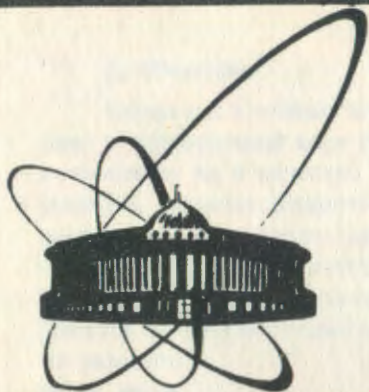


89-20



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-89-20

Е.С.Голубятникова*, Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин*

КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ПРОЦЕССЕ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ
НА ЯДРАХ

Направлено в "Journal of Modern Physics A"

*Институт физики высоких энергий, Алма-Ата

1989

I. Введение

Интерес к изучению взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами в значительной мере обусловлен принципиальной возможностью использования их в качестве "анализатора" пространственно-временного развития процесса множественного рождения адронов. Можно ожидать, что разрешающая способность ядерного анализатора окажется выше в реакциях, характеристики которых значительно отличаются от соответствующих характеристик для взаимодействий с одним нуклоном. К числу таких реакций относятся процессы, сопровождающиеся рождением адрона в области фазового пространства, запрещенной кинематикой столкновения частицы со свободным нуклоном. Эти адроны называют кумулятивными, так как их образование связано с концентрацией импульса, переданного от двух и более нуклонов ядра, на одной рожденной частице.

В результате многолетних исследований кумулятивного эффекта накоплен обширный экспериментальный материал и выявлены основные закономерности (универсальность наклонов инклюзивных спектров, объемная A -зависимость и т.д.).

Мы покажем, что большая часть из них непосредственно следует из самых общих представлений о механизме процесса множественного рождения адронов и может служить еще одним подтверждением этих представлений.

Наш анализ, основная идея которого была сформулирована в работе ^I, будет опираться на принятую многими авторами картину множественного рождения в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях, допускающую, что:

- процесс образования частиц проходит через стадию формирования промежуточных адронных компаунд-систем (КС), мгновенному распаду которых препятствуют цветные силы;
- время жизни КС достаточно для их выхода из ядер;
- для описания распада КС можно использовать статистико-термодинамические методы.

В применении к описанию кумулятивного эффекта такая картина была названа "горячей" схемой процесса. Этим термином мы будем пользоваться и в данной работе.

II. Универсальность наклона инклюзивного спектра

Предварительно необходимо сделать замечание методического характера, связанное с выбором скейлинговой переменной, широко используемой в релятивистской ядерной физике.

При систематизации экспериментальных данных в качестве меры в фазовом пространстве, характеризующей удаление переменных частицы от области, разрешенной кинематикой адрон-нуклонных столкновений, используется кумулятивное число x :

$$x = \frac{1}{m} \frac{E^{in} E_i - p^{in} p_i \cos \theta + 1/2 (m_2^2 - m_i^2) + m m_2}{E^{in} - m - E_i - m_2}, \quad (2.1)$$

где E^{in} , p^{in} — энергия и импульс первичной, E_i , p_i — кумулятивной частицы; m_i — масса последней, θ — угол ее вылета в лабораторной системе, m — масса нуклона, m_2 равна нулю ($m_A - m$), m_{K^+} , m при рождении кумулятивных π , K^+ , K^- и \bar{p} соответственно.

В первом приближении величину x можно рассматривать как минимальную массу мишени, выраженную в единицах массы нуклона.

При большой начальной энергии x совпадает с переменной светового фронта:

$$\alpha = (E_i - p_i \cos \theta) / m. \quad (2.2)$$

При $x > 1$ частица "i" считается кумулятивной.

Перейдем теперь непосредственно к формулировке и интерпретации проблемы.

Широкое экспериментальное исследование кумулятивного эффекта выявило универсальную закономерность (см. ^{1,2,3/} и ссылки в них) — зависимость инвариантного сечения от кумулятивного числа x может быть представлена в виде

$$E d^3\sigma/dp^3 \sim \exp[-x/x_0]. \quad (2.3)$$

При этом показатель наклона экспоненты $x_0 \approx 0,14$ практически не зависит от сорта кумулятивного адрона "i", угла его вылета θ , первичной энергии E^{in} (при $E^{in} \gg 6 \div 8$ ГэВ), а также от массы ядра-мишени (для средних и тяжелых ядер).

Очевидно, что рождение адрона "i", обладающего кумулятивным числом x , становится возможным, если количество участвующих нуклонов ядра удовлетворяет неравенству $n_x \geq I_x$, где I_x — целая часть числа $x+1$. Следовательно, сечение такого процесса может быть представлено в виде суммы:

$$E d^3\sigma/dp^3 = \sum_{n=I_x} W_A^{(n)} \cdot F_i^{(n)}, \quad (2.4)$$

где $W_A^{(n)}$ — сечение реакции с участием n нуклонов, $F_i^{(n)}$ — инвариантный спектр адронов сорта "i", образовавшихся в такой реакции. Выражение (2.4) является основой подавляющего большинства моделей кумулятивного рождения адронов.

Горячая схема отождествляет $F_i^{(n)}$ со спектрами частиц, образовавшихся при распаде статистической КС, а $W_A^{(n)}$ — с сечениями ее образования.

Ниже мы рассмотрим основные качественные следствия такого отождествления. Для простоты их изложения ограничимся на первом этапе наиболее подробно изученной областью первичных энергий E^{in} порядка 10 ГэВ. В этом случае горячая схема кумулятивного процесса предполагает образование одной системы, включающей n нуклонов ядра мишени, в которой к

моменту распада устанавливается глобальное статистическое равновесное (микрочаноническое) распределение.

§ 2.1. Инвариантность наклона спектра (2.3) относительно угла вылета адрона

Приближенная инвариантность наклона спектра кумулятивных адронов (2.3) относительно угла их вылета θ является тривиальным следствием горячей схемы уже в самом простом и часто используемом ее варианте, допускающем изотропный распад КС. Действительно, угол θ_c вылета релятивистской частицы в системе покоя КС, движущейся со скоростью β , связан с лабораторным углом θ соотношением

$$\cos \theta_c \approx \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (2.5)$$

в которое не входит x или импульс кумулятивной частицы. Сама же величина x с хорошей точностью определяется энергией частицы в системе покоя КС соотношением

$$x \approx \eta x_R = \eta (E_c / E_c^{max}), \quad (2.6)$$

которое не зависит от угла θ .

Следовательно, отсутствие зависимости спектров частиц от θ_c приводит к приближенной независимости инвариантных сечений (2.3) от θ . Таким образом, из предположения об изотропном распаде КС следует инвариантность формы (2.3) относительно θ , что соответствует эксперименту.

Следует отметить, однако, что второе следствие рассмотренного простейшего варианта - приближенное равенство абсолютных величин инвариантных сечений образования кумулятивных адронов под разными углами, представленных как функции переменной x , - экспериментом не подтверждается. Нетрудно убедиться в том, что это противоречие привнесено с самого начала грубостью простейшего варианта и имеет искусственный характер.

Действительно, нередко высказываемое утверждение, что горячая схема в однокластерном приближении эквивалентна предположению об изотропно распадающемся источнике, основано на недоразумении. Это утверждение справедливо лишь для крайне маловероятного случая столкновения начальных адронов с нулевым прицельным параметром. В действительности же при образовании единой КС в столкновении протонов последняя, как правило, приобретает немалый угловой момент:

$$L_{pp} \approx \frac{2\rho_{с.ч.ч}}{\hbar} \bar{\delta} \approx \frac{2m\rho^{in}}{\hbar\sqrt{s}} \bar{\delta}. \quad (2.7)$$

Очевидно, что это обстоятельство приведет к значительной анизотропии. Обсудим этот вопрос подробнее.

При импульсе налетающего протона $\rho^{in} = 10$ ГэВ/с и среднем эффективном параметре удара $\bar{\delta}$ порядка ≈ 1 фм величина L_{pp} порядка ≈ 20 . В

случае кумулятивной реакции, когда в образовании КС участвуют n нуклонов, средняя величина $\bar{L}_{pp}^{(n)}$ может несколько увеличиться:

$$\bar{L}_{pp}^{(n)} \leq \frac{nm\rho^{in}}{\hbar\sqrt{S_n}} \bar{b} = \sqrt{n} \bar{L}_{pp}, \quad (2.8)$$

где $\sqrt{S_n} = \sqrt{2mnE^{in} + (n^2+1)m^2}$.

Знак равенства в (2.8) соответствует случаю, когда все n нуклонов находятся на одной прямой, параллельной оси столкновения.

Из (2.8) следует, что в пределах экспериментально изученной области x ($n = 2 \div 4$) изменение величины \bar{L}_{pA} не превышает 50%. С учетом же правил векторного сложения моментов при случайном расположении нуклонов в плоскости прицельного параметра изменение составляет величину около 20%.

Очевидно, что кумулятивная частица, уносящая большую часть энергии КС, уносит и значительную часть ее момента. В первом приближении испускание горячей системой кумулятивной частицы может рассматриваться как задача двух тел: кумулятивная частица и остаток КС, образующийся при ее испускании. Важнейшим качественным следствием такой картины является возможность разделения переменных "импульс - угол", т.е. факторизация зависимостей $F_i^{(n)}$ в (2.4) от переменных ρ_c (импульс частицы в системе покоя КС) и θ_c :

$$F_i^{(n)}(\rho_c, \theta_c) \approx \varphi_i^{(n)}(\theta_c) \cdot f_i^{(n)}(\rho_c). \quad (2.9)$$

Поскольку с хорошей точностью величина ρ_c зависит только от x , а θ_c - только от θ (см. (2.6) и (2.5)), то из (2.9) непосредственно следует факторизация зависимостей $F_i^{(n)}$ от x и θ :

$$F_i^{(n)}(x, \theta) \approx \varphi_i^{(n)}(\theta) \cdot f_i^{(n)}(x). \quad (2.10)$$

Наличие большого углового момента позволяет использовать для оценки $\varphi_i^{(n)}(\theta_c)$ квазиклассические выражения для квадрата модуля угловой части волновой функции $^{1/4}$ мезона, уносящего момент L :

$$|Y_{L0}(\theta_c)|^2 \approx 1/2\pi^2 \sin\theta_c \quad \text{при } |\pi - \theta_c| \gg L^{-1}, \quad (2.11)$$

$$|Y_{L0}(\theta_c \approx \pi)|^2 \approx L/2\pi, \quad (2.12)$$

где

$$L \leq \bar{L}_{pA}^{(n)}. \quad (2.13)$$

Знак равенства в (2.13) соответствует случаю, когда кумулятивная частица уносит весь угловой момент КС. Обратим внимание на то, что согласно (2.11), (2.12) угловое распределение обнаруживает зависимость от L лишь вблизи $\theta_c \approx \pi$. Далее, как мы уже убедились, $\bar{L}_{pA}^{(n)}$ при $n = 2 \div 4$ слабо зависит от n . Поэтому в первом приближении можно положить

$$\varphi_i^{(n)}(\theta_c) \approx \varphi_i^{(2)}(\theta_c) \approx |Y_{L0}(\theta_c)|^2. \quad (2.14)$$

Подставляя (2.14) и (2.10) в (2.4), получим

$$E d^3\sigma/dp^3(\theta, x) \approx |Y_{L0}(\theta)|^2 \sum_{n=1, x} W_A^{(n)} \cdot f_i^{(n)}(x). \quad (2.15)$$

Из (2.15) следует, что инвариантные сечения образования кумулятивных частиц факторизуются в переменных x и θ . Это соответствует результатам наблюдений^[2], изображенных на рис. 1а: сечения образования кумулятивных π -мезонов под разными углами θ представляют собой параллельные прямые с одним и тем же наклоном.

Анализ^[2] мы дополнили результатами^[3], представленными в том же виде на рис. 1(б-е), из которых следует, что величина "расщепления"

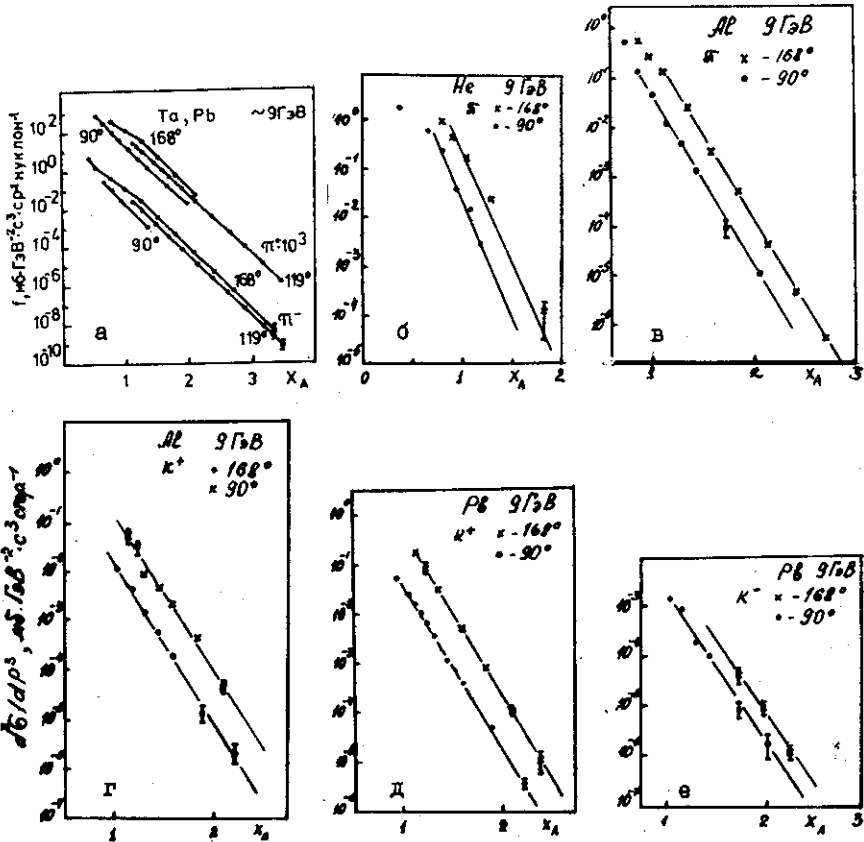


Рис. 1. Примеры факторизации инвариантного сечения по переменным x и θ в процессах $p + A \rightarrow h_{\text{кум}} + X$.

практически не зависит от размеров ядра-мишени и сохраняется также при переходе к k -мезонам.

Таким образом, горячая схема, учитывающая наличие у КС углового момента, приводит к инвариантности наклона спектра кумулятивных адронов относительно угла θ и качественно объясняет наличие "расщепления" сечения по величине в зависимости от значения этого угла. Количественные оценки мы проведем в разделе IV.

§ 2.2. Инвариантность наклона спектра (2.3) относительно сорта кумулятивных адронов

Сечения образования тех или иных адронов определяются статистическими весами соответствующих каналов реакции. Выражения для статистических оценок отношений сечений мы получим для наглядности в приближении изотропно распадающегося источника. Более общее рассмотрение приведет к тем же результатам.

Исходные посылки представленного ниже способа получения соотношений для качественного состава частиц в главных чертах соответствует выводу, изложенному в обзоре /6/. Однако в /6/ допускалось, что энергия вылетающих частиц много меньше полной энергии системы. В данном случае это условие заведомо не выполняется, так как кумулятивная частица уносит более половины кинематически доступной ей энергии системы.

Мы получим соответствующие выражения, не пользуясь этим существенно упрощающим задачу приближением.

В качестве примера рассмотрим отношения k^*/π , k^-/π и \bar{p}/π . Как и в IV, ограничимся учетом лишь наиболее вероятного канала образования адрона, требующего наименьших затрат энергии при выполнении всех законов сохранения, включая сохранение странности, а также электрического и барионного зарядов. В соответствии с этим ограничением k^+ , k^- , \bar{p} и π рождаются в паре с Λ_s , k^+ , p и нуклоном (протоном для π^- -нейтроном для π^+ -мезона) соответственно.

Статистические веса каналов образования адрона "i" (k^+ , k^- , \bar{p} , π) с большим значением x и его партнера "n" (Λ_s ; k^+ , p , N), образующихся при распаде системы с массой M , содержащей n нуклонов, представим в виде

$$d\rho_{i,u} = g_{i,u} d\rho_i(E_i) d\rho_u(E_u) \rho(M - E_i - E_u). \quad (2.16)$$

Здесь $g_{i,u}$ - внутренние статистические веса (i, u) - пары, $\rho(M - E_i - E_u)$ - статистические веса систем - остатков, распадающихся на пионы и нуклоны с суммарной энергией $M - E_i - E_u$ (все энергии определяются в системе покоя распадающейся КС), $d\rho_{i(u)}(E_{i(u)})$ - статистические веса частиц "i" и "u":

$$d\rho_{i(u)} = (2\pi)^{-3} V d^3 p_{i(u)}. \quad (2.17)$$

Для получения инклюзивного спектра наблюдаемой частицы "i" необходимо произвести интегрирование по импульсу нерегистрируемой частицы "u":

$$d\omega_i = (2\pi)^{-6} V^2 g_{i,u} p_i^2 dp_i \int p_u^2 dp_u \rho(M - E_i - E_u). \quad (2.18)$$

В результате отношения выходов частиц i и j: (i/j) при распаде системы с массой M приобретают вид

$$(i/j) = \frac{g_{i,u} \int p_u^2 dp_u \rho(M - E_i - E_u)}{g_{j,v} \int p_v^2 dp_v \rho(M - E_j - E_v)}. \quad (2.19)$$

Статистический вес доминирующего канала, в котором система распадается только на пионы и вошедшие в ее состав нуклоны, может быть представлен в виде произведения статистических весов различных пар подсистем:

$$\rho(M) = \rho^{(\pi, \ell_N)}(E_i + E_u) \cdot \rho(M - E_i - E_u) = \\ = \rho^{(\pi, \ell_N)}(E_j + E_v) \cdot \rho(M - E_j - E_v). \quad (2.20)$$

Здесь $\rho^{(\pi, \ell_N)}$ - статистический вес подсистемы пионов и ℓ нуклонов с суммарной энергией E , образующейся при распаде по доминирующему каналу. При этом ℓ - барионный заряд подсистемы: $\ell = 0$ при $i, j = K^+, \bar{p}$, $\ell = 1$ при $i, j = K^+, \pi$.

Используя статистическое определение энтропии^{/7/} и свойство ее аддитивности, статистический вес $\rho^{(\pi, \ell_N)}(E_i + E_u)$ можно представить в виде

$$\rho^{(\pi, \ell_N)}(E_i + E_u) = \exp[S(E_i + E_u)] = \exp[S(E_i) + S(E_u)]. \quad (2.21)$$

Выражая $\rho(M - E_{i(u)} - E_{u(v)})$ с помощью (2.20) и подставляя результат в (2.19), а также воспользовавшись (2.21) и вновь свойством аддитивности энтропии, приходим к следующему выражению для (i/j):

$$(i/j) = \frac{g_{i,u} e^{S(E_i - E_i)} \int p_u^2 dp_u e^{-S(E_u)}}{g_{j,v} e^{S(E_j - E_j)} \int p_v^2 dp_v e^{-S(E_v)}}. \quad (2.22)$$

Запишем выражение для энтропии в термодинамическом приближении

$$S(E_i - E_j) \approx \frac{E_i - E_j}{T}; \quad S(E_u) \approx \frac{E_u - \mu_N}{T}. \quad (2.23)$$

Здесь μ_N - химпотенциал нуклона. В первом приближении мы полагаем $\mu_N = m$ и $\mu = 0$ для остальных частиц.

Очевидно, что энергии подсистем, равные разности энергий частиц $E_i - E_j$ при заданном одинаковом значении x , а также энергиям $E_N - m$, $E_N - m$ и E_{K^+} , E_p , относящимся к нерегистрируемым частицам, являются малыми по сравнению с энергией термостата M . Поэтому в (2.23) условие применимости термодинамического приближения выполнено.

Подчеркнем, что это условие заведомо не выполняется для подсистем

тем с энергией, равной энергиям самих кумулятивных частиц, сравнимым с M . Отсюда следует неправомерность применения термодинамики непосредственно к описанию спектров кумулятивных частиц,

В соответствии с (2.20) и определением (2.21) в (2.23) T — температура распада системы в доминирующем канале, в котором излучаются только пионы и вошедшие в состав КС нуклоны. Поскольку в широком интервале первичных энергий средняя эффективная температура в канале множественного рождения практически постоянна и близка к массе π -мезона в (2.23), мы полагаем $T = m_\pi$.

Подставляя (2.23) в (2.22) и используя нерелятивистское приближение для описания тяжелых ненаблюдаемых частиц, получим следующие выражения для величин (i/j) :

$$K^+/K^- = \frac{g_{K^+\Lambda}}{g_{K^+K^-}} \cdot e^{\frac{E_{K^+} - E_{K^+}}{T}} \left(\frac{m_\Lambda}{m_{K^+}} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_\Lambda - m + m_{K^+}}{T}}, \quad (2.24)$$

$$K^+/\pi = \frac{g_{K^+\Lambda}}{g_{\pi N}} \cdot e^{\frac{E_\pi - E_{K^+}}{T}} \left(\frac{m_\Lambda}{m} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_\Lambda - m}{T}}, \quad (2.25)$$

$$\bar{p}/\pi = \frac{g_{p\bar{p}}}{g_{\pi N}} \cdot e^{\frac{E_\pi - E_{\bar{p}}}{T}} e^{-m/T}, \quad (2.26)$$

$$K^-/\pi = \frac{g_{K^-K^+}}{g_{\pi N}} \cdot e^{\frac{E_\pi - E_{K^-}}{T}} \left(\frac{m_{K^+}}{m} \right) e^{-m_{K^+}/T}. \quad (2.27)$$

Выражения (2.24), (2.25) полностью совпадают с выражениями (18) и (19) работы /1/, на основе которых были даны термодинамические оценки этих отношений.

При одинаковых значениях кумулятивного числа n показатели первых экспонент в (2.24)–(2.27) можно приближенно представить в виде

$$(E_i - E_j) \approx x_R^{(n)} (\bar{m}_{n,i}^2 - \bar{m}_{n,i}^2 + m_i^2 - m_j^2) / 2\sqrt{S_n} T = x_R^{(n)} \cdot A_{i,j}^{(n)}. \quad (2.28)$$

Здесь m_i — масса кумулятивной частицы, $\bar{m}_{n,i}$ — минимальная масса остатка системы, излучившей кумулятивную частицу (например, $m_{2K^+} = 2m + m_\Lambda$, $m_{2\bar{p}} = 4m$ и т.д.). При выводе (2.28) использовано приближение (2.6)^x.

На рис. 2 приведены значения $A_{i,j}^{(K)}$ при $E^{in} = 9$ ГэВ для отношений (2.24)–(2.27) при $K = 2 \div 4$. Из рис. 2 видно, что величины $A_{i,j}^{(K)}$ практически не зависят от K . В дальнейшем мы будем пользоваться средними их значениями $\langle A_{i,j} \rangle$, которым соответствуют прямые линии на рис. 2.

Далее, "рабочая" зона x при данном n заключена в интервале $0,6 \leq x \leq 0,9$, поскольку при меньших значениях $x_R^{(n)}$ доминирует, как правило, $(n-1)$ -й, а при больших $(n+1)$ -й члены суммы (2.4). Если значения $x_R^{(n)}$ в (2.28) заменить средней для "рабочей" зоны величиной

$\bar{x}_R^{(n)}$ /1/ при вычислении отношений K^+/π и K^+/K^- данное приближение не использовалось; расчет в /1/ проведен для угла $\theta = 90^\circ$.

$\bar{x}_R = 0,75$, то связанные с такой заменой неточности в оценке отношений (2.24)–(2.27) не превысят $\pm 20\%$, $\pm 8\%$, $\pm 60\%$ и $\pm 30\%$ соответственно. Эти неточности существенно меньше погрешностей эксперимента по оценке обсуждаемых отношений и не выходят за рамки той точности, на которую может претендовать модель. Поэтому ниже в расчетах использовано приближение

$$C_{ij} = \exp[(E_i - E_j)/T] \approx \exp[0,75 < A_{ij} >]. \quad (2.29)$$

Очевидно, что в этом приближении отношения (2.24)–(2.27) не зависят от n , т.е. зависимость суммы (2.4) от сорта кумулятивного адрона может быть представлена постоянным, вынесенным за знак суммы фактором (i/j) :

$$E d^3\sigma_i/dp^3 \approx (i/j) \sum W_A^{(n)} F_j^{(n)} \approx (i/j) \cdot E d^3\sigma_i/dp^3. \quad (2.30)$$

Это полностью соответствует наблюдаемому свойству универсальности вида спектра (2.3) для кумулятивных адронов независимо к их сорту.

Вопрос о количественном сравнении отношений (i/j) в рамках горячей схемы с экспериментом мы рассмотрим особо, в разделе IV.

§ 2.3. Инвариантность наклона спектра относительно атомного веса ядра

Пространственно-временное развитие КС проходит две стадии. На первой – динамической стадии образуется система столкнувшихся нуклонов, связанных цветными силами. В случае реакции на ядрах именно на этой стадии нуклоны, составляющие КС, способны взаимодействовать с другими нуклонами ядра как единое целое, то есть коллективно.

Развитие диссипативных процессов в КС превращает ее на второй стадии в статистическую систему, испытывающую квазиклассическое расширение. В большинстве случаев образуются и не входящие в КС лидирующие компоненты продуктов реакции. Как отмечено в [8], расширение КС, а также экранировка цветных связей вновь образующимися $q\bar{q}$ -парами и глюонами делает невозможным накопление в последующих столкновениях внутренней энергии КС, способной перераспределиться на одну рожденную частицу.

Следовательно, накопление энергии, необходимой для образования кумулятивной частицы, должно завершиться на динамической стадии развития КС. Ее продолжительности τ_c соответствует средняя длина развития диссипативных процессов:

$$L_c \approx \tau_c \sqrt{\gamma_{KC}^2 - 1}, \quad (2.31)$$

где γ_{KC} – лоренц-фактор движения КС относительно ядра мишени.

Поскольку в процессах множественного рождения на ядрах коллективное взаимодействие с трубкой ядерного вещества не реализуется [9], имеет место неравенство

$$L_c \ll \bar{L}_{NN}, \quad (2.32)$$

где \bar{z}_{NN} - среднее межнуклонное расстояние в ядре. Из (2.3) следует, что для средних и тяжелых ядер $L_c \ll z_A$ (z_A - радиус ядра), то есть процесс формирования КС в кумулятивном канале реакции обладает свойством локальности. Следовательно, $W_A^{(n)}$ допускает факторизацию вида $W_A^{(n)} \approx R(A) \cdot \omega_n$. В результате фактор $R(A)$, будучи вынесенным за знак суммы в (2.4), не оказывает влияния на форму сечений (2.3).

§ 2.4. Инвариантность наклона спектра (2.3) относительно первичной энергии

Строго говоря, обсуждение инвариантности формы (2.3) относительно E^{in} требует выхода за пределы однокластерного приближения для внутренней структуры КС. Однако, как показано нами в [10, II], в случае высоких энергий статистическая модель распада КС, дополненная учетом продольного коллективного движения в ней (КС, содержащая два и более кластеров, выстроенных по скорости), приводит к приближенному выполнению фейнмановского скейлинга. Поэтому с хорошей точностью форма $F_i^{(n)}(\alpha)$ в (2.4) не зависит от энергии при $E^{in} \gg 10$ ГэВ. Следовательно, для инвариантности (2.1) относительно E^{in} достаточно, чтобы $W^{(n)}$ не зависела от E^{in} .

Данные о множественном рождении свидетельствуют о том, что вероятность реализации коллективного взаимодействия не увеличивается с ростом E^{in} , т.е. неравенство (2.32) сохраняется. Это обстоятельство накладывает ограничение на зависимость τ_c от \sqrt{s} : эта величина должна убывать с ростом \sqrt{s} не медленнее, чем

$$\tau_c \approx \tau_0 / \sqrt{s}. \quad (2.33)$$

С другой стороны, более быстрое убывание τ_c с ростом \sqrt{s} привело бы к нарушению соотношения неопределенностей "энергия - время". Поэтому из (2.31) и (2.33) следует

$$L_c \approx (\tau_0 / \sqrt{s}) \sqrt{\gamma^2 - 1} \approx \tau_0 \rho^{in} / \sqrt{s} \approx const (E^{in}), \quad (2.34)$$

т.е. средняя длина коллективного взаимодействия не зависит от E^{in} , что, как отмечено выше, является достаточным условием для инвариантности (2.3) относительно E^{in} .

Таким образом, экспериментально установленная универсальность формы (2.1) инклюзивных спектров кумулятивных адронов относительно угла θ , сорта адрона, массового числа A ядра мишени и начальной энергии E^{in} непосредственно вытекает из качественных представлений горячей схемы и не требует для своего объяснения никаких дополнительных построений.

III. "Объемный" характер A -зависимости инвариантных сечений

К числу самых общих результатов экспериментального исследования кумулятивных реакций относится и вывод о том, что A -зависимость инвариантных сечений является "объемной" ($E d^3\sigma/dp^3 \sim A^1$).

Очевидно, что локальный характер взаимодействия приводит к объемной зависимости от A , если экранирующими свойствами среды, в которой протекает реакция, можно пренебречь. При рассмотрении этих свойств необходимо учитывать особенность кинематики рождения частиц под большими углами ($\theta > 90^\circ$) в лабораторной системе: границы доступной этим частицам области фазового пространства, соответствующие взаимодействию налетающего адрона с одним, двумя и т.д. нуклонами ядра, не чувствительны к величине доли первичной энергии E^{in} , затраченной на образование КС, в широких пределах изменения этой доли $1/12$. В справедливости этого утверждения нетрудно убедиться, используя непосредственно определения (2.1) и (2.2) кумулятивного числа x . Благодаря указанной особенности при анализе экранирующих свойств среды следует использовать величину потерь энергии.

Действительно, с учетом составной структуры адрона движение налетающей частицы в плотной ядерной среде принято рассматривать как поток энергии, переносимой ее партонами. Именно этот поток, а не первичная частица, исчезающая, строго говоря, при первом же взаимодействии со средой, должен рассматриваться как потенциальный инициатор реакции. Следовательно, вопрос об экранировке во входном канале реакции сводится к задаче о диссипации этого потока.

Следует различать две возможности для диссипации потока энергии. Одна из них представляет собой дробление потока на динамически независимые составляющие, другая — затраты энергии на возбуждение среды.

Механизм дробления потока может реализоваться следующим образом. Составляющие первичного адрона связаны между собой цветными силами, что и определяет способность адрона взаимодействовать с мишенью как целое. Столкновение этих составляющих со средой приводит к росту их относительного импульса, а следовательно, и эффективной массы системы, которую они в совокупности представляют. Избыток этой массы над массой покоя первичной частицы, являясь энергией возбуждения системы, реализуется в рождении дополнительных $q\bar{q}$ -пар, экранирующих первичные цветные заряды. В результате цветные силы между отдельными элементами потока разрываются, и он утрачивает способность взаимодействовать с нуклонами ядра как целое.

Экранирующая способность данного способа диссипации определяется средней длиной дробления потока L_d . Для ее грубой оценки воспользуемся соотношением, аналогичным соотношению (2.31):

$$L_d \approx \tau_c \sqrt{\gamma_F^2 - 1}, \quad (3.1)$$

где $\gamma_F = p^{in}/m_F$ — лоренц-фактор потока, в m_F — его эффективная масса. В (3.1), как и в (2.31), τ_c — среднее время развития диссипативного процесса в возбужденной системе, связанной цветными силами. В соответствии с (2.33)

$$\tau_c \approx \tau_0 / \Delta m_F, \quad (3.2)$$

где Δm_F — энергия возбуждения потока. Подставляя (3.2) в (3.1), получим

$$L_D \approx \tau_0 \cdot \rho^{in} / m_F \cdot \Delta m_F. \quad (3.3)$$

Сравнивая (3.3) с (2.34), приходим к соотношению

$$L_D \approx L_c \frac{S}{m_F \Delta m_F}. \quad (3.4)$$

Средняя длина диссипативных процессов для КС удовлетворяет неравенству (2.32): $L_c < \bar{\tau}_{NN} \approx 2 \div 2,5$ фм, и по модельным оценкам имеет величину $L_c \approx 1$ фм /8,12/. Среднее значение Δm_F невелико и не зависит от первичной энергии, о чем свидетельствует эффект лидирующей частицы и фейнмановский скейлинг в области фрагментации. По различным оценкам, $\Delta m_F \approx 0,5 \div 1,0$ ГэВ. Подставляя оценки L_c и Δm_F в (3.4), находим, что при $E^{in} \geq 10$ ГэВ величина L_D превышает размеры ядер. Следовательно, дробление потока происходит, как правило, вне ядра и не экранирует коллективное взаимодействие.

Теперь совсем кратко об экранирующей способности потерь энергии на возбуждение среды (т.е. ядра). По различным оценкам, их средняя величина порядка сотен МэВ/фм. При $E^{in} \geq 10$ ГэВ энергетические потери такого масштаба не могут экранировать процесс формирования КС, способной испустить кумулятивную частицу под большими углами ($\theta_L \geq 90^\circ$) в лабораторной системе.

Проведенный в /8,13,14/ анализ экранирующих факторов во входном и выходном каналах реакции свидетельствует об их малости и тенденции к взаимному сокращению.

Таким образом, слабое влияние экранировок и локальность коллективного взаимодействия приводят к объемной A -зависимости сечений образования кумулятивных адронов.

IV. Общие следствия горячей схемы и количественные характеристики кумулятивных реакций

Возможности использования самых общих следствий из предположения о доминирующей роли горячей схемы в процессе образования кумулятивных адронов не ограничиваются интерпретацией универсальности формы инклюзивных спектров (2.3). Ниже мы обсудим вытекающие из этих следствий количественные закономерности процесса.

§ 4.1. К определению угловой зависимости инвариантных сечений

Из рис. 1 видно, что величина "расщепления" между наблюдаемыми инвариантными сечениями, соответствующими $\theta_1 = 168^\circ$ и $\theta_2 = 90^\circ$, порядка 10. Согласно (2.15) это расщепление в горячей схеме определяется

отношением

$$E \frac{d^3\sigma(\theta_1, x)}{d\rho^3} / E \frac{d^3\sigma(\theta_2, x)}{d\rho^3} \approx \frac{|Y_{L,0}(\theta_1)|^2}{|Y_{L,0}(\theta_2)|^2} \quad (4.1)$$

При $E^{in} = 10$ ГэВ и $n = 2,3$ средняя скорость КС составляет $\beta = 0,8$. Следовательно, согласно (2.5) углу $\theta = 168^\circ$ соответствует $\theta_c \approx 130^\circ$, а углу $\theta = 90^\circ$ соответствует $\theta_c = 144^\circ$. Учитывая это соответствие, с помощью (2.5), (2.12) и (4.1) получаем

$$E^{in} \frac{d^3\sigma(168^\circ, x)}{d\rho^3} / E \frac{d^3\sigma(90^\circ, x)}{d\rho^3} \approx \pi \bar{L} \sin 144^\circ \approx 2\bar{L}. \quad (4.2)$$

Из экспериментальной оценки отношения (4.2) ($\sim 10^{2/3}$) находим, что эффективное значение углового момента, уносимого кумулятивным π -мезоном, $\bar{L}_\pi \approx 5$. Это не противоречит оценкам (2.7), (2.13) по горячей схеме.

Разумеется, выражения (2.11) и (2.12), отражая общую закономерность, не могут претендовать на детальное описание угловых распределений. Последовательный учет вкладов каналов с различными значениями L и их интерференции может привести к появлению существенных поправок, а также эффектов тонкой структуры в этих распределениях.

Отметим также, что формально выражение (2.7) содержит зависимость \bar{L}_{pp} от E^{in} вида $L_{pp} \sim \sqrt{E^{in}}$. Это, однако, не означает, что отношение (4.1) должно испытывать аналогичный рост с увеличением E^{in} , так как при высоких энергиях оно определяется угловым моментом самой медленной подсистемы КС, составляющим лишь долю полного углового момента столкновения.

Во-первых, с ростом E^{in} растет число подсистем и соответствующая доля уменьшается, что в первом приближении стабилизирует отношение (4.1).

Во-вторых, стабилизации (4.1) может способствовать и наличие критической (максимальной) величины углового момента L_{kp} , при которой захват нуклонов в единую КС еще возможен. Этот эффект для нерелятивистских адронных компаунд-систем, образующихся в реакциях олияния ядер, был давно предсказан^{15/}, а затем и обнаружен экспериментально.

§ 4.2. Отношения выходов кумулятивных адронов, а также их спектры

Для получения численных значений отношений (2.24)–(2.27) необходимо рассмотреть вопрос о внутренних статистических весах. Поскольку нас интересуют лишь относительные вероятности различных каналов кумулятивной реакции, мы должны оценить только изменения внутреннего статистического веса при переходе от канала к каналу. Примем во

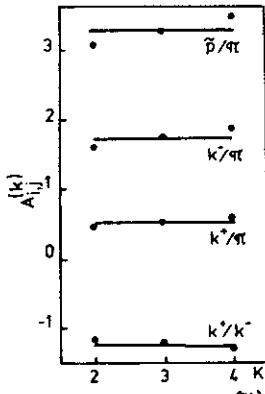


Рис.2. Значения $A_{ij}(k)$.

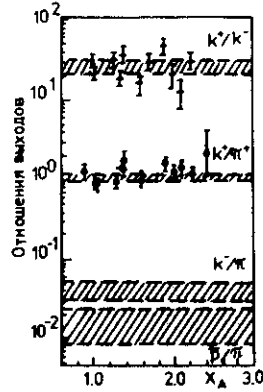


Рис.3. Сопоставление (i/j) теор. с (i/j) эксп.

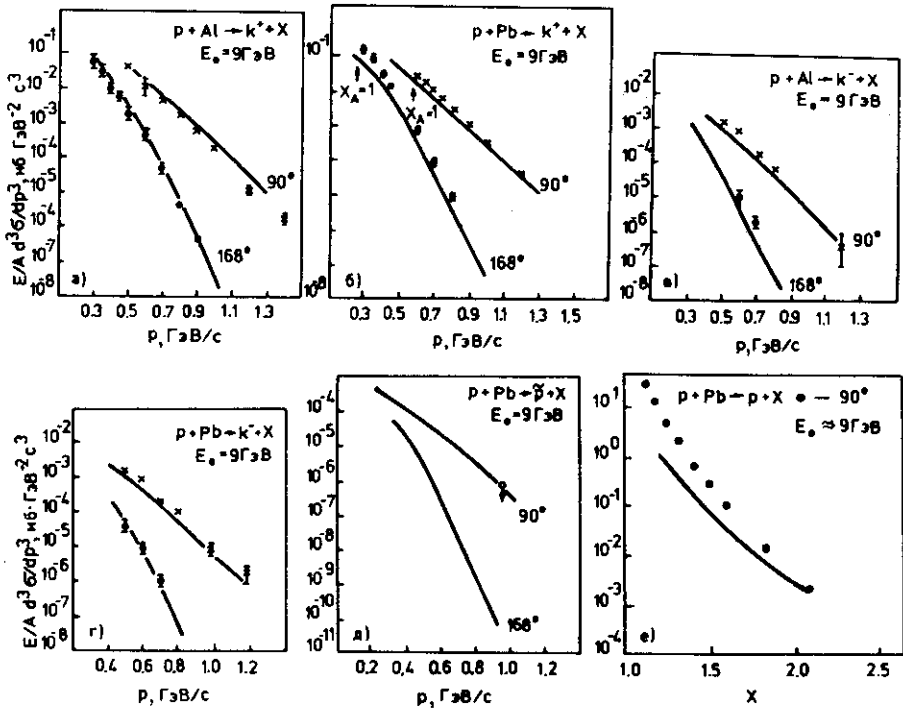


Рис.4. Сопоставление расчетных спектров (по формуле (2.30)) с экспериментальными.

внимание и то, что кумулятивная частица уносит значительную долю энергии системы, способной пойти на рождение частиц ($x_p = 0,7 + 0,8$). Поэтому число π -мезонов данного знака, образующихся при распаде системы, ответственной за кумулятивный эффект, порядка единицы.

Учитывая сказанное, полагаем относительный вес канала образования кумулятивного π -мезона в паре с нейтроном (минимальным затратам энергии соответствует превращение $\rho + X \rightarrow \pi^+ + N + X'$) равным единице.

Рассмотрим канал образования K^+ -мезона в паре с Λ_0 (минимальным затратам энергии соответствует превращение $\rho + X \rightarrow K^+ + \Lambda_0 + X'$). Поскольку, по предположению, $\pi_{\pi^+} \approx 1$, то замена π^+ на K^+ не изменит статистический вес системы. Замена же N на Λ_0 , приводящая к уменьшению числа нейтронов в системе на единицу, изменяет во внутреннем статистическом весе канала $\pi^+ N$ фактор, исключаяющий тождественные конфигурации, образуемые перестановкой нейтронов. Если в канале $(\pi^+ N)$ этот фактор равен $1/N!$, то в канале $(K^+ \Lambda_0)$ он равен $1/(N-1)!$, т.е. относительный вес канала $(K^+ \Lambda_0)$ равен π_N . Величина π_N определяется соотношением $\pi_N \approx \frac{K}{2} + 1$, где " K " - число нуклонов ядра, участвующих в коллективном взаимодействии, а " 1 " - дополнительный нейтрон, возникший из протона. Таким образом, $g_{K^+ \Lambda} \approx \frac{K}{2} + 1 \approx 2 + 2,3$ при $K = 2,3$.

Далее очевидно, что $g_{K^+ K^-} = 1$, так как появление в системе $K^+ K^-$ пары не изменяет ее внутренний статистический вес.

Рассмотрим канал рождения \bar{p} в паре с ρ . При переходе к нему от канала $(\pi^+ N)$ появляется фактор "4" из-за наличия спинов у ρ и \bar{p} и фактор $(\pi_{\rho} + 1)^{-1}$ за счет исключения тождественных протонов. При этом $\pi_{\rho} = \frac{K}{2} + 1$ (единица соответствует учету первичного протона). Следовательно, $g_{\rho \bar{p}} = \frac{4}{\pi_{\rho} + 1} = \frac{4}{3} \div 1$ при $K = 2,3$. В расчетах мы полагаем $g_{\rho \bar{p}} = 1$.

Подстановка полученных таким образом величин g_{ij} в (2.24) - (2.27) позволяет проводить численные оценки отношений выходов кумулятивных адронов разного сорта. Сопоставление этих величин с имеющимися экспериментальными данными ^{/16/} по отношениям K^+/π и K^+/K^- , а также результаты расчета отношений K^-/π и \bar{p}/K^- приведено на рис. 3. Заштрихованные области демонстрируют неточности теоретических оценок, обусловленных приближением (2.23). Как видно из рис. 3, горячая схема удовлетворительно описывает имеющиеся данные.

На основе полученных величин для отношений (i/j) и формулы (2.30) можно преобразовать известные из эксперимента ^{/5/} сечения рождения π -мезонов в сечения рождения K^+ , K^- -мезонов и антипротонов. Результаты такого преобразования представлены на рис. 4 кривыми. Они сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными по сечениям образования K -мезонов ^{/5/} и антипротонов ^{/17/}. Результаты расчета

удовлетворительно воспроизводят эксперимент, что убедительно свидетельствует в пользу горячего источника кумулятивных адронов.

В заключение сделаем замечание по поводу длительной дискуссии относительно того, тождественны ли механизмы образования кумулятивных мезонов и протонов. В соответствии с логикой изложенной выше картины оценим выход кумулятивных протонов. Для отношения (P/π) нетрудно получить (в системе покоя КС):

$$(P/\pi) \approx \exp\left(\frac{E_\pi - E_p + m}{T}\right). \quad (4.3)$$

Тогда с помощью (4.3) и данных по спектрам π -мезонов ^{15/} получаем спектр кумулятивных протонов под углом 90° (в этом случае спектр не зависит от величины углового момента КС), изображенный на рис. 4е сплошной линией. Рис.4е свидетельствует об удовлетворительном согласии с экспериментом.

Как следует из работ ^{18,19/}, свойство универсальности наклона спектров распространяется и на протоны. Для них также имеет место факторизация зависимости инвариантных сечений от переменных X и θ . Однако отношение $E \frac{d^2\sigma}{dP^2}(x, 180^\circ) / E \frac{d^2\sigma}{dP^2}(x, 90^\circ)$ многократно превышает соответствующее отношение для мезонов. Возможна следующая интерпретация этого факта. Величина $\bar{L}_\pi \approx 5$ (см. (4.2)) существенно меньше значения $\bar{L}_{КС}$ (см. оценки (2.7), (2.8)). По-видимому, передача в системе углового момента от первичного протона к вновь рожденной частице сильно подавлена. Это представляется нам вполне естественным. Иная ситуация возникает при вылете протонов, когда глубокое перераспределение углового момента не требуется, а для оценки отношения (4.1) можно использовать максимальное значение $\bar{L}_{КС}$. Это приводит к величине порядка 50-100, что близко к наблюдаемой величине.

Таким образом, в очень грубом приближении горячая схема допускает согласование данных по выходу кумулятивных протонов и мезонов. Некоторое различие в зависимости сечений образования π и p от A может быть обусловлено вкладами от других механизмов ^{20,21/}. Желательно продолжить теоретическое изучение этого вопроса.

У. Заключение

Итак, кумулятивный эффект является естественным следствием развития процесса множественного рождения адронов в ядерном веществе. Выше мы убедились в том, что не выходя за рамки представлений и методов, широко используемых для описания процесса множественного рождения, можно объяснить основные свойства кумулятивных реакций - универсальность наклона спектров ^{2,3/} и объемную A -зависимость сечений. Оказалось также возможным установить и количественные соотношения между сечениями образования частиц разного сорта под разными углами, на разных ядрах, при разных энергиях.

Это, однако, означает, что содержащаяся в перечисленных закономерностях информация о механизме процесса множественного рождения доступна при соответствующей постановке эксперимента и при исследовании некумулятивных реакций. Так, например, температура КС, ее угловой момент, а также характер распределения этого момента между продуктами распада КС, могут быть найдены при исследовании процесса множественного рождения в pp -столкновениях. Изучение этого процесса в доминирующем канале pA -взаимодействий позволяет оценить некоторые параметры его пространственно-временного развития: время адронизации (минимальное, так как распад происходит вне ядра) закономерности предраспадного расширения $KS^{2/22}$, масштаб максимальной величины $L_{КС}$ (см. (4.2)) и т.д. При этом преимущества использования относительно редкого кумулятивного канала реакции состоят лишь в возможности выделения объекта — статистической системы — в более "чистом виде" (вклад каналов фрагментации сепарируется ядром) и в более резкой чувствительности наблюдаемых характеристик к особенностям развития процесса. Последняя сыграла немаловажную роль в решении, например, вопроса о степени коллективизации взаимодействия релятивистских адронов с ядрами^{/23/}.

Вместе с тем инклюзивный спектр кумулятивных частиц может содержать и такую информацию, извлечь которую из других процессов нельзя. Однако для этого необходимо решить, какой вариант коллективного взаимодействия в рамках горячей схемы доминирует.

Так, например, модель "собирания"^{/20, 8, 12/} связывает наклон спектра и абсолютную нормировку сечения образования кумулятивных адронов с параметрами развития процесса множественного рождения на его ранней стадии, которая оказывается резко выделенной условием реализации коллективного взаимодействия внутри малого пространственно-временного интервала. В^{/8/} даны аналитические выражения для $W_A^{(n)}$ в (2.4), в которые в качестве параметров входят величина τ_0 , определяющая среднее время развития диссипативных процессов в КС — τ_c (см. (2.38)) и σ_c — сечение такого взаимодействия с нуклоном, помещенным в ядерную среду, при котором возникают цветные силы, способные увлечь этот нуклон как целое. Сравнение (2.4) с экспериментом позволяет установить значения этих параметров: $\tau_0 \approx 2$ ГэВ фм/с; $\sigma_c \approx 10$ мб^{/12/}. Согласно (2.34) величине $\tau_0 \approx 2$ ГэВ фм/с соответствует средняя длина развития диссипативных процессов $L_c \approx 1$ фм. Малость L_c по сравнению с эффективной длиной $L_{эфф} \approx (\sigma_c \rho)^{-1}$ определяет "локальность" коллективного взаимодействия.

Фактически τ_c - это время возбуждения КХД - вакуума, в результате которого динамический объект - цветная струна превращается в квазиклассически расширяющуюся статистическую систему. Можно ожидать, что эта величина найдет свое объяснение в будущей теории возникновения стохастичности в квантованных полях Янга-Миллса. Величина же σ_c , по-видимому, должна возникнуть в теории, способной описывать явления на стыке КХД больших расстояний и сплошных сред.

Другую возможность осуществления коллективного взаимодействия представляет флуктуационный механизм Д.И.Блохинцева^{/25/}, предложенный им для интерпретации процесса квазиупругого выбивания дейтронов из ядер при промежуточных энергиях. Еще в ^{/26/} мы обсуждали эту возможность в связи с начавшимися в то время исследованиями кумулятивной реакции при высоких энергиях. Действительно, горячая КС, способная излучить кумулятивный адрон, может образоваться при взаимодействии налетающей частицы с флуктуацией плотности ядерного вещества, содержащей два и более нуклонов. Развитие процесса по горячей схеме исключает зависимость его характеристик от структурной функции флуктуации. Непосредственный расчет сечений в (2.4) по теории флуктуаций $W_A^{(n)} = \sigma_{pN}^{in} A \cdot (\tau_f / \tau_0)^{3(n-1)/n!}$ с установленным Д.И.Блохинцевым радиусом флуктуации $\tau_f \approx 2 \hbar / m_N \approx 0,43$ фм, приводит к величинам, совпадающим с точностью до несущественного фактора ≈ 2 с результатами расчета по модели "собирания". Легко видеть, что этот вариант, в отличие от предыдущего, не содержит свободных параметров, специфических именно для процесса кумулятивного рождения адронов. Следовательно, объясняя кумулятивный эффект, этот вариант не приводит к качественно новой информации, допуская при этом возможность подтверждения или уточнения значений параметров в современных кварковых моделях флуктуаций ядерной плотности^{/27/}.

Оценка относительного вклада в кумулятивный эффект двух указанных вариантов осуществления коллективного взаимодействия в рамках горячей схемы требует дальнейших исследований.

Литература

1. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.А. ОИЯИ, P2-86-183, Дубна, 1986.
2. Бояринов С.В. и др. - ИТЭФ, № 5, М., 1987.
3. Бояринов С.В. и др. - ИТЭФ, № 13, М., 1988.
4. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Цереломов А.М. - Рассеяние реакции и распад в нерелятивистской квантовой механике. Наука, М., 1971.
5. Baldin A.M. et al. - JINR, EI-82-472, Dubna, 1982.

6. Фейнберг Е.Л. - УФН, 1971, т. 104, с. 539.
7. Ландау Д.Д., Лифшиц Е.М. - Теоретическая физика, т. 5, Наука, М., 1964.
8. Амеев С.Ш. и др. - ОИЯИ, P2-87-466, Дубна, 1987, Zeitschrift für Physik A, Atomic Nuclei, 1988, vol. 331, No3, 347.
9. Azimov S.A. et al. - Phys. Lett., 1978, B78, p.337, Азимов С.А. и др. - В сб.: Взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях. Ташкент, ФАН, 1981, с. 3-73.
10. Kalinkin B.N. - Fortschritte der Physik, 1984, 32, No 8, p.395.
11. Шмонин В.Л. - В сб.: Множественное образование адронов. 1983, Алма-Ата, Наука, с.119.
12. Golubyatnikova E.S., Shakhanova G.A., Shmonin V.L. - Acta Phys. Pol., 1984, B15, p. 585.
13. Амеев С.Ш. и др. - ИФЭ АН КазССР, 88-01, Алма-Ата, 1988.
14. Голубятникова Е.С., Шаханова Г.А., Шмонин В.Л. - ОИЯИ, P2-86-182, Дубна, 1986.
15. Калинин Б.Н., Петков И.Ж. - Acta Phys. Pol., 1963, XXV, p.265; Kalinkin B.N. - Nucl. Phys., 1965, 67, p. 377.
16. Балдин А.М. и др. - VII Международный семинар по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-84-599, Дубна, 1984, с. 195.
17. Бондарев В.К. и др. - В сб.: VII Международный семинар по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-86-668, Дубна, 1987, с. 243.
18. Балдин А.М. и др. - ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.
19. Болринов С.В. и др. - ИТЭФ, 86-130, М., 1986.
20. Gagarin Ju.F., Kalinkin B.N., Lukin V.A. - FTI, 989, Leningrad, 1985.
21. Prilepsky Yu.B., Shmonin V.L. - Acta Phys. Pol., 1987, No 8, p. 729.
22. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ЭЧАЯ, 1980, т. II, с. 630.
23. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. - Acta Phys. Pol., 1979, B10, No 3, p. 247.
24. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L. - Acta Phys. Pol., 1978, B9, p.375.
25. Блохинцев Д.И. - ИЭТФ, 1957, 33, с. 1225.
26. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. - ОИЯИ, P4-6298, P4-6299, Дубна, 1972.
27. Наухачин В.Г., Чумильский В.М. - ЯФ, 1987, 46, с. 448.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1989 года.