

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



№/и-74

К-172

P2 - 7869

2267/2-74

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОМ РАЗВИТИИ  
ПРОЦЕССА МНОЖЕСТВЕННОЙ  
ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7869

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОМ РАЗВИТИИ  
ПРОЦЕССА МНОЖЕСТВЕННОЙ  
ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л.

P2 - 7869

О пространственно-временном развитии процесса множественной генерации адронов

Рассматривается возможность использования ядерной среды для проверки гипотезы о реализации кластерных состояний в процессе множественного рождения адронов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1974

Kalinkin B.N., Shmonin V.L.

P2 - 7869

On Space-Time Development of the Hadron Multiple Production Process

A possible use of nuclear medium for testing the hypothesis about the realization of cluster states in the multiple production process is investigated.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1974

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс множественной генерации - одна из важнейших и трудных проблем ядерной физики высоких энергий. Поэтому попытки решить ее привели к формулировке большого числа моделей, основанных часто на взаимно противоположных гипотезах. Анализ данных, полученных в экспериментах на водородной мишени, пока не позволил выявить с достаточной определенностью наиболее правдоподобную схему процесса. Необходимо привлечь дополнительные аргументы. В настоящее время немалые надежды на получение новых сведений связывают с изучением множественной генерации в плотной ядерной среде. Эти надежды следует признать обоснованными. Решающим и качественно новым фактом в этом случае оказывается пространственно-временная близость между актами генерации и перераспределения рожденной системы на нуклонах ядра. В этом смысле ядро как материальная среда представляет собой уникальный объект.

Использование ядерной среды уже привело к острой ситуации, выйти из которой можно, сделав нетривиальные заключения. Коротко говоря, суть этих заключений и причины, их обусловившие, состоят в следующем.

В среднем акте множественной генерации наблюдается энергичная частица /"лидирующая"/, уносящая около половины всей энергии. Остальная энергия реализуется, в основном, рожденными адронами.

Простейшее и, на первый взгляд, очевидное предположение, что "лидирующая" частица в последующих столкновениях с ядерными нуклонами способна вызывать множественную генерацию с прежней интенсивностью, противоречит наблюдениям. Первые оценки зависимости от энергии средней множественности адронов, рожденных в нуклон-ядерных столкновениях, выполненные еще в 1954 г.<sup>/1/</sup>, дали завышенную по сравнению с экспериментом, величину. Следует подчеркнуть, что дальнейшая мультипликация рожденных адронов не учитывалась. Такие же оценки и с тем же результатом проведены и совсем недавно<sup>/2/</sup>. Выход из создавшегося положения возможен<sup>/3/</sup>. Следует считать, что лидирующая частица непосредственно вслед за актом множественной генерации утрачивает способность активно взаимодействовать с нуклонами - ядро становится для нее прозрачным. Имея в виду такое состояние, в литературе используют термины "голый", "обрубленный"<sup>/4/</sup>. Предполагается, что это состояние является, вообще говоря, возбужденным. Время, необходимое "обрубленному" адрону для восстановления собственного равновесного поля, замедлено на  $\gamma$ -фактор Лоренца.

Не меньший интерес представляет и другое заключение. Выше, при обсуждении проблемы "лидирующей" частицы, имелись в виду очень высокие энергии - десятки и сотни ГэВ. Однако и при сравнительно низких энергиях /несколько ГэВ/ простой расчет по каскадной модели приводил к слишком большому росту множественности /здесь мы не будем обсуждать усилия улучшить положение в рамках каскадной модели, так как она сталкивается и с рядом других трудностей<sup>/2, 5, 6/</sup> /.

Этого можно было бы избежать, если отказаться от неочевидного положения, что при генерации обособление частиц происходит мгновенно. По существу такая возможность на примере резонансов была рассмотрена в работе<sup>/5/</sup>. Результаты изменяются в лучшую сторону.

Итак, общей чертой этих соображений является указание на важность учета развития процесса множественной генерации во времени.

В этой работе мы попытаемся сформулировать метод,

позволяющий эффективно выполнить такой учет. Это дало бы возможность в дальнейшем путем сопоставления экспериментальных фактов осуществить на его основе проверку выдвинутых положений. Не исключено, что некоторые модели множественной генерации могут столкнуться с серьезными трудностями.

## 2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ КЛАСТЕРА В ВЕЩЕСТВЕ

В элементарном акте глубоко неупругого взаимодействия происходит выделение большой энергии в объеме, не превышающем лоренцовски сжатый объем нуклона. Образованная адронная система сначала расширяется со скоростью, близкой к световой, и, лишь достигнув определенной плотности энергии, распадается на отдельные частицы. Вероятнее всего, что на фазе расширения из-за наличия сильного взаимодействия в системе эти частицы выделить нельзя /это соображение положено в основу некоторых конкретных моделей множественной генерации<sup>/7/</sup>/. Поэтому на протяжении стадии расширения ее следует рассматривать как единое целое. Поскольку подавляющее большинство рождающихся частиц  $\pi$ -мезоны, то распадный радиус системы должен быть приближенно равным:

$$r_{\text{расп.}} \approx \langle n_s \rangle^{1/3} \cdot \frac{h}{\mu_{\pi} c} \quad /1/$$

где  $\mu_{\pi}$  - масса  $\pi$ -мезона, а  $\langle n_s \rangle$  - средняя множественность в элементарном акте. Состояние адронной системы на стадии ее расширения будем называть кластером.

Имея в виду в дальнейшем сопоставление наблюдаемых данных, соответствующих некогерентным процессам с большой передачей энергии среде /до  $\approx 3,5-4,0$  ГэВ/, будем описывать взаимодействие кластер-нуклон в терминах сечений, а не амплитуд.

Далее, можно ожидать, что, как и в столкновениях

известных адронов, средний импульс, переданный в кластер-нуклонном взаимодействии, много меньше начального импульса. Поэтому движение центра массы кластера можно считать прямолинейным. Поскольку же дебройлевская длина волны кластера много меньше межнуклонных расстояний, то это движение можно задать классическим уравнением.

Более того, при интересующих нас энергиях  $E_p \geq 10$  ГэВ/ длина волны нуклона в системе покоя кластера также очень мала ( $\lambda_N \ll r_0$ ). Следовательно, для приближенного вычисления сечения взаимодействия кластер-нуклон можно также пользоваться классическими соображениями.

Перейдем непосредственно к уравнениям, описывающим движение кластера в среде. Их можно представить в следующем виде:

$$\frac{dE}{dz} = -\bar{\epsilon} \rho \sigma_{K,N}(z) = -\bar{\epsilon} \rho \pi \left[ r_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma^2(z') - 1}} \right]^2 \quad /2a/$$

$$\frac{dE_0}{dz} = \left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N} \cdot T_{K,N}(z) \rho \pi \left[ r_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma^2(z') - 1}} \right]^2 \quad /26/$$

причем:

$$E(z) = E_0(z) \cdot \gamma(z) \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \frac{v}{c}$$

Поясним смысл уравнений и обозначения.  $E$  - полная, а  $E_0$  - внутренняя энергия кластера,  $\gamma$  - лоренц-фактор его движения в лабораторной системе.  $z_0$  - точка, в которой произошел акт рождения,  $z$  - координата вдоль пути движения кластера /см. рис. 1. Через  $\rho$  обозначена плотность ядерного вещества,  $\bar{\epsilon}$  - средняя энергия нуклона отдачи, испытавшего соударение с кластером, а  $r_0$  - радиус действия ядерных сил в системе нуклон-кластер, в момент рождения последнего ( $r_0 \approx h/\mu_{\pi} c$ ).

Уравнение /2a/ связывает потерю энергии кластером на единице пути с сечением  $\sigma_{K,N}$  его взаимодействия

$$mc^2 \gamma + E_0 \gamma = E + mc^2$$

$$S = (E_0(z) + mc^2)^2 + 2 T_{K,N} mc^2 = \sqrt{E_0^2 + mc^2 + 2 E_0 T_{K,N} mc^2} - E_0(z)$$

$$E_0 T_{K,N} = \sqrt{E_0^2 + mc^2 + 2 E_0 T_{K,N} mc^2} - E_0(z)$$

с нуклоном. Второй член в скобке отражает изменение поперечных размеров кластера в результате его расширения с учетом релятивистского эффекта замедления.

Во втором уравнении  $\langle 26 \rangle / \langle K \rangle$ ,  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_{tot}$  - среднее значение коэффициента неупругости, полное неупругое, полное сечение, соответственно, для взаимодействия кластер-нуклон. Комбинацию этих величин, заключенную в круглые скобки, будем называть параметром неупругости.

Наконец,  $T_{K,N}(z)$  - кинетическая энергия столкновения кластера с нуклоном в системе их центра масс:

$$T_{K,N} \approx E_0(z) \sqrt{1 + 2\gamma(z) \frac{mc^2}{E_0(z)}} - E_0(z) - mc^2 \quad /4/$$

Таким образом, второе уравнение описывает изменение внутренней энергии кластера /которую до довольно больших энергий можно отождествить с массой/ на единице пути, обусловленное его последовательными неупругими столкновениями с нуклонами. Это изменение пропорционально числу столкновений и среднему энерговыделению в каждом из них.

Может возникнуть вопрос о локализации выделенной в каждом акте столкновения энергии: почему ее можно включить в изменение внутренней энергии  $E_0$  именно кластера? В пользу такого решения приведем следующие аргументы.

а/. При обсуждении возможности дифракционного механизма возбуждения адронов в работах /8,9/ было сформулировано условие его осуществления:

$$[(E_0^*)^2 - E_0^2] (2E_L)^{-1} < \mu_{\pi} \quad /5/$$

причем  $E_0^* - E_0$  - энергия возбуждения адрона в результате неупругого столкновения. Оценка с параметром неупругости для известных адронов показывает, что в подавляющем числе столкновений кластера с нуклоном условие /5/ выполняется.

б/. Предыдущий аргумент поясняет причину локализации энерговыделения в одном из сталкивающихся партнеров, но не дает никаких преимуществ кластеру перед

нуклоном. Однако можно привести довод в пользу локализации в кластере, основанный на анализе экспериментов по взаимодействию  $\pi$ -мезонов /  $E_\pi = 60 \text{ ГэВ} / \text{с нуклоном}$  /10/. Он показывает, что в случаях, которые можно было бы интерпретировать как дифракционное возбуждение,  $\pi$ -мезон возбуждается с вероятностью, почти на порядок большей, чем нуклон. В среднем нуклон-нуклонном взаимодействии ( $\langle K \rangle_{NN} \approx 0,3 - 0,5$ ) образуются, в основном, пионизационные кластеры. Поэтому разумно предположить, что относительная вероятность их возбуждения в кластер-нуклонном столкновении не меньше.

К сказанному следует добавить, что большая часть столкновений в рассматриваемом нами случае будет периферическими.

Систему уравнений удобно представить в безразмерном виде:

$$\frac{d\eta}{d\xi} = - \left[ s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right]^2 \quad /6a/$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = L \left( \sqrt{\kappa^2 + 2\eta \frac{mc^2}{E_0(0)} - \kappa - \frac{mc^2}{E_0(0)}} \right) \left[ s_0 + \int_0^\xi \frac{d\xi'}{\sqrt{\gamma^2(\xi') - 1}} \right],$$

где:

$$L = \frac{E_0(0)}{\epsilon} \left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N} \quad /6b/$$

$$\eta(\xi) = E(\xi) / E_0(0), \quad \kappa(\xi) = E_0(\xi) / E_0(0),$$

$$\xi = (z - z_0) \sqrt{\pi\rho} \frac{\bar{\epsilon}}{E_0(0)}, \quad s_0 = r_0 \sqrt{\pi\rho} \frac{\bar{\epsilon}}{E_0(0)} \quad /7/$$

$$L = \frac{E_0(0)}{\epsilon} \left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}$$

Соотношение /3/ переходит в:

$$\eta(\xi) = \kappa(\xi) \cdot \tilde{\gamma}(\xi) \quad /8/$$

Начальные условия для уравнений /6/

$$\eta(0) = \gamma_0, \quad E_0(0) \quad \text{и} \quad \kappa(0) = 1. \quad /9/$$

Здесь  $\gamma_0$  - значение лоренц-фактора кластера в момент его образования. Выбор  $\gamma_0$  определяется механизмом рождения. Так, при дифракционном механизме  $\gamma_0$  может быть очень близким к значению  $\gamma$  первичной частицы. В этом случае  $K_{NN}$  мал. Если же иметь в виду пионизационные кластеры /и даже кластеры, являющиеся полной статистической системой, включающей и столкнувшиеся нуклоны,  $K_{NN} \approx 1$  /, то  $\gamma_0 \approx \gamma_c$ ,  $\gamma_c$  - фактор, соответствующий движению с.ц.м. сталкивающихся первичных частиц.

Внутренняя энергия  $E_0(0)$  определяется выбором значения коэффициента неупругости в акте рождения. Среднее значение  $\langle K \rangle_{NN}$  коэффициента неупругости соответствует ситуации, когда происходит интенсивное образование пионизационных кластеров.

### 3. ПАРАМЕТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КЛАСТЕР-НУКЛОН

В систему уравнений /6/ входят два параметра:

$\bar{\epsilon}$  - средняя энергия нуклонов отдачи и  $\left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}$  -

параметр неупругости взаимодействия кластер-нуклон. Природа сил как в этом, так и в случае известных адронов одна и та же. Поэтому можно ожидать, что эти параметры окажутся по порядку величины такими же, как и при взаимодействии обычных адронов.

Однако реальная их величина неизвестна. Очевидно, перед тем как использовать развиваемую картину для интерпретации экспериментов, необходимо установить приближенно значения  $\bar{\epsilon}$  и  $\left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}$ . Эта задача представляет и самостоятельный интерес: харак-

теристики взаимодействия кластера - сильно возбужденной адронной системы - с нуклоном в дальнейшем могут оказаться важными для понимания внутренней динамики кластерных состояний.

Определим сначала величину  $\bar{\epsilon}$ . Предлагаемая картина прохождения кластера через вещество предполагает, что так называемые  $g$ -частицы представляют собой нуклоны отдачи, испытавшие непосредственное взаимодействие с ним. Эксперименты, выполненные при различных энергиях  $E_p$  /эти данные собраны в работе /11/, показывают, что средняя энергия  $g$ -частиц практически не изменяется и составляет  $\langle \epsilon_g \rangle \approx 0,12-0,13$  ГэВ. Поэтому мы принимаем  $\bar{\epsilon} \approx 0,12-0,13$  ГэВ. Если обратиться к часто используемому феноменологическому выражению для дифференциального сечения адрон-адронного взаимодействия  $d\sigma/dq^2 \approx \exp(-Vq^2) / q^2$  - квадрат переданного импульса/, то данному значению будет соответствовать величина параметра  $V \approx 4 / \text{ГэВ} \cdot \text{с} /^{-2}$ . Представление о степени соответствия такого выбора для  $\bar{\epsilon}$  можно получить, рассматривая измеренный /12/ интегральный спектр  $g$ -частиц. /рис. 1/. Сплошная кривая на этом рисунке соответствует  $V = 4 / \text{ГэВ} \cdot \text{с} /^{-2}$ , а пунктирные  $V = 3$  и  $6 / \text{ГэВ} \cdot \text{с} /^{-2}$ . В работе /11/ показано, что спектры  $g$ -частиц при  $E_p = 6$  и  $22,6$  ГэВ практически не различаются.

Для оценки параметра неупругости  $(\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}})_{K,N}$

воспользуемся экспериментальными данными о корреляции  $\langle n_g \rangle = f(n_s)$  между  $g$ - и  $s$ -частицами при  $E_p = 22,5$  ГэВ /11/ /рис. 2/. В принятом нами подходе числа  $\langle n_g \rangle$  и  $n_s$  связаны в первом приближении длиной пути кластера в ядерной среде. Чтобы свести к минимуму влияние флуктуаций коэффициента неупругости в первичном акте, рассмотрим два предельных случая.

Пределу малых  $n_g$  и  $n_s$  должны соответствовать малые значения коэффициента неупругости первичного акта, т.е. рождению кластеров небольшой массы ( $E_0(0) \approx m_N c^2$ ). Для таких кластеров  $\gamma_0 \approx 20$  - велик. Очевидно, что их расширением на расстояниях порядка размеров

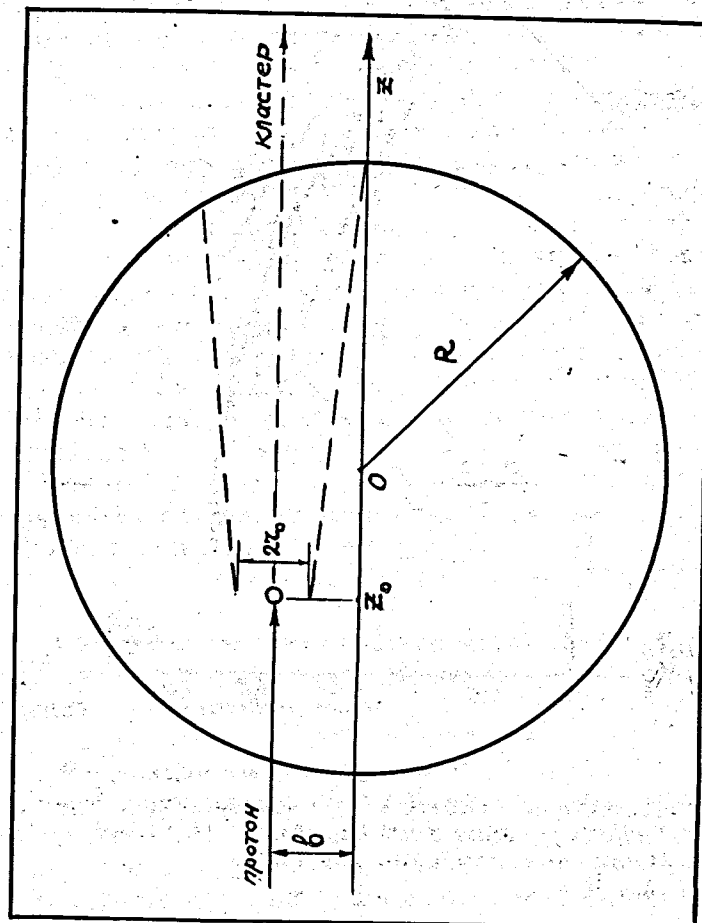


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая движение кластера в ядре.

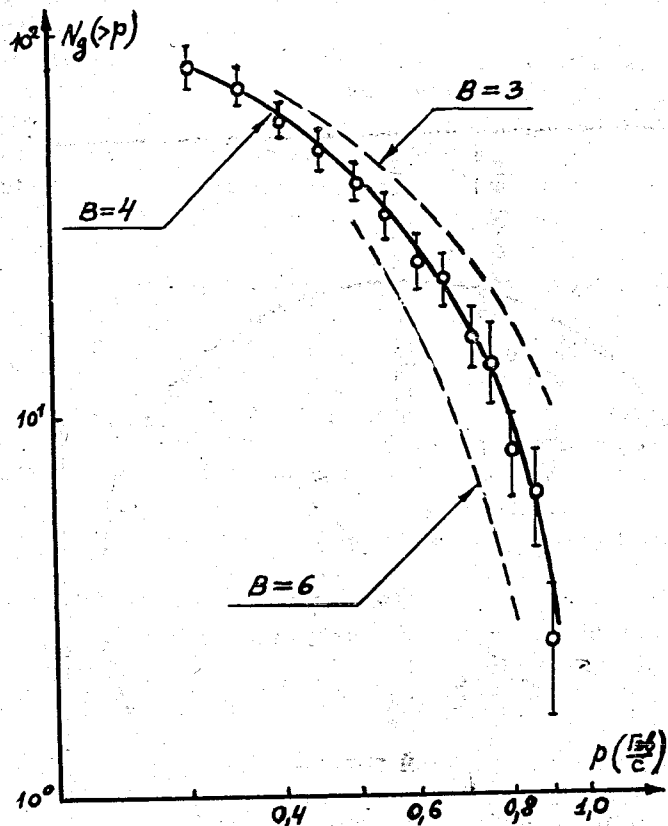


Рис. 2. Интегральные спектры  $g$ -частиц при  $E_p = 22,5$  ГэВ /Мишень - ядра фотоэмульсии/. Кривые соответствуют феноменологической формуле:  $d\sigma/dp^2 = \exp(-Bp^2)$ .

ядра можно пренебречь. Тогда система уравнений /6р/ приобретает вид:

$$\frac{d\eta}{d\xi} \approx -s_0^2 \quad /10a/$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = s_0^2 L(\sqrt{\kappa^2 + 2\eta} - \kappa - 1). \quad /10б/$$

Решением первого уравнения является:

$$\eta = \gamma_0 - s_0^2 \xi. \quad /11/$$

Подставляя /11/ в уравнение /10б/ и учитывая, что при реальных значениях  $s_0$  и  $\xi \gamma_0 \gg s_0^2 \xi$ , получаем решение для  $\kappa$  в виде:

$$\kappa \approx s_0^2 L \frac{\sqrt{\gamma_0}}{8} \left[ 4 \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{2\gamma_0}} \right) - 1 \right] \cdot \xi + 1. \quad /12/$$

Поскольку потеря энергии кластером равна:

$$|\Delta E| = E_0(0) \cdot \Delta\eta = |E(\xi) - \gamma_0 E_0(0)| = E_0(0) \cdot s_0^2 \cdot \xi, \quad /13/$$

а прирост его внутренней энергии /массы/:  $E_0(0)(\kappa - 1)$ , то связь между ними на основании /12/ и /13/ устанавливает соотношение:

$$|\Delta E| \approx \frac{1}{7} \sqrt{\frac{8}{\gamma_0}} \frac{\Delta\kappa}{\left[ 4 \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{2\gamma_0}} \right) - 1 \right] \left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}}. \quad /14/$$

Для непосредственного извлечения сведений о величине параметра неупругости  $\left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}$  из эксперимента в соотношении /14/ необходимо  $|\Delta E|$  и  $\Delta\kappa$  выразить через числа частиц  $\langle n_g \rangle$  и  $n_s$ , соответственно. Так как прирост массы кластера реализуется путем рождения

*« почему не к выводу с н.э »*



$\pi$ -мезонов /в основном/, то  $n_s^{\pm} \approx \frac{2}{3} \frac{E_0(0) \Delta k}{\langle \epsilon_{\pi} \rangle}$ ,  $\langle \epsilon_{\pi} \rangle \approx$

0,43 ГэВ /12/. С другой стороны,  $g$ -частицы в своем

подавляющем большинстве - протоны. Поэтому  $\langle n_g \rangle \approx \frac{\Delta E}{2,3 \langle \epsilon_g \rangle}$

$\approx \frac{\Delta E}{2,3 \cdot \bar{\epsilon}} / \langle \epsilon_g \rangle \approx 0,13$  ГэВ; коэффициент 1 /2,3 - учи-

тывает относительную долю протонов в  $g$ -частицах/. Тогда искомое соотношение приобретает вид:

$$\langle n_g \rangle = 0,077 \cdot \langle K \rangle \left( \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N}^{-1} \cdot n_s^{\pm} \quad /15/$$

Прежде всего мы видим, что в рассматриваемом пределе функция  $\langle n_g \rangle = f(n_s)$  является линейной. Экспериментальные данные /рис. 3/ не противоречат такой зависимости. Наклон прямой /в координатах  $\langle n_g \rangle$ ,  $n_s$  / определяется параметром неупругости взаимодействия кластер-нуклон. Отрезок прямой /индекс "1"/ на рис. 3 соответствует значению параметра неупругости

$$\langle K \rangle \left( \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right) \approx 0,20, \text{ которое оказывается весьма}$$

близким к значению своего аналога в известных адрон-адронных процессах.

В связи с полученным результатом необходимо сделать следующее замечание. Вычисляя  $\langle n_g \rangle$ , мы пренебрегаем вкладом  $b$ -частиц в энергию  $\Delta E$ . Можно привести грубую оценку их влияния на этот результат. Для этого заметим, что при  $E_p = 22,5$  ГэВ  $\langle n_g \rangle \approx 3,5-4$ , а  $\langle n_h \rangle \approx 7$ . Следовательно, доля энергии, приходящаяся на  $b$ -частицы, имеет величину порядка

$(\langle n_h \rangle - \langle n_g \rangle) \langle \epsilon_b \rangle / (\langle \epsilon_g \rangle \langle n_g \rangle) \approx 10\% / \langle \epsilon_b \rangle \approx 18$  МэВ/. Отсюда следует, что использованное приближение является вполне удовлетворительным.

Перейдем к другому предельному случаю - большому числу  $g$ -и  $s$ -частиц. Очевидно, эта ситуация возникает,

когда коэффициент неупругости в элементарном акте близок к единице. На языке статистических моделей множественной генерации этому соответствует образование полной статистической системы, включающей и первичные нуклоны. Решение уравнений в этом случае не столь просто, а результат оказывается довольно громоздким. Поэтому мы кратко опишем лишь способ решения.

Из системы /6/ следует, что уравнением, связывающим функции  $\Delta \eta = \eta_0 - \eta(\xi)$  и  $\kappa(\xi)$ , является:

$$\frac{d\kappa}{d\Delta \eta} = L \cdot \left[ \sqrt{\kappa^2 + 2(\eta_0 - \Delta \eta) \frac{mc^2}{E_0(0)}} - \left( \kappa + \frac{mc^2}{E_0(0)} \right) \right] \quad /16/$$

Простые оценки показывают, что при реальных значениях параметров  $\Delta \eta / \eta_0 \ll 1$ . Поэтому связь между функциями  $\Delta \eta$  и  $\kappa$  в первом приближении определяется более простым уравнением, допускающим разделение переменных:

$$\frac{d\kappa}{d\Delta \eta} = L \cdot \left[ \sqrt{\kappa^2 + 2\eta_0 \frac{mc^2}{E_0(0)}} - \left( \kappa + \frac{mc^2}{E_0(0)} \right) \right] \quad /17/$$

Правую часть уравнения /17/ можно аппроксимировать с большой точностью функцией вида  $\approx \text{const} (A + B\kappa + C\kappa^2)$ . После элементарного интегрирования с учетом начальных условий получаем связь  $\Delta \eta = f_1(\kappa)$ . Далее, чтобы получить величину максимальных потерь энергии при заданных размерах ядра, необходимо получить в явном виде функцию  $\Delta \eta(\xi)$ . Для этого, используя связь  $\Delta \eta = f_1(\kappa)$  и соотношение /8/, вычисляем выражение  $f_2(\Delta \eta) = (\gamma^2 - 1)^{-1/2}$ . Оказывается, что и эту функцию можно с большой точностью аппроксимировать квадратичной формой  $f_2(\Delta \eta) = E + F\Delta \eta + G\Delta \eta^2$ . Подставляя  $f_2(\Delta \eta)$  в уравнение /6а/, которое запишем теперь в виде:

$$\frac{d\Delta \eta}{d\xi} = \left[ s_0 + \int_0^{\xi} f_2(\Delta \eta) d\xi' \right]^2, \quad /18/$$

ищем его решение в форме ряда по степеням  $\xi$ , т.е.

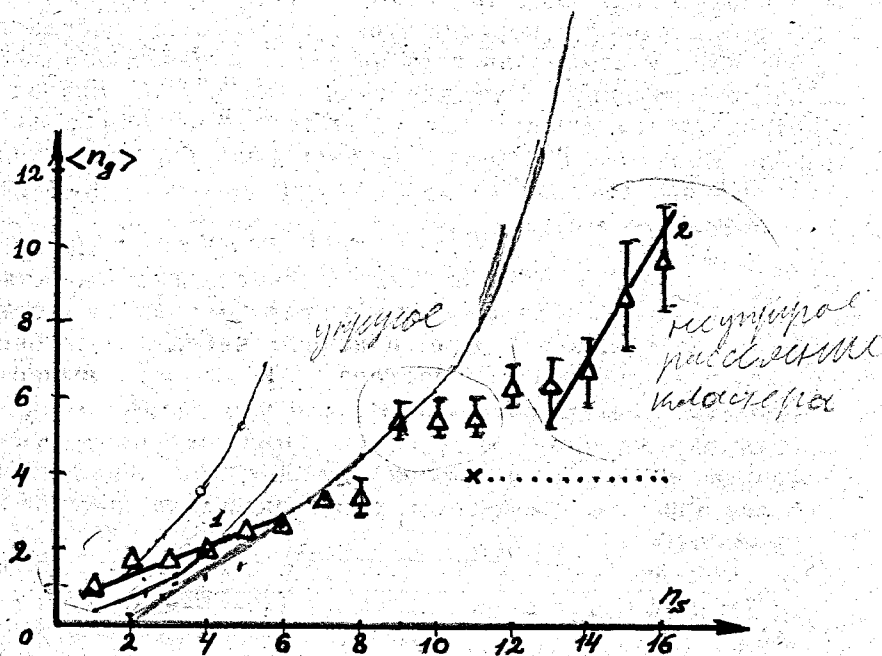
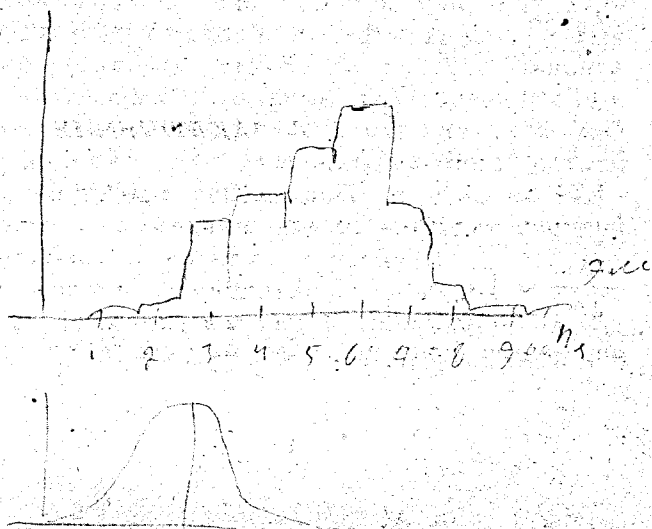


Рис. 3. Корреляция  $\langle n_g \rangle - n_s$  при  $E_p = 22,5$  ГэВ /фотозумльсия/. Кривые - результаты расчета на основе уравнений /6а,б/ в предельных случаях малых и больших  $n_s$ .



$\Delta\eta = \sum_{i=1}^{i_{\max}} a_i \xi^i$ . При этом получаем вместо /18/ систему зацепляющихся алгебраических уравнений на коэффициенты  $a_i$ . Остается заметить, что даже в самом невыгодном случае, когда пробег кластера равен диаметру большого ядра, удовлетворительной точности можно достигнуть, полагая  $i_{\max} = 5$ .

Для рассматриваемого случая  $\eta_0 = \gamma_0 = 3,54$  / $E_p = 22,5$  ГэВ/ и  $E_0(0) = 6,35$  ГэВ ( $K_{NN} \approx 1$ ). Переход к числам  $g$ - и  $s$ -частиц можно провести в целом таким же образом, как и ранее. Однако при этом следует учесть два обстоятельства. При подсчете числа  $n$ -мезонов необходимо из массы кластера  $E_0(0)$  вычесть  $\approx 2,5$  ГэВ - энергию, уносимую двумя нуклонами /12/. Определяя же число  $g$ -частиц, надо из  $\Delta E$  вычесть энергию, уносимую  $b$ -частицами. Так как обсуждаемый предел близок к ситуации "полного развала ядра", то для этой части энергии имеем  $\approx 1$  ГэВ /13/. На рис. 2 сплошной линией с индексом "2" представлен результат расчета при

$$\left( \langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{K,N} \approx 0,2.$$

Мы видим, что оба предельных случая находят себе объяснение при одной и той же величине параметра неупругости взаимодействия кластер-нуклон. Отметим также, что в рамках развиваемой картины оказывается достаточно простой и сама природа наблюдаемой корреляции.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе предложен метод, с помощью которого, как мы надеемся, можно осуществить проверку двух важных гипотез о характере пространственно-временного развития процесса множественной генерации адронов. О них мы упоминали в п. 1 и в начале п. 2.

Однако, прежде чем проводить на этой основе дальнейшие исследования, следовало выяснить некоторые важные вопросы уже на данном, предварительном этапе.

Во-первых, необходимо было установить величину параметров  $\epsilon^-$  и  $(\langle K \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}})_{K,N}$ , характеризующих

в среднем взаимодействие кластер-нуклон. Для этой цели мы использовали данные о корреляции  $\langle n_g \rangle = f(n_s)$  в конкретном эксперименте при  $E_p = 22,5$  ГэВ. Выяснилось, что они практически не отличаются от своих аналогов в обычных адрон-адронных столкновениях. Следовательно, в дальнейшем их значения можно считать известными.

Во-вторых, стабильность этих параметров для кластеров с различной массой свидетельствует о том, что предположение об их взаимодействии как единого целого с нуклоном является разумным. Этот вывод станет более убедительным, если учесть еще один исключительно важный факт. Экспериментально установлено, что распределение по поперечному импульсу  $p_{\perp}$  адронов, рожденных первичной частицей на водородной и ядерной мишенях, совпадают /см., например, /6/. Если бы сразу за актом рождения на пространственно-временном интервале порядка ядерного кластер имел четко выраженную частичную структуру, то из-за эффектов многократного рассеяния это распределение в случае ядерной мишени должно было бы сильно размазаться. Инвариантность распределения адронов по  $p_{\perp}$  по отношению к размерам ядерной мишени подтверждает правильность принятой нами картины взаимодействия.

Наконец, в-третьих, необходимо выяснить, каким образом проявляется фаза расширения кластера перед его распадом и какие следствия отсюда вытекают. Для этого достаточно провести анализ  $\langle n_g \rangle - n_s$ -корреляции /в пределе больших  $n_g$  и  $n_s$  /в предположении, что эта фаза отсутствует. Решение уравнений /16/-/18/ /при  $f_2 \approx 0$  / для максимального пробега дает вдвое меньшую потерю энергии. Заметно уменьшается и число  $n_s$ . На рис. 3 полученному решению соответствует крестик.

Если же допустить, что при распаде кластера за пределами ядра имеют место очень большие флуктуации числа  $s$ -частиц, то получим результат, представленный на рис. 3 пунктиром. Поведение и величина  $\langle n_g \rangle - n_s$ -корреляции в данном случае противоречат эксперименту.

Таким образом, мы приходим к выводу, что учет фазы расширения необходим, а кластерные модели, игнорирующие этот факт /например, модель Хагедорна /14/, не согласуются с наблюдениями.

Следует применить изложенный подход к анализу широкого круга данных для дальнейшей проверки принятой картины процесса множественной генерации.

Авторы признательны А.М.Балдину, Е.Л.Фейнбергу, а также участникам семинаров в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и в Теоретическом отделе ФИАН за детальную дискуссию и критические замечания.

#### Литература

1. И.Л.Розенталь, Д.С.Чернавский. УФН, ЛП вып. 2, 185, 1954.
2. K.Gottfried. Preprint TH 1735-CERN, 1973.
3. Г.Т.Зацепин. Изв. АН СССР, сер. физ., 5, 674, 1962.
4. Е.Л.Фейнберг. Сб. "Проблемы теоретической физики" /памяти И.Е.Тамма/, М., Наука, 1972.
5. A.Dar, J.Vary. Phys.Rev., D6, 2412, 1972.
6. З.В.Анзон, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников. Препринт ИФВЭ, АН Каз.ССР, ЭВЭ-8, 1973.
7. И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 78, 889, 1951.
8. E.L.Feinberg, I.Y.Pomeranchuk. Suppl. Nuovo Cim., 3, 652, 1956.
9. M.L.Good, W.D.Walker. Phys.Rev., 120, 1857, 1960.
10. Alma-Ata - Cracow - Dubna - Moscow - Sofia - Tashkent - Ulhan-Bator Collaboration. XI Intern. Conf. on Cosmic Rays. Budapest, 1969; Phys.Lett., 31B, 237, 1970.
11. V.S.Barahsnekov, K.K.Gudima, S.M.Eliseev, A.S.Iljinov, V.D.Toneev. Proc. XI Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969.
12. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, вып. 4, 539, 1971.
13. К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов. Препринт ОИЯИ, PI-6897, Дубна, 1973.
14. R.Hagedorn. Suppl. Nuovo Cim., 3, 147, 1965; J.Ranft, ibid.; 6, 169, 1968; R.Hagedorn. ibid.; 6, 311, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 апреля 1974 года.