

5-245
3/10, 1969, т. 10, к. 4, с. 755-759 3/III-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4302



В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ
С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $T \sim 5$ ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

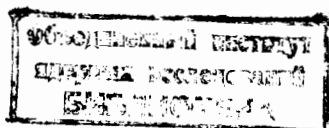
1969

P2 - 4302

В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ
С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ Т - 5 ГЭВ

Направлено в ЯФ



7704/2
нр.

На рис. 1 и 2 показана энергетическая зависимость средней множественности релятивистских треков, серых треков и суммы серых и черных треков (так называемых α -, β - и γ -частиц), образуемых в фотоэмульсии протонами и π -мезонами с энергией T ^х). Для построения кривых использованы наиболее достоверные экспериментальные данные (отсутствие существенной дискриминации событий, точное знание энергии первичной частицы и т.п.).

Обращает на себя внимание, что в обоих случаях как для протонов, так и для π -мезонов, выше 4-6 Гэв энергетическая зависимость \bar{n}_g становится значительно более слабой, а число γ -частиц, \bar{n}_γ , начинает даже уменьшаться. Изменение характера энергетической зависимости при $T \approx 4-6$ Гэв проявляется и в других величинах, связанных с низкоэнергетической частью каскадных и испарительных частиц, в частности, в распределениях по множественности (рис. 3) и в корреляциях числа α - и γ -частиц (рис. 4). Во всех случаях $T \approx 5$ Гэв является для фотоэмульсии "критической" энергией, выше которой энергетическая зависимость характеристик каскадных и испарительных частиц значительно ослабляется.

Так как в области $T \approx 5$ Гэв в поведении характеристик, связанных с рождением ливневых частиц (например, \bar{n}_g на рис. 1 и 2), и в поведении средних величин, характеризующих элементарные $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействия (см. обзоры ^{1/}), никаких особенностей не проявляется, то отмеченное выше изменение свойств низкоэнергетической компоненты

^х) Здесь и везде далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

рождающихся ядерных частиц может быть обусловлено лишь изменением самого механизма внутриядерных взаимодействий (значение "критической" энергии может изменяться от ядра к ядру).

До настоящего времени выполнен целый ряд довольно подробных расчетов внутриядерных каскадов в широком диапазоне энергии от нескольких десятков Мэв до нескольких тысяч Гэв (см., например, работы /2-8/, где приведена подробная библиография). Хотя никаких существенных изменений механизма внутриядерных каскадов в области $T \approx 5$ Гэв в этих работах не предполагалось, их авторы отмечали хорошее согласие результатов расчетов с опытом, в том числе и для низкоэнергетической части вылетающих частиц. Это обусловлено прежде всего тем, что разные авторы рассматривали различные диапазоны энергии T и использовали несколько различающиеся значения параметров, благодаря чему некоторые экспериментальные эффекты могли остаться незамеченными или быть имитированы соответствующим изменением параметров и использованных при расчетах данных по элементарным взаимодействиям. Последнее особенно важно для каскадных частиц, т.к. вследствие большой сложности численных расчетов и ограниченной памяти вычислительных машин экспериментальные данные по низкоэнергетическим $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиям обычно усредняются по широким интервалам энергии.

Более тщательный учет низкоэнергетических $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий внутри ядра показывает, что в рамках общепринятой каскадной модели нельзя объяснить изменения энергетической зависимости характеристик g - и h -частиц при $T \approx 5$ Гэв; соответствующие теоретические величины в этой области энергий изменяются монотонно, и значения \bar{p}_g и \bar{p}_h при $T > 5$ Гэв оказываются завышенными по сравнению с экспериментальными.

Наблюдаемые на опыте энергетические зависимости можно, по-видимому, объяснить изменением плотности ядерных нуклонов по мере развития внутриядерного каскада. Большое число ливневых частиц, образующихся уже в первом неупругом $N-N$ или $\pi-N$ столкновении внутри ядра, выбивает следующие нуклоны на пути развития каскада, а так как за время прохождения каскадной лавины ядерная плотность не успевает сколько-нибудь значительно перераспределиться, то нуклоны отдачи, ко-

торые в основном и составляют g -частицы, встречают уже меньшее число внутриядерных нуклонов; соответственно меньшей оказывается энергия возбуждения и, следовательно, число испарительных частиц.

Пока не выполнено еще ни одного расчета, в котором был бы принят во внимание такой эффект.

Учет "насыщения" числа каскадных нуклонов и энергии возбуждения ядра-остатка позволяет качественно понять также некоторые важные факты, касающиеся явлений фрагментации и деления, которые остаются пока неясными.

Прежде всего - это зависимость выхода фрагментов от энергии. Если допустить, как это часто делается в современных моделях, что тяжелые фрагменты в основном представляют собой нуклонные ассоциации, выбитые из ядра каскадными нуклонами или образовавшиеся в результате испарения возбужденного ядра-остатка, то рост сечений их образования должен резко замедлиться при $T \approx 5$ Гэв, что согласуется с экспериментом (см., например, /7/).

Насыщение энергии возбуждения, достигаемое при энергиях порядка нескольких Гэв (напомним, что значение $T \approx 5$ Гэв относится лишь к среднему ядру фотоэмульсии), приводит к тому, что возрастание барьера деления, обусловленное более глубоким расщеплением при высоких энергиях, не может быть скомпенсировано ростом энергии возбуждения и сечение деления должно уменьшаться с ростом энергии первичной частицы. Именно такой эффект был обнаружен недавно для ядер плутония и урана авторами работы /8/.

Известные в настоящее время экспериментальные данные позволяют достаточно ясно проследить эффекты, обусловленные уменьшением нуклонной плотности в ходе внутриядерного каскада, лишь для эмульсии, которая представляет собой сложную смесь различных ядер. По-видимому, весьма важно изучить это явление для отдельных ядер. Это можно было бы сделать, например, путем изучения при разных энергиях T свойств низкоэнергетических ("испарительных") нейтронов, в частности методом, использованным в работе /8/.

Мы благодарны И.З. Артыкову и С.М. Елисееву за обсуждения изложенных выше вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, I. Patera, V.D. Toneev. Fort.d. Phys., 14, 357 (1966); 435 (1967).
2. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, G.M. Miller, G. Friedlander. Phys. Rev., 110, 185, 204 (1958).
3. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. ЯФ, 3, 978; Nucl. Phys., B6, 11 (1968).
4. H.W. Bertini. Report ORNL-3383, Oak Ridge, 1963; Phys. Rev., 131, 1801 (1963).
5. Ф.Л. Денисов, Р.А. Латыпова, В.П. Милованов, П.А. Черенков. ЯФ, 1, 329 (1965).
6. В.Д. Тонеев. ЛТФ ОИЯИ, Б1-2245, Дубна, 1968.
7. О.В. Ложкин, Н.А. Перфилов. В сб. "Ядерная химия", Изд. "Наука", М., 1965.
8. Е.С. Матусевич, В.И. Регушевский. ЯФ, 7, 1187 (1968).
9. Р.Г. Васильков, Б.Б. Говорков, В.И. Гольданский, В.А. Коньшин, О.С. Лупандин, Е.С. Матусевич, Б.А. Пименов, С.С. Прохоров, С.Г. Цыпин. ЯФ, 7, 88 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 февраля 1969 года.

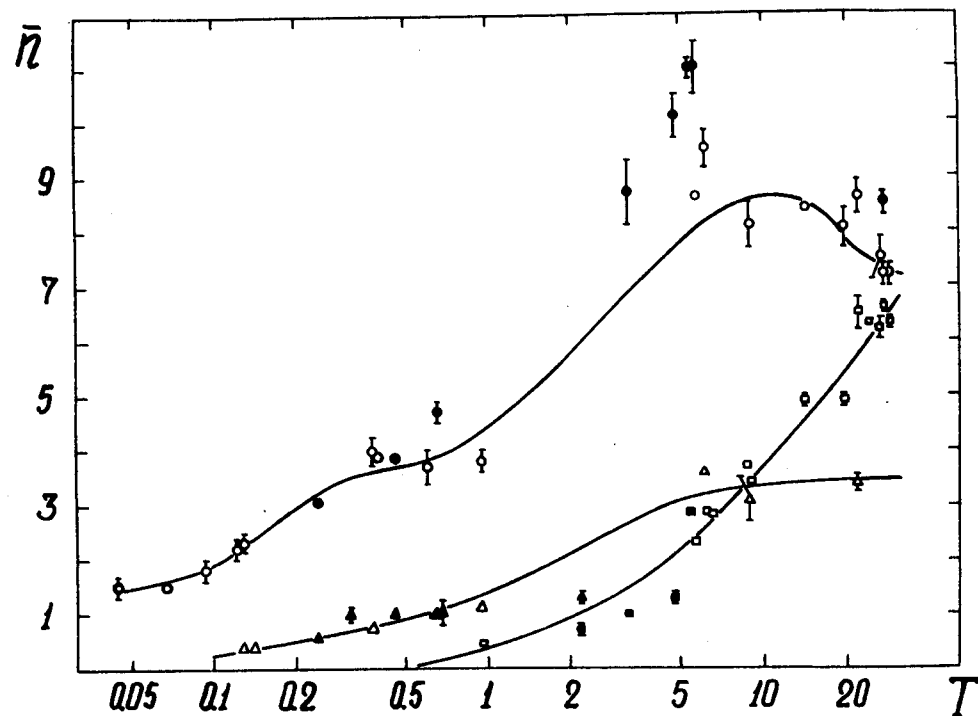


Рис.1. Среднее число релятивистских треков \bar{n}_r , серых треков \bar{n}_g и суммарное среднее число серых и черных треков \bar{n}_h , образованных в фотоэмульсии протонами с энергией T .
Квадратами, треугольниками и кружками показаны экспериментальные данные соответственно для \bar{n}_r , \bar{n}_g и \bar{n}_h .
Светлые значки относятся к экспериментальным значениям, полученным в опытах при просмотре эмульсии методом "вдоль следа", заштрихованные значки - при просмотре "по области".

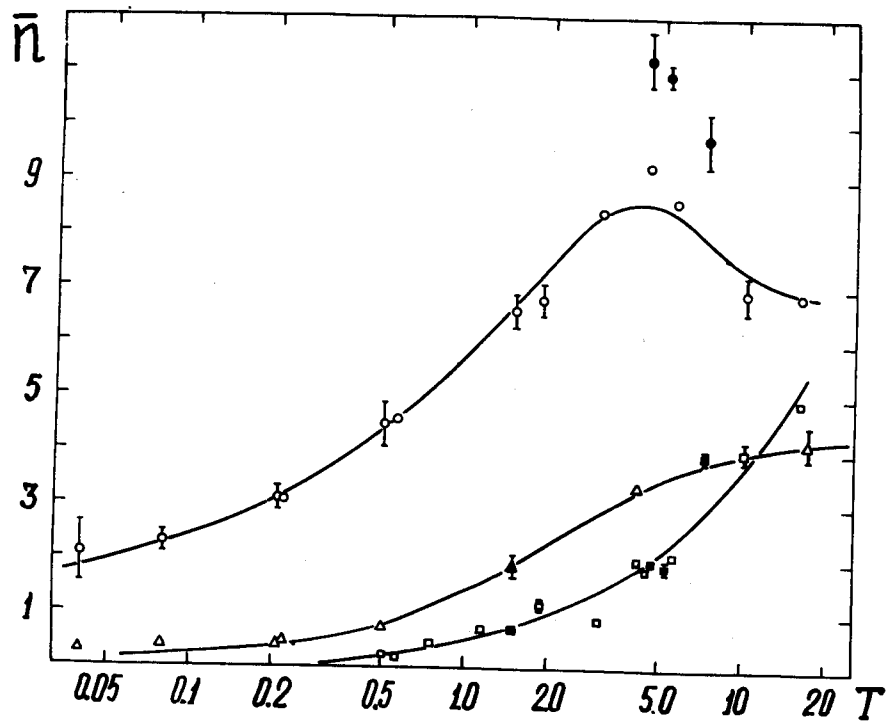


Рис.2. То же, что и на рис. 1; первичной частицей является π^- -мезон.

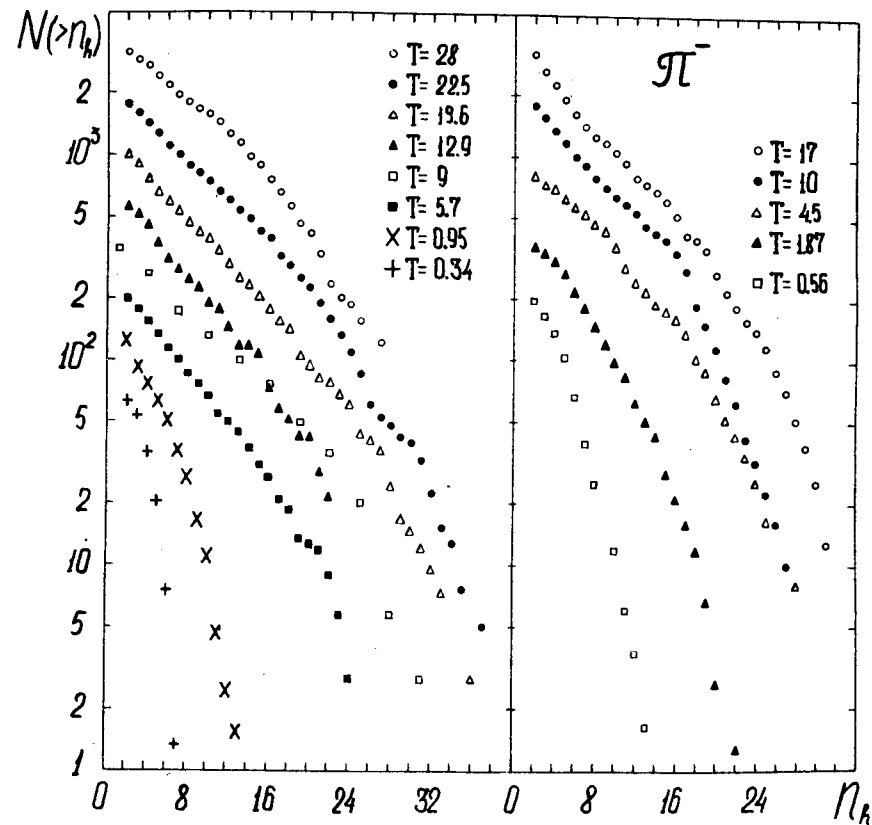


Рис.3. Число звезд в фотоэмульсии с числом n_h -частиц, большим n_h . T - энергия первичного протона (левый рисунок) или π^- -мезона (правый рисунок).

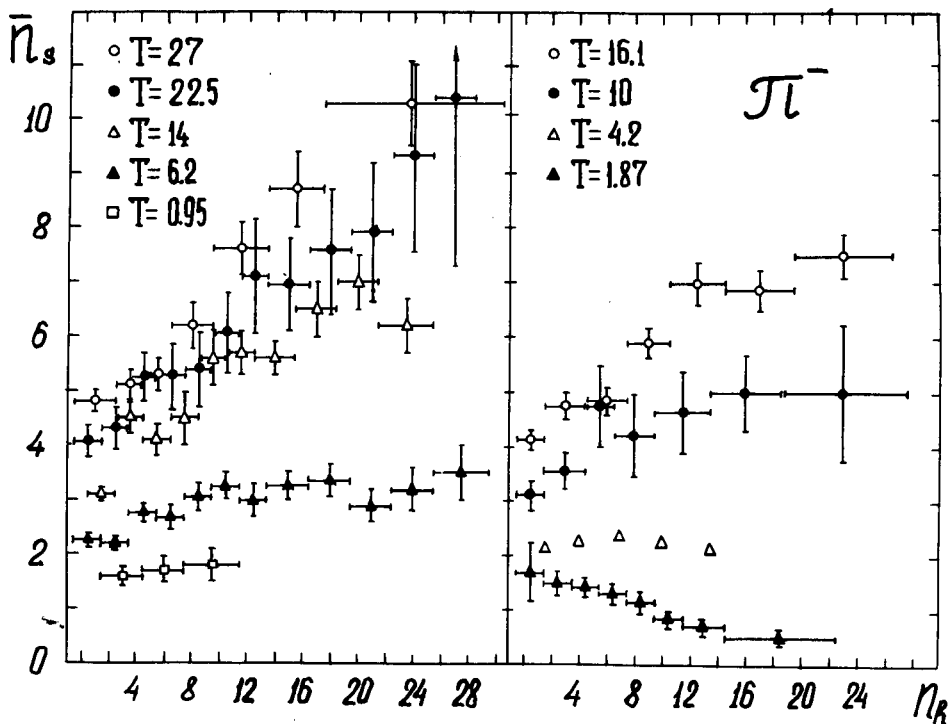


Рис.4. Среднее число частиц с релятивистским следом в фотоэмульсионной звезде, имеющей n_h серых и черных лучей.

T - энергия первичного протона (левый рисунок) или π^- -мезона (правый рисунок). Из-за бедности экспериментальных данных в случае, когда первичной частицей является протон с $T = 0,95$ Гэв, нанесены значения $\bar{n}_s + \bar{n}_q$, а не \bar{n}_s . Действительная кривая $\bar{n}_s(n_h)$ спадает значительно быстрее, а ее абсолютные значения ниже.