_1 d\psi_1} = \frac{\sigma_c}{4\pi} \frac{\ell p}{(2\pi \hbar c)^4} \int_0^{\infty} dt e^{-t/r_h} G(t)V(t)e^{-E/T} \quad /17/$$

Используя /17/, нетрудно перейти к выражению для сечения рождения пары частиц, описываемой наборами переменных /8/:

$$\frac{d^6 \sigma}{dp_{\perp 1} dp_{\perp 2} d\cos \theta_1 d\cos \theta_2 d\phi_1 d\phi_2} = \frac{\sigma_c}{4\pi} \frac{\ell p_{\perp}}{(2\pi \hbar c)^4} J \int_0^{\infty} dt e^{-t/r_h} G(t)V(t)e^{-E/T} \quad /18/$$

где J - якобиан перехода от переменных /9/-/12/, /14/, /15/ к переменным /8/.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В работе /4/ исследовано распределение по быстроте и азимутальному углу заряженных частиц, образованных в pp -столкновениях, в которых рождается частица с $p_{\perp} > 3$ ГэВ/с. На рис. 1 полученные в /4/ экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов, выполненных в соответствии с /1/-/7/. Из рис. 1 видно, что модель правильно воспроизводит не только наблюдаемые тенденции, но и абсолютные величины сечений. В /4/ отмечалось, что модели жестких столкновений не в состоянии

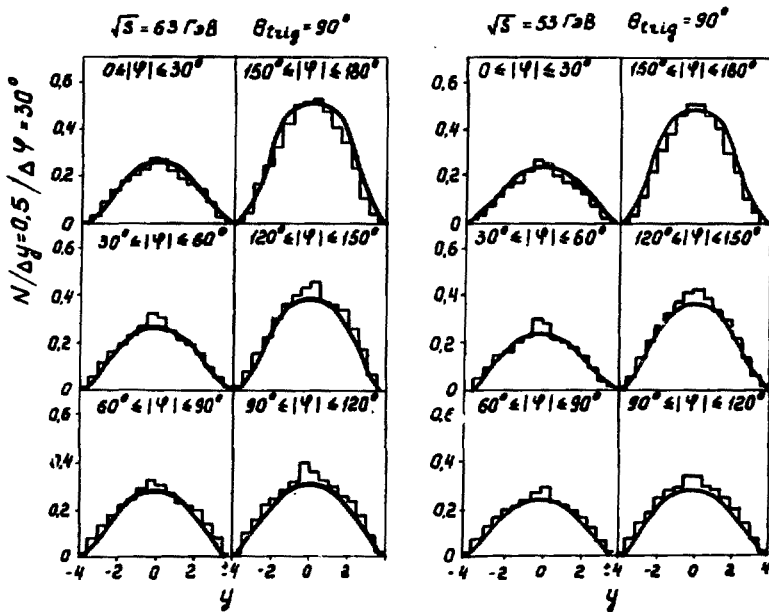


Рис.1. Распределения по быстроте частиц, рожденных в событиях с образованием адрона, имеющего $p_{\perp} \approx 3$ ГэВ/с в различных интервалах азимутального угла ϕ .

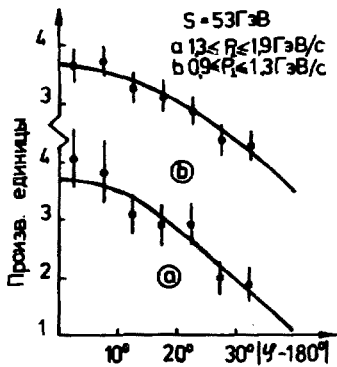


Рис.2. Зависимость выхода мезонов от ϕ .

удовлетворительно описать эти характеристики /средняя множественность частиц оказывается сильно заниженной, а корреляции - слишком жесткими/.

В более явном виде зависимость выхода частиц в задней полусфере от азимутального угла ϕ приведена на рис. 2, где результаты модели сравниваются с данными работы /5/, полученными для двух интервалов поперечного импульса частиц.

Перейдем теперь к рассмотрению спектров частиц, вылетаю-

щих в заднюю полусферу. В работе^{/6/} исследовалась корреляция вида

$$F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2}) = \frac{\int_{-\Delta\phi_1}^{\Delta\phi_1} \int_{\pi-\Delta\phi_2}^{\pi+\Delta\phi_2} \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} \int_{-\Delta y_2}^{\Delta y_2} \int_{p_{\perp 1}}^{\sqrt{s}/2} dp_1 \frac{d^6\sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\phi_1 dy_2 dp_2 d\phi_2}}{\int_{-\Delta\phi_1}^{\Delta\phi_1} \int_{-\Delta y_1}^{\Delta y_1} \int_{p_{\perp 1}}^{\sqrt{s}/2} dp_1 \frac{d^3\sigma}{dy_1 dp_{\perp 1} d\phi_1}} \quad /19/$$

которая представляет собой число заряженных частиц в интервалах импульса $p_{\perp 2}$, азимутального угла ϕ_2 и быстроты y_2 , наблюдаемых в состояниях с выделенной частицей, обладающей большим $p_{\perp 1}$. Падение функции /19/ с ростом $p_{\perp 2}$ оказывается значительно более медленным, чем падение одночастичного инклюзивного спектра. В нашей модели такое поведение также является следствием наличия источника частиц с массой $m_{\text{сорт}}$, движущегося в направлении, противоположном направлению вылета частицы-триггера. Функция $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$, рассчитанная по формуле /1/ с учетом /2/-/7/ и приведенная на рис. 3, удовлетворительно описывает эксперимент^{/6/}.

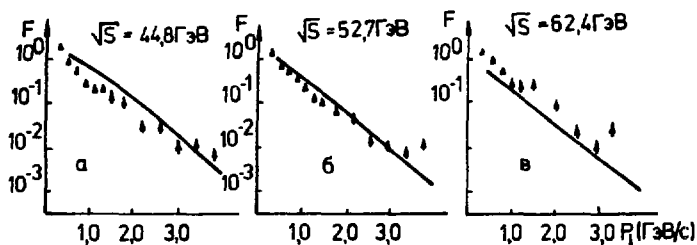


Рис. 3. Зависимость $F(p_{\perp 1}, p_{\perp 2})$ от $p_{\perp 2}$ при различных \sqrt{s} .

Нарушение скейлинга по переменной $x_e = p_{\perp 2}/p_{\perp 1}$, отмеченное в работе^{/7/}, и рост величины $\langle p_{\text{out}} \rangle$ с увеличением x_e ^{/8/} обсуждались нами в^{/2/}, где была дана качественная интерпретация этих эффектов.

Результаты расчетов зависимостей $\frac{dN}{dx_e}$ и $\langle p_{\text{out}} \rangle$ от x_e в новом варианте модели и их сравнение с экспериментами^{/7,8/} представлены на рис. 4 и рис. 5 соответственно. Как видно из рис. 6,

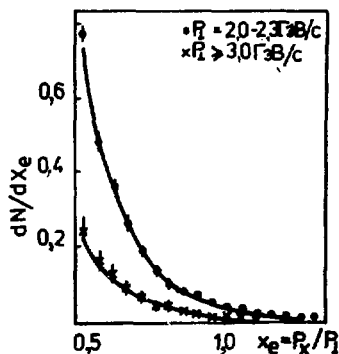


Рис. 4. Распределение по x_e при различных значениях P_{tr} .

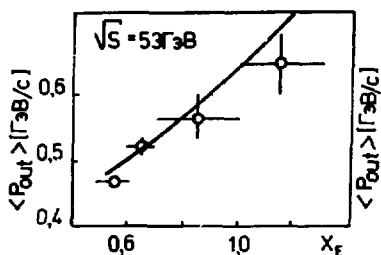


Рис. 5. Зависимость $\langle p_{out} \rangle$ от x_e .

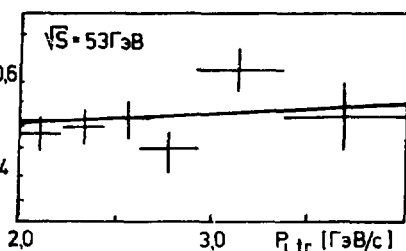


Рис. 6. Зависимость $\langle p_{out} \rangle$ от P_{tr} .

предсказываемая моделью очень слабая зависимость $\langle p_{out} \rangle$ от P_{tr} также хорошо согласуется с экспериментом /8/.

Далее рассмотрим корреляции между частицами, вылетающими с малыми $\Delta\phi$ и Δy . В работе /9/ определялось отношение ρ нормированных одинаковым образом сечений:

$$\rho = \left(\frac{d\sigma}{dp_{12} p_{11}} \right)_{p_{11} > 5 \text{ ГэВ/с}} / \left(\frac{d\sigma}{dp_{12} p_{11}} \right)_{p_{11} > 0,3 \text{ ГэВ/с}} \quad /20/$$

измеренных при $\Delta y = 0$, а $\Delta\phi = 0^\circ$ и 90° /9/.

При $\Delta\phi = 0$ это отношение является быстрорастущей функцией p_{12} /рис. 7/. При $\Delta\phi = 90^\circ$ оно близко к единице для всех значений

p_{12} .

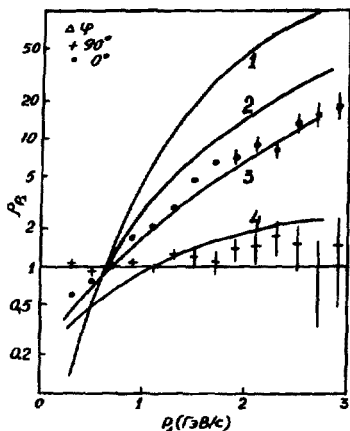


Рис. 7. Зависимость ρ от $\rho_{\perp 2}$.

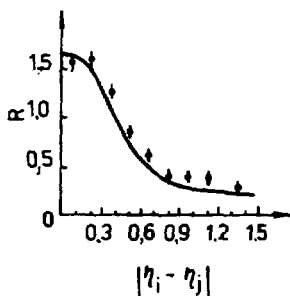


Рис. 8. Зависимость $R(\eta_i, \eta_j)$ от $|\eta_i - \eta_j|$.

Механизмом испускания легких кластеров обусловлены также корреляции между парами частиц в задней полусфере, вылетающих с малыми Δu и $\Delta \phi$. Эти корреляции наблюдались в ряде работ /см., например, /9,10/ / с целью изучения струй в задней полусфере.

Если пренебречь фоном от случайных совпадений, то при вычислении /20/ параметр ℓ , входящий в /18/, сокращается. Результаты расчета отношения /20/ при различных значениях $\Delta \phi$ представлены на рис. 7, из которого следует, что модель правильно воспроизводит изменения в поведении /20/ с ростом $\Delta \phi$. Для строго количественного сопоставления модели с экспериментом /9/ необходимо знание неизвестного нам "аксептанса" регистрирующей аппаратуры, использованной в /9/.

В /9/ исследовались также корреляции в пространстве псевдобыстрот $\eta = \ln t g \theta / 2$. При этом определялась функция

$$R(\eta_i, \eta_j) = \frac{\int \rho(\eta_i, \eta_j) d\eta_i d\eta_j}{\int \rho(\eta_i, \eta_j) d\eta_i \int \rho(\eta_i, \eta_j) d\eta_j} \rho(\eta_i, \eta_j), \quad /21/$$

где

$$\rho(\eta_i, \eta_j) = \frac{dN(\eta_i, \eta_j)}{d\eta_i d\eta_j}.$$

Было показано, что $R(\eta_i, \eta_j)$ имеет четко выделенный максимум при $|\eta_i - \eta_j| = 0$ /рис. 8/. При вычислении /21/ параметр ℓ в /18/ также сокращается. Результаты расчета $R(\eta_i, \eta_j)$, представленные на рис. 8, удовлетворительно описывают эксперимент.

Приведенный пример распада испущенного из компаунд-системы легкого кластера на две частицы является лишь частным случаем образования струй термодинамической системой. Как показано в^{3/}, этот механизм дает нужный наклон спектра и правильный порядок величины сечения образования струй с большими p_{\perp} .

Таким образом, термодинамический подход оказывается в состоянии воспроизвести основные эффекты, наблюдаемые при исследовании двухчастичных корреляций.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование возможностей термодинамического подхода к процессам рождения частиц с большими p_{\perp} в цикле работ^{2,3/} и данной приводит к ряду нетривиальных результатов. Здесь мы кратко остановимся лишь на тех из них, которые представляются нам наиболее интересными.

1. Показана необоснованность утверждения, что термодинамический подход не способен описывать процессы рождения частиц с большими p_{\perp} . Действительно, учет влияния весьма общих физических факторов на развитие и распад адронных компаунд-систем привел к степенному виду инклюзивного спектра при больших p_{\perp} ^{2/}, позволил описать эффекты, связанные с образованием струй^{3/}, а также характерные для данного процесса корреляции. Таким образом, воспроизведены и те особенности процесса, которые обычно принято считать несомненным проявлением механизма жестких столкновений между составляющими адронов.

2. Особо следует подчеркнуть, что сформулированная термодинамическая модель основана на представлении о кварк-глюонном строении адрона: ранняя стадия существования компаунд-системы рассматривается как развитие в пространстве - времени адронного вещества в его кварк-глюонной фазе. При этом модель способна описать на единой основе как процессы с большими p_{\perp} , так и рождение частиц с малыми импульсами, близкими к $\langle p_{\perp} \rangle$.

В столь широком диапазоне модели, основанные на КХД, пока "не работают".

3. Описывая большой набор качественно различных характеристик, модель содержит всего два параметра: r_q и m_{coll} . Их возникновение вполне закономерно, так как вызвано необходимостью сделать предположения о "макроскопических" свойствах вещества. Следовательно, они должны нести определенную информацию об этих свойствах. В этой связи выскажем следующие соображения:

А. Параметр r_q , по определению, представляет собой среднее время установления плотности кварков, соответствующей их статистическому весу и качественному составу, эффективному для условий, в которых находится в данный момент компаунд-система

/для краткости это значение плотности мы называем "равновесным"/. Определенная из сравнения с экспериментом, эта величина оказалась равной $r_q \approx 0,6 \text{ фм/с}$. Поскольку равновесная кварк-глюонная плазма локально бесцветна, величина r_q представляет собой пространственно-временной интервал, на котором такое обесцвечивание достигается. Этот интервал совпадает с величиной радиуса "конфайнмента" r_c . Маловероятно, что такая тесная корреляция является случайностью.

По этому поводу мы ограничимся здесь лишь краткими замечаниями, имеющими весьма предварительный характер. Если придерживаться точки зрения, согласно которой имеются силы, обеспечивающие конфайнмент, то отмеченная корреляция r_q и r_c является следствием выполнения необходимого для преодоления этих сил условия: достаточное для локального обесцвечивания кварк-глюонной плазмы число степенной свободы должно быть порождено к моменту, когда размер системы станет близким к радиусу конфайнмента. Однако такое объяснение не является единственным и достаточно убедительным.

В самом деле, как мы уже отмечали в работе /11/, посвященной особенностям режима множественного рождения и нарушению скейлинга при сверхвысоких энергиях, можно допустить, что кварки являются квазичастицами. В сильно возбужденном веществе число таких квазичастиц быстро возрастает /стремясь к равновесному для заданных условий значению/. Очевидно, что кварки-квазичастицы не могут существовать вне бесцветного адронного вещества. С этой точки зрения r_q можно рассматривать как среднее время жизни абсолютно неустойчивого кварк-глюонного состояния адронного вещества, определяемое скоростью размножения кварков и их группировки в бесцветные квазиадронные комбинации.

Укажем на один из аргументов в пользу такой гипотезы. В /3/ мы сравнивали с экспериментальными данными следствия модели для инклюзивных спектров π -мезонов в двух предположениях относительно температуры T с плотностью энергии в компаунд-системе ϵ . При больших p_{\perp} /наиболее ранние стадии излучения частиц/ оказалось предпочтительным использовать связь между ϵ и T , соответствующую теплоемкости кварк-глюонной плазмы, а при меньших $p_{\perp} \lesssim 2 \text{ ГэВ/с}$ - теплоемкости адронного газа. Пусть скачок теплоемкости, связанный с фазовым переходом из кварк-глюонной плазмы в адроны, происходит в момент времени t_c . Тогда, как следует из рис. 9, наилучшее согласие с экспериментом достигается при $t_c = r_q$. Таким образом, за время порядка r_q кварк-глюонная плазма не только становится локально бесцветной, но и переходит в адронное состояние.

Б. Параметр m_{corr} также отражает весьма общие свойства адронной материи. В теории фазовых переходов используется понятие о корреляционной длине области, содержащей минимальную

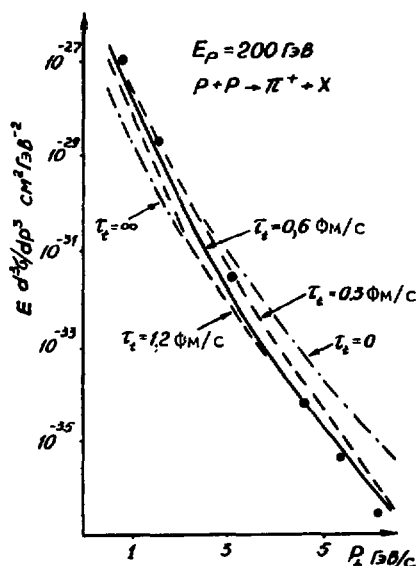


Рис. 9. Инвариантное сечение рождения π^+ в pp -столкновениях при $E_p = 200$ ГэВ.

часть вещества, в которой фазовый переход можно рассматривать вне зависимости от остальной массы вещества.

В случае перехода кварк-глюонной плазмы в адроны главными факторами, определяющими такую характеристику, вероятнее всего являются релятивистский характер системы и необходимость возникновения бесцветных комбинаций. Действительно, расширение компаунд-системы со скоростью, близкой к скорости света c , затрудняет корреляции между частями вещества, находящимися на заметном расстоянии. Поэтому принцип причинности требует, чтобы масса вещества, в которой одновременно, скоррелированным образом, происходил бы фазовый переход, была минимальной. С другой стороны, необходимость обес-

цвечивания требует, чтобы эта масса содержала все необходимые компоненты для компенсации цвета. Это возможно, когда число кварков не меньше некоторой величины N_q . Проведем грубую оценку снизу величины m_{corr} . В веществе m_{corr} должны содержаться, как минимум, кварки ароматов, трех цветов и соответствующие антикварки, то есть всего $N_q \geq 12$. При рекомбинации эти кварки с наибольшей вероятностью дадут 6 мезонов. Средняя энергия мезона относительно компаунд-системы $\approx 0,5$ ГэВ/с. Откуда $m_{\text{corr}} > 3$ ГэВ, что приближается к величине $m_{\text{corr}} = 4$ ГэВ, полученной в данной работе и в [2].

4. Из определения общих характеристик фазового перехода кварк-глюонной плазмы в адроны вытекает ряд следствий. Укажем лишь на некоторые из них. При $\sqrt{s} \gg m_{\text{corr}}$ процесс адронизации должен обладать свойствами локальности, поскольку число квазинезависимых очагов адронизации $N = \frac{\sqrt{s}}{m_{\text{corr}}} \gg 1$. Проявления этого свойства многообразны. К их числу можно, например, отнести:

- постоянство времени адронизации систем кластерного типа $r_h^{12,13/}$;
- эффект локальной компенсации заряда $^{14/}$;
- возможность описания в рамках мультикластерных схем некоторых корреляционных характеристик процесса множественного рождения $^{15/}$;
- явление образования струй как с малыми, так и с большими p_{\perp} .

Из определения m_{corr} следует, что средняя эффективная масса струи должна быть около 3-4 ГэВ. Струя должна содержать в среднем 6 /в том числе 4 заряженных/ частиц. При экспериментальном определении этих величин для струй с большим p_{\perp} необходимо иметь в виду, что при существующей методике исследований частицы, вылетающие назад по отношению к движению адронирующей массы, могут быть утрачены.

Мы полагаем, что ограниченностью корреляционной массы m_{corr} объясняется также определенный успех феноменологической схемы $^{16/}$, основанной на представлении о рождении так называемых N -квантов в адронных столкновениях с последующим их распадом на адроны. Оценки массы N -квантов и числа частиц, образующихся при их распаде, совпадают с соответствующими оценками для m_{corr} .

5. Нам представляется, что рассмотренные выше характеристики фазового перехода кварк-глюонной плазмы в адроны имеют самое прямое отношение к схеме образования кумулятивных компаунд-систем в адрон-ядерных взаимодействиях $^{17/}$. Компаунд-системы, фигурирующие в этой схеме, включают в себя несколько нуклонов ядра и могут быть образованы в ряде актов последовательного наращивания массы. Поскольку указанные акты разделены временными интервалами, необходимо, чтобы в эти промежутки времени в системе в целом /то есть в любой ее квазинезависимой части со средней массой m_{corr} / еще не начался процесс адронизации. Вероятность выполнения такого условия можно задать выражением

$$\nu = (e^{-\sqrt{s} r_q})^N = e^{-\frac{\sqrt{s} r_q}{r_q m_{\text{corr}}}} = e^{-\frac{\sqrt{s}}{r_0}}$$

/22/

Именно такая зависимость ν от \sqrt{s} использовалась в $^{17/}$ для вычисления сечения образования кумулятивных компаунд-систем.

Из /22/ следует, что в случае $\sqrt{s} \gg m_{\text{corr}}$ средний временной интервал между актами наращивания массы $\Delta t \approx \frac{r_q m_{\text{corr}}}{\sqrt{s}} \ll r_q$. Поскольку r_q характеризует скорость развития диссипативных процессов в системе, условие $\Delta t \ll r_q$ означает малость диссипации энергии в промежутках между этими актами, что является необ-

ходимым условием для приближенного выполнения принципа масштабной инвариантности в коллективном взаимодействии адронов. Естественно, что при $v \lesssim m_{\text{corr}}$ следует ожидать нарушения этого принципа.

Авторы признательны А.В.Ефремову и А.В.Радюшкину за многочисленные полезные дискуссии, а также участникам семинаров Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и теоретического отдела Института физики высоких энергий /Серпухов/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Е.Н., Рыскин М.Г. В сб.: Материалы X зимней школы ЛИАФ по физике ядра и элементарных частиц. ЛИАФ АН СССР, Л., 1975.
2. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-80-145, P2-80-176, Дубна, 1980.
3. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-80-727, Дубна, 1980.
4. Derado F. et al. Nucl.Phys., 1978, B143, p. 40.
5. Darriulat P. et al. Nucl.Phys., 1976, B107, p. 429.
6. Büsser F.W. et al. Nucl.Phys., 1976, B107, p. 1.
7. Sosnowski R. In: Proc. of 18th Int.Conf. on High Energy Physics. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
8. Della Negra M. et al. Nucl.Phys., 1977, B127, p. 1.
9. Clark A.G. Nucl.Phys., 1979, B160, p. 397.
10. Albrow M.G. et al. Nucl.Phys., 1979, B160, p. 1.
11. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. Preprint HEPI 80-10, Alma-Ata, 1980.
12. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Acta Physica Austr., 1979, 50, p. 165.
13. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Phys.Scr., 1980, 21, p. 797.
14. Krzywicki A., Weingarten D. Phys.Lett., 1974, B50, p. 265; Chao A.V., Quigg C. Phys.Rev., 1974, D9, p. 2016.
15. Адамович М.И. и др. Труды ФИАН СССР. "Наука", М., 1979, т.108, с. 3.
16. Нама М., Nagasaki M., Suzuki H. Progr.Theor.Phys., 1977, 57, p. 160.
17. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. Acta Phys.Pol., 1978, B9, p. 375, 385, 393; 1979, B10, p. 255; Fortschr. Phys., 1980, b. 28, p. 35.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 декабря 1980 года.