

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-87-466

**С.Ш.Амеев*, Е.С.Голубятникова*, Б.Н.Калинкин,
Г.А.Шаханова*, В.Л.Шмонин***

**О СОВРЕМЕННОМ СТАТУСЕ
МОДЕЛИ СОБИРАНИЯ
ДЛЯ КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ**

Направлено в журнал
"Zeitschrift für Physik A"

* Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

I. Введение

Под кумулятивным мезообразованием мы понимаем такой процесс взаимодействия частицы высокой энергии с ядром, который сопровождается рождением мезона в области фазового пространства, кинематически запрещённой для продуктов взаимодействия этой частицы с отдельным нуклоном. Обсуждение в^{1,2/} критериев выбора теоретической схемы описания процесса позволило нам прийти к выводу о том, что кумулятивный мезон образуется при распаде высоковозбуждённой адронной системы вне ядра. Одним из кандидатов на роль количественной модели в рамках такой схемы процесса является модель "собирания", сформулированная в^{3,4/} и развитая в^{5/}.

Дискуссия, развернувшаяся в последнее время по поводу этой модели, способствовала более глубокому пониманию ее содержания. Она выявила также необходимость дополнительного разъяснения физических основ модели^{3-5/} и тех её элементов, формулировка которых была неправильно понята, либо искажена в работах некоторых авторов. Этой цели посвящена данная работа. Она содержит краткое изложение модели^{3-5/} в её современном виде с необходимыми разъяснениями. Максимально упрощена процедура получения численных результатов, она сведена к нескольким приближённым аналитическим выражениям. Показано, что анализ кумулятивного мезообразования в рамках модели "собирания" может дать важную информацию о развитии процесса множественного рождения адронов во времени.

II. Структура модели

§ I. Коллективное взаимодействие нуклонов

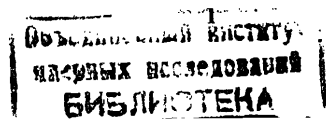
Модель "собирания" отражает предельную ситуацию в общей картине пространственно-временного развития процесса множественного рождения на ядрах^{6,7/}, соответствующую редкому каналу образования компаунд-системы (КС), в котором реализуется коллективное взаимодействие нуклонов. Фактором, определяющим характер развития процесса рождения в ядерном веществе, является τ_c - среднее время, по истечении которого в КС, образованной при столкновении налетающей частицы с одним из нуклонов ядра, развиваются необратимые диссипативные процессы, и она приобретает свойства квазиклассической статистической системы. Величина τ_c определяется в системе покоя КС. В системе покоя ядра величине τ_c соответствует средняя длина формирования КС:

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

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

Характер развития процесса определяется соотношением между L_c и средним межнуклонным расстоянием в ядрах \bar{r}_{NN} . Так, в случае

$$L_c \gg \bar{r}_{NN} \quad (2)$$



следует ожидать, что статистическая КС формируется при взаимодействии с трубкой ядерного вещества как с целым. Напротив, в случае

$$L_c \ll \bar{z}_{NN} \quad (3)$$

образование КС и её последующие взаимодействия в ядре разделены необратимыми процессами диссипации и должны рассматриваться как последовательность столкновений с внутриядерными нуклонами квазиклассической статистической системы.

Как известно (см. /7/ и ссылки в ней), схема когерентного взаимодействия налетающего адрона с трубкой ядерного вещества противоречит эксперименту, т.е. соотношение (2) не выполняется. Напротив, модель /6,7/, соответствующая (3), удовлетворительно согласуется с основными закономерностями процесса в исследованном интервале энергий.

То обстоятельство, что соотношение (3) остаётся справедливым с ростом энергии, накладывает ограничение на зависимость \bar{z}_c от \sqrt{s} — эта величина должна убывать с ростом \sqrt{s} не медленнее, чем:

$$\bar{z}_c \approx \tau_0 / \sqrt{s} \quad (\tau_0 - \text{const}). \quad (4)$$

Тогда из (1) и (4) следует

$$L_c \approx \frac{\tau_0}{\sqrt{s}} \sqrt{\sqrt{s}^2 - 1} \approx \tau_0 \frac{p_{in}}{s} \approx \text{const}. \quad (5)$$

Вывод о том, что имеет место соотношение (3), был сделан на основании анализа поведения общих характеристик процесса множественного рождения на ядрах и, следовательно, верен для средних величин \bar{L}_0 и \bar{z}_{nn} . Однако он не противоречит тому, что в редких случаях (3) может не выполняться для флуктуаций этих величин. В таких случаях КС формируется в результате коллективного взаимодействия двух и более нуклонов ядра с налетающей частицей. Именно к таким случаям и апеллирует модель "собирания", а сам процесс "собирания" является модельной реализацией такого взаимодействия.

В принципе, накопление энергии, необходимой для образования кумулятивной частицы, может идти и в основном канале множественного рождения на ядрах за счёт последовательных взаимодействий статистической КС с нуклонами ядра. Однако при этом требуется, чтобы в КС произошло перераспределение энергии, накопленной в ряде столкновений с концентрацией её значительной части на одной рождаемой частице. Вероятность такого перераспределения должна быть исчезающе мала. Действительно, вследствие квазиклассического расширения КС /7-10/ с околосветовой скоростью отсутствует эффективный обмен энергией между её частями, движущимися в противоположные стороны. Кроме того, с развитием процессов диссипации, сопровождающихся рождением $q\bar{q}$ -пар и глюонов, происходит разрыв цветных связей между частями КС и прекращение интенсивного обмена энергией между ними. Эти аргументы позволяют нам считать, что упомянутый выше канал коллективного взаимодействия нуклонов в случае рождения кумулятивных мезонов оказывается доминирующим.

Вероятность такого взаимодействия n нуклонов в ядре A зависит от величины параметра модели $\tau_0 (\approx 2 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм} / c^{5/2})$, формы флуктуаций времени задержки развития диссипативных процессов в КС, которая принята в обычном для нестабильных состояний квантовых систем виде

$$\eta(t) \approx e^{-t/\tau_c}, \quad (6)$$

а также распределением плотности нуклонов в ядре. При этом необходимо учитывать также наличие в ядерных силах кора, не позволяющего нуклонам сближаться на расстояния, меньшие $\tau_c \approx 0,6 \text{ фм}$.

§2. Физическая картина процесса "собирания"

Ещё в /II/ указывалось на то, что наряду с наиболее вероятным периферическим каналом неупругого взаимодействия адронов возможно образование полной КС, включающей в себя оба сталкивающихся нуклона. Такая возможность, согласно /II/, осуществляется с небольшим сечением порядка $0,1 \sigma_{NN}^{in}$. Именно этот случай рассматривался первоначально в /3/ как основа схемы "собирания", так как если в подобном столкновении последовательно участвуют несколько ядерных нуклонов, то оно может привести к захвату их в единую КС, способную при своём распаде излучить кумулятивный адрон.

Возможность реализации механизма "собирания" естественным образом вытекает из современных представлений о хромодинамике больших расстояний и определяющей роли цветных сил в процессе множественного рождения адронов. Действительно, пусть на первой стадии процесса рождения налетающий нуклон N_n и нуклон ядра N_1 оказываются связанными цветными силами. Под действием этих сил нуклон N_1 приобретает ускорение в направлении движения первичного нуклона. Принципиальным является вопрос о том, каково окажется расстояние между этими нуклонами Δz_1 в лабораторной системе в тот момент, когда первичный нуклон N_n пройдёт среднее расстояние между нуклонами $\bar{z}_{nn} \approx 2,5 \text{ фм}$, т.е. окажется в состоянии взаимодействия со следующим нуклоном N_2 при условии, что в системе $N_n N_1$ диссипативные процессы ещё не получили развития. Вероятность выполнения этого условия определяется выражением (6), которое как функция координат покоящихся нуклонов z_2 и z_1 имеет вид

$$\eta_2 = \exp\left[-\frac{(z_2 - z_1)\sqrt{s_1}}{\tau_0 \sqrt{\gamma_1^2 - 1}}\right] \approx \exp[-a_2(z_2 - z_1)], \quad (7)$$

где $\sqrt{s_1} = \sqrt{2m(\epsilon_{in} + m)}$; $\gamma_1 = \sqrt{(\epsilon_{in} + m)/2m}$.

Если расстояние Δz_1 окажется меньше размера нуклона, то нуклоны N_n и N_1 будут взаимодействовать с нуклоном N_2 коллективно, т.е. осуществится процесс "собирания".

Для выяснения этого вопроса используем решение известной задачи

о релятивистском равноускоренном движении ^{/12/}. В системе отсчёта, в которой скорость нуклона N_i , $v_{N_i} = 0$, обычное трёхмерное ускорение равно $\omega_0 = F_C/m_N$, где F_C - сила, действующая на нуклон. Относительно системы покоя ядра скорость нуклона N_i равна

$$v_{N_i}^1 = \frac{\omega_0 t}{\sqrt{1 + \omega_0^2 t^2}}, \quad (8)$$

а его текущая координата в той же системе

$$z_{N_i} = \frac{1}{\omega_0} (\sqrt{1 + \omega_0^2 t^2} - 1). \quad (9)$$

Нижнюю оценку величины F_C можно получить на основе модели классической цветной струны, рассматриваемой в адиабатическом приближении ^{/13/}. (Для энергичных столкновений адиабатическое приближение неприменимо ^{/14/} - должны возникать более интенсивные силы F_C). Согласно этой модели обмену кварком между нуклонами (триплетная струна) соответствует $F_C = 1$ ГэВ/фм. В случае же более вероятного обмена глюоном (октетная струна, расщепляющаяся на две триплетных) $F_C = 2$ ГэВ/фм.

На рис. I представлены v_{N_i} и Δz_L как функции от $z_{N_{in}}$ для этих двух случаев. Мы видим, что использование даже нижних оценок для F_C , соответствующих адиабатическому приближению, приводит к "собиранию" нуклона N_i . Процесс "собирания" может быть продолжен по отношению к нуклону N_2 и т.д.

Вопрос о сечении такого взаимодействия, при котором возникают цветные силы, способные увлечь нуклон как целое в плотной ядерной среде, вряд ли может быть решён без привлечения дополнительных предположений. Поэтому в модели ^{/3-5/} это сечение входит в качестве параметра $\sigma_0^i (= 1/3 \sigma_{NN}^{in} / 5)$, который в первом приближении полагается одинаковым для всех последовательных актов "собирания".

Сечение процесса, в котором "собираны" k и более нуклонов ядра-мишени, имеет вид

$$W_A^{(k)} = 2\pi \int_0^\infty b db \int_{-z_0}^{z_0} dz \int_{-z_0}^{z_0} dz' \rho(b, z, t) e^{-\alpha_c \int_{z_0}^{z_1} \rho(b, z') dz'} \dots \int_{z_{k-1}+z}^\infty dz_k \int_{-z_{k-1}+z}^{z_k} \rho(b, z_k) e^{-\alpha_c \int_{z_{k-1}+z}^{z_k} \rho(b, z') dz'} e^{-\alpha_k (z_k - z_{k-1})}. \quad (10)$$

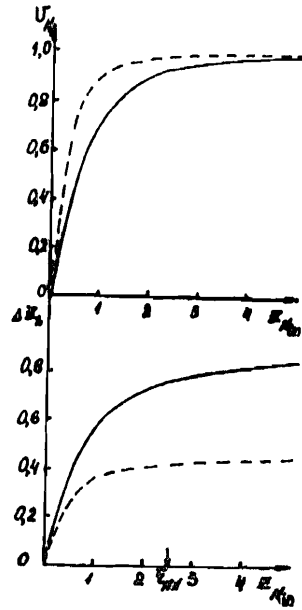


Рис. I. Зависимость v_{N_i} и Δz_L от $z_{N_{in}}$.

Здесь

$$\alpha_i = \frac{\sqrt{s_i}}{c_0 \sqrt{t^2 - 1}} = \frac{S_i}{c_0 P_{in}}, \quad (11)$$

$$S_i = 2imE_{in} + (t^2 + 1)m^2, \quad i = n-1. \quad (12)$$

Соотношение (10) предполагает также, что процессом, экранирующим "собирание", является само "собирание". Вопрос о влиянии потерь энергии в ядерном веществе первичным нуклоном и КС мы обсудим ниже.

§3. Инвариантное сечение рождения кумулятивных мезонов

Для перехода к наблюдаемым сечениям рождения кумулятивных частиц модель собирания должна быть дополнена описанием распада КС. Существуют два варианта решения данного вопроса: использование той или иной модели распада, либо извлечение закона распада адронных систем из данных по множественному рождению в адронных столкновениях.

Оба варианта заключают в себе определённые трудности. Любая модель содержит приближения, которые не всегда можно проконтролировать. Информация же о распадных свойствах "горячей" адронной системы, извлекаемая из экспериментов по pp-столкновениям, искажена рядом факторов. Наиболее существенные из них следующие.

Инклюзивные спектры мезонов, рождённых в pp-столкновениях, представляют собой сумму вкладов взаимодействий с различными массами промежуточной системы, а также и таких взаимодействий, в которых эта система не образуется. Выражение же (10) модели собирания представляет собой сечение образования КС с фиксированной массой, равной $\sqrt{s_n}$.

Далее, помимо мезонов от распада горячей, пионизационной системы, эти спектры содержат в большей или меньшей степени, в зависимости от сорта мезона, продукты фрагментации первичных частиц (эффект "лидирования"). Однако, как показано в ^{/1/}, канал фрагментации не может давать существенный вклад в рождение кумулятивных мезонов.

Наконец, дополнительное искажение вносится различием барионного заряда КС и системы, образованной в адронных взаимодействиях.

В работах ^{/3-5, 2/} нами был избран второй вариант: была использована гипотеза об идентичности инклюзивных спектров частиц в адронных столкновениях и в коллективном взаимодействии адронов при одном и том же значении \sqrt{s} . В соответствии с ней в выражении для сечения образования мезона сорта "i" ^{/3-5/}:

$$E \frac{d^3 \sigma_i}{dP^3}(x, P_L, E_{in}) = \sum_n W_A^{(n)} F_i(x_n, P_L, \sqrt{s_n}) \quad (13)$$

роль функций F_i , описывающих распад КС, играют нормированные на σ_{pp}^{in} инвариантные сечения из pp-столкновений:

$$F_i(x, P_L, \sqrt{s}) = \frac{E_{in}}{\sigma_{pp}^{in}} \frac{d^3 \sigma_i^{pp}}{dP^3}(x, P_L, \sqrt{s}). \quad (14)$$

Поправки к (I4), связанные с исключением вклада эффекта лидирования и необходимостью учёта дополнительного барионного заряда КС, образующейся в ядре, мы обсудим ниже в IV. Грубый же учёт влияния разброса по массам КС, содержащегося в исходной информации, состоит в том, что вместо сечения процесса собирания n нуклонов (I0) в (I3) подставляется более адекватная ей величина — сечение процесса собирания $n-1$ нуклонов и последующего произвольного взаимодействия с n -м нуклоном с сечением σ_{pp}^{in} :

$$W_A^{(n)} = 2\pi \int_0^{\infty} b db \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \sigma_c \rho(b, z_1) \exp[-\sigma_c \int_{z_1}^{z_2} dz' \rho(b, z')] \cdot \int_{z_1+z_c}^{\infty} dz_2 \sigma_c \rho(b, z_2) \exp[-\sigma_c \int_{z_1+z_c}^{z_2} dz' \rho(b, z')] \cdot \dots \int_{z_{n-1}+z_c}^{\infty} dz_n \sigma_{pp}^{in} \rho(b, z_n) \exp[-\sigma_{pp}^{in} \int_{z_{n-1}+z_c}^{z_n} dz' \rho(b, z')] \cdot \exp[-\alpha_n(z_n - z_{n-1})]. \quad (I5)$$

Подчёркнём, что \sqrt{s} и x в (I3) и (I4) вычисляются по полной кинематике, что позволяет эффективно учесть весь набор промежуточных масс μ .

Особый интерес представляет собой общая для всех моделей кумулятивного мезообразования проблема поглощения кумулятивных мезонов ядерным веществом. В первых работах по формулировке модели собирания ^{3,4} предполагалось, что распад КС происходит внутри ядра. Однако в дальнейшем оказалось, что в нём нет необходимости, и оно было исключено из основных положений модели ³⁻⁵. Более того, в ⁵ было показано, что найденные в эксперименте закономерности процесса можно интерпретировать, лишь допустив распад КС вне ядра. При этом путь, пройденный КС вне ядра должен быть достаточным для того, чтобы оставшееся позади КС разрушающееся ядро не повлияло на спектры частиц, испущенных в заднюю полусферу. Оценить длину этого пути можно приблизительно следующим образом. Поглощающая способность разрушающегося ядра характеризуется величиной

$$\alpha(t) = \sigma_{FN}^{in} \rho(t) R(t), \quad (I6)$$

где

$$R(t) = R(0) + \beta_p \cdot t, \quad (I7)$$

$$\rho(t) = \rho(0) \left(\frac{R(0)}{R(t)} \right)^3. \quad (I8)$$

Здесь σ_{FN}^{in} — сечение неупругого pN -взаимодействия, $R(0)$ и $\rho(0)$ — радиус и плотность ядра до столкновения, β_p — скорость расширения разрушающегося ядра ($\beta_p \approx 0,3 \pm 0,5$).

Время t зависит от длины пути КС, выраженного в единицах $R(0)$:

В этой связи необходимо отметить, что в работе ², посвящённой кумулятивному образованию, была допущена неточность: в (I3) и (I4) были подставлены значения \sqrt{s} и x , соответствующие коэффициенту неупругости $K = 0,5$ для взаимодействия налетающего протона. Это практически не повлияло на численный результат. В случае же рождения тяжёлых кумулятивных мезонов это привело бы к занижению выхода в несколько раз.

$$t \approx 2 \frac{R(0) + \beta_p t}{c \beta_{КС}}. \quad (I9)$$

Фактор 2 приближённо учитывает время обратного пролёта этого пути пионом, а $\beta_{КС} = 0,6-0,8$. Подставляя (I7) — (I9) в (I6), находим

$$\alpha(n) \approx \sigma_{FN}^{in} R(0) \rho(0) \left[\frac{1}{1 + 2 \frac{\beta_p}{\beta_{КС}} (n+1)} \right]^2. \quad (20)$$

Учитывая далее, что $\beta_p / \beta_{КС} \approx 0,5$, получим для $n = 1, 2, 3$ уменьшение величины α приблизительно в 9, 16, 25 раз по сравнению с её значением для холодного ядра. Таким образом, уже при $n=1$ поглощающая способность разрушающегося ядра уменьшается примерно на порядок. Очевидно, что реакция испускания кумулятивных адронов под углами, близкими к 180° , может служить источником информации о длительности процесса адронизации.

III. Численная реализация модели

Оценка качества численной реализации модели определяется требуемой точностью вычислений. В данном случае требования к точности вычислений определяются точностью эксперимента по кумулятивному мезообразованию и точностью используемой информации о спектрах частиц, образующихся при распаде КС.

Точность экспериментального определения $(\frac{d^3G}{d^3p^3})_A^{cum}$ характеризует рис. 2, на котором представлены данные, опубликованные в 1974г. ¹⁵, 1979г. ¹⁶, 1982г. ¹⁷. Из рис. 2 следует, что в области $p_C \leq 1$ ГэВ/с данные последних двух измерений устойчиво воспроизводятся с точностью до фактора 1,5. При $p_C \geq 1$ ГэВ/с данные пока весьма неопределённые.

Неточность информации о распаде КС характеризуется ошибками фита экспериментальных данных, которым соответствует разброс на фактор порядка 2 (см., например, ^{18,19}). Это определяет уровень точности, на который может претендовать модель и её вычислительная процедура.

Очевидно, что наиболее трудоёмкой частью этой процедуры является вычисление коэффициентов $W_A^{(n)}$ в формуле (I5).

В ² была предложена программа, содержащая расчёт $W_A^{(n)}$ с помощью

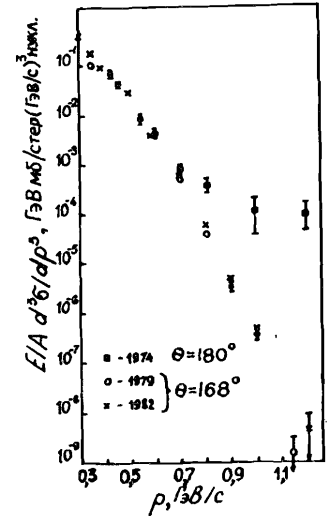


Рис. 2. Инвариантные сечения процесса $p \rightarrow p \pi^-$ — $\pi^+ X$.

ЭВМ, которая позволяла использовать реалистическую модель распределения ядерной плотности. На рис. 3 приведены результаты численного расчёта $W_A^{(n)}$ по этой программе для ядер C и Pb, $E_{ин} = 9$ ГэВ при трёх шагах интегрирования $H=0,15, 0,30, 0,60$ фм и $n=2,3,4$ (рабочий шаг, указанный в программе $H^2/N=0,3$ фм).

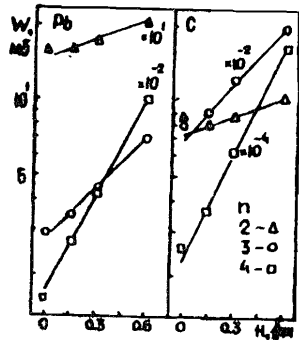


Рис. 3. Зависимость $W_A^{(n)}$ от шага интегрирования. Значки (Δ, ○, □) при $H=0$ - расчёт по формулам (22) - (24).

Как видно из рис. 3, зависимость $W_A^{(n)}$ от H в полулогарифмическом масштабе с хорошей точностью является линейной. Экстраполируя её в точку $H=0$, находим, что погрешность вычислений даёт фактор 1,2 при $n=2$, 1,5 при $n=3$ и 2 при $n=4$. Учитывая неопределённость исходной информации, такую точность следует считать удовлетворительной.

Здесь мы рассмотрим иную возможность вычисления $W_A^{(n)}$. Она основана на том, что в приближении однородной сферы для распределения ядерной плотности (это приближение пригодно для большинства ядер за исключением самых лёгких) можно произвести интегрирование (15) и получить аналитические выражения для $W_A^{(n)}$. В этом приближении (15) приобретает вид:

$$W_A^{(n)} = 2\pi \sigma_{in} (\alpha_c)^{n-1} \rho^n \int_0^R db \int dz \exp[-\alpha_c \rho(z + \sqrt{R^2 - b^2})] \cdot \int_{z_1+c}^{z_2+c} dz_2 \exp[-\alpha_c \rho(z_2 - z_1 - r_c) - a_2(z_2 - z_1)] \dots \int_{z_{n-1}+c}^{z_n+c} dz_n \exp[-\sigma_{in} \rho(z_n - z_{n-1} - r_c) - a_n(z_n - z_{n-1})]. \quad (21)$$

Здесь $\rho = (\frac{4}{3}\pi z_0)^{-1}$, значения z_0 для различных ядер взяты из [20]. После интегрирования в (21) имеют место следующие выражения для $W_A^{(n)}$:

$$W_A^{(2)} = \frac{\pi \sigma_{in} \rho}{2(\sigma_{in} \rho + a_2)} e^{-a_2 r_c} \left\{ 2R^2 \frac{(\sigma_{in} \rho + a_2) e^{\alpha_c \rho r_c}}{\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_2} \gamma[2, 2\alpha_c \rho R] + \frac{\alpha_c \rho e^{(\sigma_{in} \rho + a_2) r_c}}{\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_2} \gamma[2, 2(\sigma_{in} \rho + a_2) R] \right\}, \quad (22)$$

$$W_A^{(3)} = \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{in} \alpha_c \rho^2 e^{-(a_2 + a_3) r_c}}{(\sigma_{in} \rho + a_3)(\alpha_c \rho + a_2)} \left\{ 2R^2 - \frac{K_1}{(\alpha_c \rho)^2} \gamma[2, 2\alpha_c \rho R] + \frac{K_2}{(\alpha_c \rho + a_2)^2} \gamma[2, 2(\alpha_c \rho + a_2) R] - \frac{K_3}{(\sigma_{in} \rho + a_3)^2} \gamma[2, 2(\sigma_{in} \rho + a_3) R] \right\}, \quad (23)$$

где

$$K_1 = \frac{(\sigma_{in} \rho + a_3)(\alpha_c \rho + a_2)}{a_2(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_3)} e^{2\alpha_c \rho r_c},$$

$$K_2 = \frac{\alpha_c \rho (\sigma_{in} \rho + a_3)}{a_2(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_3 - a_2)} e^{2(\alpha_c \rho + a_2) r_c},$$

$$K_3 = \frac{\alpha_c \rho (\alpha_c \rho + a_2)}{(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_3 - a_2)(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_3)} e^{2(\sigma_{in} \rho + a_3) r_c},$$

$$W_A^{(4)} = \frac{\pi \sigma_{in} \alpha_c^2 \rho^3 e^{-(a_2 + a_3 + a_4) r_c}}{2(\sigma_{in} \rho + a_4)(\sigma_{in} \rho + a_3)(\alpha_c \rho + a_2)} \left\{ 2R^2 - \frac{l_1}{(\alpha_c \rho)^2} \gamma[2, 2\alpha_c \rho R] + \frac{l_2}{(\alpha_c \rho + a_2)^2} \gamma[2, 2(\alpha_c \rho + a_2) R] - \frac{l_3}{(\alpha_c \rho + a_3)^2} \gamma[2, 2(\alpha_c \rho + a_3) R] + \frac{l_4}{(\sigma_{in} \rho + a_4)^2} \gamma[2, 2(\sigma_{in} \rho + a_4) R] \right\}, \quad (24)$$

где

$$l_1 = \frac{(\sigma_{in} \rho + a_4)(\alpha_c \rho + a_3)(\alpha_c \rho + a_2)}{a_2 a_3 (\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_4)} e^{3\alpha_c \rho r_c}$$

$$l_2 = \frac{\alpha_c \rho (\sigma_{in} \rho + a_4)(\alpha_c \rho + a_3)}{a_2(a_3 - a_2)(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho - a_2 + a_4)} e^{3(\alpha_c \rho + a_2) r_c}$$

$$l_3 = \frac{\alpha_c \rho (\alpha_c \rho + a_2)(\sigma_{in} \rho + a_4)}{a_3(a_3 - a_2)(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho - a_2 + a_4)} e^{3(\alpha_c \rho + a_3) r_c}$$

$$l_4 = \frac{\alpha_c \rho (\alpha_c \rho + a_2)(\alpha_c \rho + a_3)}{(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho - a_3 + a_4)(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho - a_2 + a_4)(\sigma_{in} \rho - \alpha_c \rho + a_4)} e^{3(\sigma_{in} \rho + a_4) r_c}$$

В (22) - (24) $\gamma(2, x) = 1 - e^{-x}(1 + x)$ - неполная гамма-функция.

Можно убедиться в том, что полученные аналитические выражения для $W_A^{(n)}$ при $z_0=0$ и $\sigma_{in} = \sigma_c$ сводятся к выражениям работы [4].

На рис. 3 приведены результаты расчёта $W_A^{(n)}$ по формулам (22) - (24) для ядер углерода и свинца. Из рис. 3 видно, что эти результаты находятся в удовлетворительном соответствии с экстраполяцией результатов численного интегрирования в точку $H=0$. Это означает, в частности, что $W_A^{(n)}$ слабо чувствительны к выбору формы распределения ядерной плотности. В большинстве случаев погрешность, обусловленная приближением этой

плотности однородной сферой, существенно меньше, чем погрешность, связанная с выбором конечного шага при численном интегрировании. Учитывая это обстоятельство, а также предпочтительность аналитических результатов перед численными, мы в дальнейшем все расчёты $W_A^{(n)}$ будем проводить на основе (22) - (24).

IV. Сопоставление модели с экспериментальными данными

Поскольку величины $W_A^{(n)}$ однозначно заданы формулами (22) - (24) и не зависят от сорта кумулятивной частицы, для вычисления сечений (13) необходимо определить функции F_i . Основу для отыскания этих функций из экспериментальных данных по pp-столкновениям даёт формула (14). Однако, как отмечалось выше, при её использовании необходимо учитывать искажения исходной информации о спектрах частиц, образующихся при распаде КС, вкладом эффекта лидирования, а также различием квантовых чисел КС и аналогичной системы, образованной в адронных столкновениях. Перейдём к рассмотрению конкретных кумулятивных реакций.

§1. Рождение кумулятивных π^- -мезонов при $E_{in} = 9$ ГэВ

В этом случае исходными данными для модели должны быть спектры π^- -мезонов, образующихся в pp-столкновениях при эквивалентной энергии:

$$E_n = n E_{in} + \frac{n^2 - 1}{2} m^2 \quad (25)$$

При $n = 2, 3, 4$ E_n принимает значения 19,3 ГэВ, 30,5 ГэВ и 42,6 ГэВ. При этих энергиях в адронных столкновениях имеет место масштабная инвариантность инклюзивных спектров π^- -мезонов. Следовательно, F_{π^-} в (13) зависит лишь от x и p_{\perp} . В качестве такой зависимости мы использовали предложенную в [18] аппроксимацию экспериментальных данных по образованию π^- -мезонов в pp-столкновениях при энергиях 12-30 ГэВ:

$$F_{\pi^-}(x, p_{\perp}) = 0,92 \frac{e^{-3,9x}}{1 + \exp(\frac{x-0,65}{0,085})} (1-x)^{0,69} \varphi_{\pi^-}(p_{\perp}), \quad (26)$$

причём

$$\varphi_{\pi^-}(p_{\perp}) = \exp[-6,12(p_{\perp} - x p_{\perp 1} + x^2 p_{\perp 1}^2)] \quad (27)$$

$$x = (p/p_{\perp}^{\max})_{с.ч.и.}^{\pi} \quad (28)$$

Чтобы продемонстрировать отсутствие заметного вклада частиц фрагментации в (26), на рис.4 эта функция с точностью до нормировки сопоставлена с данными по процессу e^+e^- -аннигиляции в адронах [21], в котором, соответственно, нет фрагментации первичного адрона.

Результаты расчёта сечений образования кумулятивных π^- -мезонов

сравниваются с экспериментальными данными на рис.5. Учитывая уровень точности, на который может претендовать модель (см. III), согласие можно считать удовлетворительным.

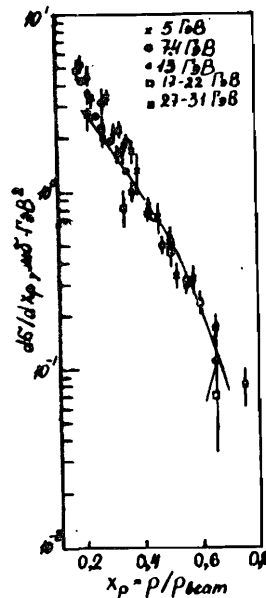


Рис.4. Зависимость $d\delta/dx_p$ для e^+e^- -аннигиляции в адроны.

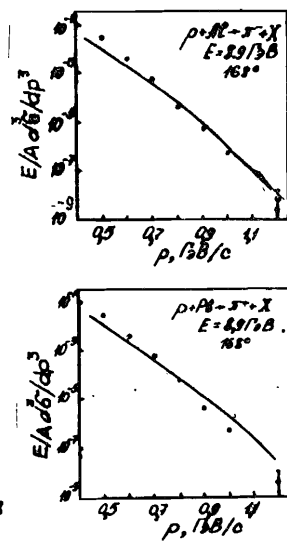


Рис.5. Зависимость $E/A \frac{d\delta}{dp^2}$ от p ($E_{in} = 8,9$ ГэВ).

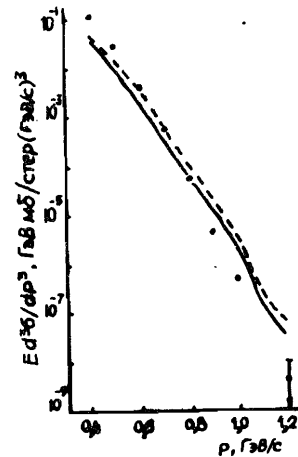


Рис.6. К оценке влияния потерь энергии в веществе.

Из логики "горячей" схемы следует, что функция (26) должна использоваться и для описания процесса кумулятивного рождения π^+ -мезонов. Поправка, вносимая избыточным положительным зарядом КС, составляет величину порядка 20-30%, что приблизительно соответствует наблюдаемому превышению выхода кумулятивных π^+ -мезонов над выходом π^- -мезонов [17].

Сделаем замечание о возможном влиянии ядра как пассивной среды на полученные результаты. Используемые нами соотношения модели собирания не учитывают эффекты, связанные с потерями энергии в ядре первичным протоном до начала процесса собирания ΔE_p , а также энергии КС при выходе из ядра $\Delta E_{КС}$. В качестве оценки величины этих потерь можно принять среднюю энергию возбуждения (сумма энергий нуклонов и фрагментов) тяжёлого ядра при прохождении в нём процесса множественного рождения E^* . Её значение порядка 1 ГэВ. В качестве грубого приближения примем $\Delta E_p \approx \Delta E_{КС} \approx E^*/2$. Тогда непосредственный расчёт сечения образования

кумулятивных π^- -мезонов на ядре Pb приводит к результату, представленному на рис. 6 пунктирной кривой. Здесь же приведены экспериментальные данные /17/ и результат расчёта, выполненного без учёта потерь энергии ΔE_p и ΔE_{KC} , — сплошная кривая. Сопоставление этих результатов свидетельствует о незначительном влиянии потерь энергии на величину сечения. Разумеется, такое влияние может быть скомпенсировано небольшим изменением параметров модели.

§2. Рождение кумулятивных π^+ -мезонов при $E_{in} = 400$ ГэВ

И в этом случае в качестве $F_{\pi}(x)$ следует использовать функцию (26). Однако при этом необходимо учесть зависимость распределения по p_{\perp} от энергии. Такой учёт производится на основе установленного экспериментально так называемого z -скейлинга, т.е. инвариантности инклюзивного спектра относительно переменной $z = p_{\perp} s^{-1/8}$. (z -скейлинг был интерпретирован вплоть до больших значений p_{\perp} в работах /22, 10/). Модификация распределения $\varphi_{\pi}(p_{\perp}) = (1 + \frac{p_{\perp}^2}{0.74})^{-4}$ /19/, соответствующего средней энергии $E_{in} = 200$ ГэВ, приводит к функции:

$$\varphi_{\pi}(p_{\perp}) = \left(1 + \frac{p_{\perp}^2}{0.74(2n)^{1/4}}\right)^{-4}, \quad (29)$$

которая используется в качестве исходной при $E_{in} = 400$ ГэВ.

Результаты расчётов сечений образования кумулятивных π^+ -мезонов под различными углами, выполненных с использованием (26) и (29), представлены на рис. 7 сплошными кривыми. Здесь же приведены данные /23/. Пунктирные кривые на рис. 7 соответствуют аппроксимации /19/:

$$F_{\pi^+}(x, p_{\perp}) = \frac{30.2}{\sigma_{pp}^{in}} \frac{(1-x_R)^{3.2}}{\left(1 + \frac{p_{\perp}^2}{0.66(2n)^{1/4}}\right)^4}; \quad \left(x_R = \left[\frac{E}{E_{max}}\right]_{с.ч.и.}\right), \quad (30)$$

которая использовалась нами в /5/. Расхождение между результатами, полученными с разными аппроксимациями спектров частиц, образующихся при распаде КС, находится в пределах точности модели (фактор 2).

§3. Рождение кумулятивных каонов при $E_{in} = 9$ ГэВ

В данном случае в качестве функции $F_K(x, p_{\perp})$ использовалась аппрок-

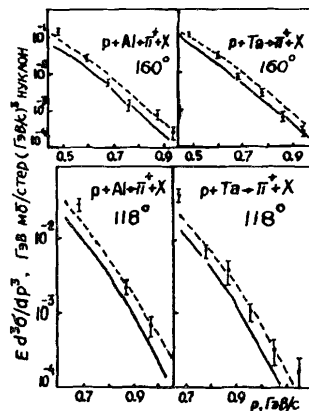


Рис. 7. Зависимость $E \frac{d^3N}{dp^3}$ от p ($E_{in} = 400$ ГэВ).

/19/:
симация

$$\sigma_{pp}^{in} F_{K^{\pm}}(x, p_{\perp}) = \frac{A_i (1-x_R)^{n_i}}{\left(1 + \frac{p_{\perp}^2}{M_{K^{\pm}}^2}\right)^4}. \quad (31)$$

Для энергий 100–400 ГэВ в /19/ получены следующие значения входящих в это выражение коэффициентов:

$$\begin{aligned} K^+ \quad A_{K^+} &= 5.3 \pm 0.5; \quad n_{K^+} = 3.0 \pm 0.2; \quad M_{K^+} = 0.64 \pm 0.03 \\ K^- \quad A_{K^-} &= 2.3 \pm 0.5; \quad n_{K^-} = 5.5 \pm 0.7; \quad M_{K^-} = 0.9 \pm 0.1. \end{aligned} \quad (32)$$

Как показано выше, для описания процесса кумулятивного мезообразования при энергии $E_{in} = 9$ ГэВ необходимо использовать $F_K(x)$, соответствующую энергиям $\sim (20 \div 40)$ ГэВ. На рис. 8 функция (31) сопоставлена с экспериментальными данными /24/ по образованию K^+ -мезонов в pp -взаимодействиях при энергии 24 ГэВ при $p_{\perp} \approx 0$. Стрелками выделена "рабочая зона" значений x , определяющих основную часть выхода кумулятивных мезонов. На рис. 8 показаны также коридоры ошибок, соответствующие неопределённости коэффициента n_i в выражении (31). Из рис. 8 следует, что для K^+ -мезонов функция (31) со средними значениями коэффициентов (32) удовлетворительно соответствует эксперименту при $E_{in} = 24$ ГэВ. Для K^- -мезонов эксперименту соответствует нижняя граница: $n_{K^-} = 4.8$. Это значение n_{K^-} использовано в расчётах.

Ещё в /7/ указывалось на то, что в рамках представления о "горячем" источнике кумулятивных мезонов необходимо производить учёт барионного заряда КС. Действительно, для сохранения странности вместе с K^+ -мезоном, имеющим странность $s = -1$, должна родиться частица с $s = +1$. В системе с барионным зарядом, равным нулю, с наибольшей вероятностью такими частицами являются K^- или K^0 -мезон, поскольку более тяжёлые частицы с $s = +1$ требуют для своего образования гораздо больших затрат энергии. В системе же с положительным барионным зарядом K^+ -мезон в подавляющем большинстве случаев рождается вместе с гипероном, поскольку именно такой канал требует наименьших затрат энергии. В соответствии с величиной $\sigma_C = \sigma_{pp}^{in}/3$ в pp -взаимодействиях барион оказывается связанным с системой, способной его увлечь цветными силами лишь с вероятностью $1/3$. В КС же, образованной в процессе собирания, барионы по определению присутствуют всегда. Следовательно, F_{K^+} в этом случае должна быть увеличена как минимум в три раза.

Результаты расчёта, выполненного с учётом этого фактора, представлены на рис. 9. Штриховые линии указывают на характерный масштаб неопределённости результатов модели/фактор порядка 2/. Здесь же приведены экспериментальные данные /17/. Помимо однократных ошибок (δ) показаны ошибки,

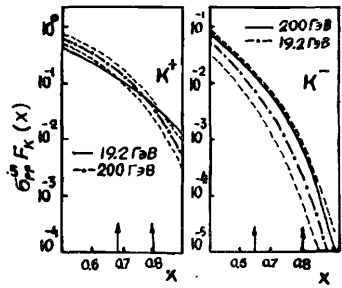


Рис.8. Зависимость $\sigma_{pp}^{in} F_K(x)$.

Рис.9. Зависимость $E/A d^3\sigma/dp^3$ от p для K^+ -мезонов.

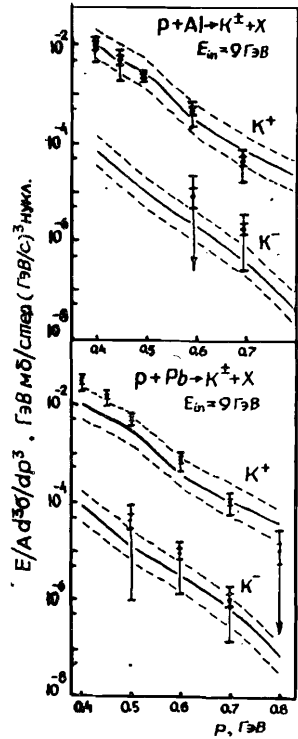
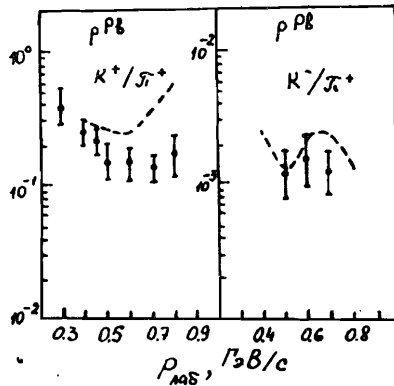


Рис.10. Отношения выходов K^- и π^- -мезонов.

соответствующие трём стандартным отклонениям (3 σ). Расхождение между результатами модели и экспериментом не превышает 3 σ . Следовательно, модель не противоречит этим данным.

Вычисленные спектры K^+ - и π^+ -мезонов позволяют получить отношения их выходов. Соответствующие результаты приведены и сопоставлены с экспериментом [17] на рис.10. Расчётные кривые правильно воспроизводят порядок величины этих отношений. Полезно прокомментировать и наличие заметных осцилляций. Они имеют простое объяснение. Функции $E/A d^3\sigma/dp^3(p)$ на фоне своего резкого практически экспоненциального падения обнаруживают и лёгкие волнообразные колебания (масштаб, в котором выполнены

предыдущие рисунки, не позволяет это заметить). Эти колебания отражают смену порядков в процессе собирания КС, вносящей определяющий вклад в сечение рождения кумулятивного мезона в зависимости от его импульса p (или переменной x). В соответствии с кинематикой такая смена происходит для разных мезонов при разных значениях p . Отсюда и немонотонное поведение отношений K^+/π^+ и K^-/π^- . Вопрос о том, в какой степени волнообразный характер зависимости указанных отношений является следствием идеализаций, используемых в модели, остаётся открытым. Для его решения необходимо повысить точность измерения сечений, увеличить интервал значений p , в котором регистрируются кумулятивные мезоны.

§4. Образование кумулятивных π^- -мезонов под углом $\theta = 0^\circ$ в АА-столкновениях при $E_{in} = 3,04$ ГэВ/нуклон

Для описания процесса в этом случае необходимо учесть ряд существенных особенностей. Первая из них — переход к настолько низким энергиям, что в pp -столкновениях доминирующим каналом становится одиночное рождение пионов. При этом характер процесса определяется не \sqrt{s} , а кинетической энергией столкновения $E_{кин} = \sqrt{s} - \sum m_i$. При $E_{in} = 3,06$ ГэВ/н для системы, собравшей 1, 2 и 3 нуклона, $E_{кин} = 0,86$; 1,16 и 1,34 ГэВ, что позволяет в качестве функции (14) использовать аппроксимацию [18]:

$$F_{\pi^-}(x) = 0,81(1-x)^{2,2} e^{-0,8x}, \quad (33)$$

полученную на основе данных по pp -столкновениям [25] при $E_{in} = 3,84$ ГэВ ($E_{кин} = 1,12$ ГэВ).

Далее, следует учесть, что в pp -столкновениях канал одиночного рождения π^- -мезонов закрыт. Наличие же в ядрах нейтронов открывает этот канал в АА-столкновениях, что многократно увеличивает выход π^- -мезонов. Как показано в [25], о величине этого фактора можно судить по отношению сечений образования π^+ - и π^- -мезонов, равному приблизительно 6,5.

Другая особенность рассматриваемого процесса состоит в том, что нуклон, на котором происходит процесс собирания, окружён ядерным веществом, что приводит к необходимости учёта поглощения в веществе ядра-мишени как самой КС, так и образующих её нуклонов на их пути в этом ядре до формирования КС. В результате сечение формирования КС в коллективном взаимодействии n нуклонов ядра A_1 с одним из нуклонов ядра A_2 имеет вид:

$$W_{A_1 A_2}^{(n)} = \int d\vec{b} \int d\vec{z} \omega_{A_1}^{(n)}(\vec{z}) \cdot T_{A_2}(\vec{z} - \vec{b}) e^{-\sigma_{T_{A_2}}(\vec{z} - \vec{b})}. \quad (34)$$

Здесь $\omega_{A_1}^{(n)}$ - вероятность коллективного взаимодействия n нуклонов ядра A_1 , расположенных вдоль прямой, которая параллельна оси столкновения и определяется вектором \vec{z} в плоскости прицельного параметра, $T_{A_2}(\vec{z}-\vec{b}) = \int dz \rho_{A_2}(\vec{z}-\vec{b}, z)$, σ_a - сечение экранировки, которое мы, как и ранее /26/, полагаем равным $\sigma_{a, \text{м}}^{(n)} = 3,2$ мб.

Заменой переменных $\vec{q} = \vec{z}-\vec{b}$ (34) можно свести к произведению двух интегралов:

$$W_{A_1 A_2}^{(n)} = \int d\vec{z} \omega_{A_1}^{(n)}(\vec{z}) \int d\vec{q} T_{A_2}(\vec{q}) e^{-\sigma_a T_{A_2}(\vec{q})} = W_{\rho A_1}^{(n)} \cdot N_{A_2}^{\text{эфф}} \quad (35)$$

Первый интеграл представляет собой сечение коллективного взаимодействия n нуклонов в ρA_1 -взаимодействии, аналитическое выражение для которого мы привели выше (22) - (24). Второй интеграл - эффективное число нуклонов ядра-мишени, участвующих в рассматриваемом процессе.

При $\sigma_a = 32$ мб основной вклад в $N_{A_2}^{\text{эфф}}$ вносит периферия ядра A_2 . Поэтому величина $N_{A_2}^{\text{эфф}}$, в отличие от $W_{\rho A_1}^{(n)}$, чувствительна к форме распределения плотности нуклонов в ядре A_2 . Непосредственный расчёт для C^{12} с использованием гауссовского распределения плотности с параметрами из /20/ даёт $N_{A_2}^{\text{эфф}} = 3,5$.

Ещё один эффект связанности в ядре нуклона, на котором происходит процесс собирания, проявляется в смещении кинематического предела для импульса рождённого π^- -мезона. Этот эффект демонстрирует рис. II, на котором представлены данные /27/ по сечению образования π^- -мезонов под

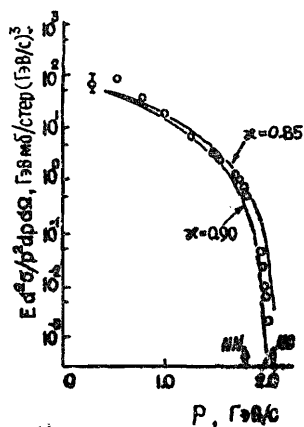


Рис. II. Зависимость $E d^2 \sigma / p^2 dp d\Omega$ от p для реакции $p+C \rightarrow \pi^- + X$.

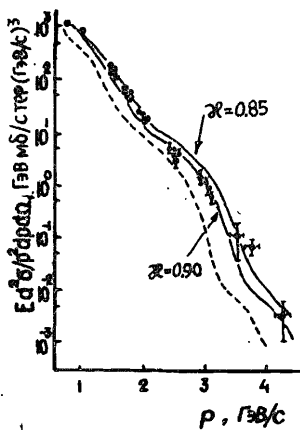


Рис. I2. Зависимость $E d^2 \sigma / p^2 dp d\Omega$ от p для реакции $C+C \rightarrow \pi^- + X$.

углом $\theta = 0^\circ$ в pC^{12} -столкновениях при энергии 3,04 ГэВ. Стрелкой отмечено положение кинематического предела для N -столкновения. Мы видим, что сечение устремляется к нулю при импульсе, заметно превышающем этот предел.

Не вдаваясь в детали наблюдаемого эффекта, мы учитываем его путём введения феноменологического параметра λ в функцию $F(x)$; производя замену $x \rightarrow \lambda \cdot x$; $\lambda = 0,85 - 0,90$. Функция (33) с указанной заменой приведена на рис. II.

Результаты расчёта инвариантного сечения образования π^- -мезонов в CC -столкновениях, выполненного с учётом перечисленных факторов, сопоставлены с экспериментальными данными /27/ на рис. I2. Теоретические кривые удовлетворительно описывают эксперимент. Для оценки влияния связанности нуклона, приводящей к сдвигу кинематического предела на рис. I2, пунктиром приведена кривая, соответствующая случаю $\lambda = 1$.

У. Заключение

Мы полагаем, что оценивая современный статус модели собирания в целом, можно сделать следующие выводы.

1. Модель собирания, основанная на механизме образования адронной компаунд-системы в коллективном взаимодействии частицы с ядерными нуклонами, находится в тесном соответствии с современными представлениями о характере цветных сил на больших расстояниях.

2. В пределах достигнутого к настоящему времени уровня точности эксперимента модель удовлетворительно согласуется с наблюдаемыми инклюзивными характеристиками процесса кумулятивного мезообразования.

3. Модель позволяет извлечь важную информацию о развитии во времени процесса множественного рождения адронов. В частности, на её основе может быть получена реалистическая оценка времени адронизации (см. II, §3), а также сделан вывод о том, что среднее время, в течение которого в системе, связанной цветными силами, развиваются диссипативные процессы и она превращается в статистический квазиклассический объект (кластер, фибербол и т.д.), убывает обратно пропорционально эффективной массе этой системы: $\tau_0 = \tau_0' / \sqrt{5}$ ($\tau_0' = 2$ ГэВ·фм/с). Этот вывод не противоречит сформулированной нами ранее гипотезе о динамическом удержании цветных зарядов в процессах при высоких энергиях /14/.

4. Резервы модели далеко не исчерпаны. С качественной точки зрения ясно, что она может служить основой для изучения широкого класса корреляционных явлений, эффектов, связанных с поляризацией кумулятивных частиц, образования кумулятивных струй адронов и ряда других вопросов.

Дополнительным, независимым аргументом в пользу того, что решающий вклад в рождение кумулятивных мезонов даёт распад "горячей" КС, является возможность получения правильной оценки отношения выходов мезонов разного сорта на основе статистического подхода /1/.

Авторы признательны участникам семинаров в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ за полезные обсуждения.

Литература

1. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-86-182, P2-86-183, Дубна, 1986.
2. Гагарин Ю.Ф., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Препринт ФТИ им. Иоффе, №965, Ленинград, 1985.
3. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L.-Acta Phys. Pol., 1978, B9, p.375.
4. Kalinkin B.N., Cherbu A.V., Shmonin V.L.-Fortschritte der Physik, 1980, 28, p.35.
5. Golubyatnikova E.S., Shakhanova G.A., Shmonin V.L.-Acta Phys.Pol., 1984, B15, p.585.
6. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л.-ЯФ, 1975, 2I, с.628.
7. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. -ЭЧАЯ, 1980, II, с.630.
8. Kalinkin B.N. Shmonin V.L.-Z.Phys., 1978, A288, p.227.
9. Фейнберг Е.Л.-УФН, 1980, 132, с.255.
10. Kalinkin B.N., Shmonin V.L.-Physica Scripta, 1981, 24, p.498.
11. Фейнберг Е.Л.-УФН, 1971, 104, с.539.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т.2. Теория поля. М.: Наука, 1973г.
13. Low F.-Phys.Rev. 1975, D12, p.163;
Casher A., Neuberger H., Nussinov S.-Phys.Rev., 1979, D20, p.179;
Gurvich E.G.-Phys.Lett., 1979, 87B, p.386.
14. Калинин Б.Н., ОИЯИ P2-81-729, Дубна 1981
Шмонин В.Л., Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР №81-14, Алма-Ата 1981.
15. Baldin A.M. et al. JINR E1-8054, Dubna, 1974.
16. Baldin A.M. et al. JINR 1-12396, Dubna, 1979.
17. Baldin A.M. et al. JINR E1-82-472, Dubna, 1982.
18. Гераеимов С.Б., Гиордэнеску Н. ОИЯИ, P2-7687, Дубна, 1974.
19. Johnson J.A. et al. Fermilab - pub 77/98 - exp.,
Batavia, 1977, 48p.
20. Престон М. Физика ядра, Мир, М., 1964.
21. Basile M. et al.-Nuovo Cim 1984, 66A, p.129.
22. Meng Ta Chung.-Phys.Rev., 1974, D9, N11, p.3062
23. Nikiforov N.A. et al.-Phys.Rev., 1980, C22, p.700.
24. Amaldi U. et al.-Nucl.Phys., 1975, B86, p.403.
25. Lindenbaum S.J. et al.-Phys.Rev.Lett., 1961, 7, p.454.
26. Ameev S.Sh., Shmonin V.L.-Acta Phys.Pol., 1985, B16, p.821.
27. Moeller E. et al.-Phys.Rev., 1983, C28, p.1246.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1987 года.

Амеев С.Ш. и др.

P2-87-466

О современном статусе модели собирания
для кумулятивного мезообразования

Обсуждаются физические основы модели "собирания". Показано, что собирание нуклонов в коллективном взаимодействии является прямым следствием современных представлений о характере цветных сил на больших расстояниях. Дан аналитический вариант, резко упрощающий процедуру получения численных результатов. Произведено сопоставление этих результатов с имеющимися данными по кумулятивному рождению π -мезонов и K-мезонов. Обсуждаются особенности использования модели для взаимодействия релятивистских ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Ameev S.Sh. et al.

P2-87-466

On a Present Status of the Gathering Model
for Cumulative Meson Production

Physical grounds of the "gathering" model are discussed. It is shown that the "gathering" of nucleons in a collective interaction is a direct consequence of the modern notions on the behaviour of colour forces at large distances. An analytical variant of the model is presented which allows us to much simplify the calculation procedure. The results obtained are compared with the data on cumulative π - and K-meson production. Specific features of the model application for relativistic nucleus-nucleus collisions are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987