

Б-245

ДФ, 1971, Т. 13 № 4,
с. 743-747

16/x1-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 5280

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев

ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МОДЕЛИ
ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

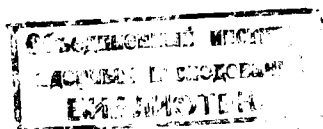
1970

P2 - 5280

В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев

**ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МОДЕЛИ
ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ**

Направлено в ЯФ



В в е д е н и е

Анализ неупругих нуклон- и мезон-ядерных столкновений показал, что при энергиях $T \approx (3-5)$ Гэв происходит изменение механизма взаимодействия частиц с ядрами, проявляющееся в "насыщении" ряда характеристик, и это изменение нельзя объяснить, оставаясь в рамках общепринятой каскадной модели^{/1,2/}. Можно надеяться устранить расхождение с экспериментом, если учесть прогрессирующее уменьшение числа нуклонов в ядре по мере развития внутриядерного каскада и принять во внимание возможность образования резонансов во внутриядерных столкновениях частиц.

Целью данной работы является рассмотрение первой из этих возможностей^{х)}.

Модель и метод расчета

Ядро-мишень будем рассматривать как систему свободных ферми-частиц, находящуюся в диффузном ядерном потенциале. Однако в отличие от обычной каскадной модели с ее непрерывным распределением

х) В области высоких энергий образование резонансов эффективно учитывается "многочастичными взаимодействиями" каскадных частиц^{/2,3/}.

ядерной материи мы введем дискретное распределение центров нуклонов. Для каждого случая взаимодействия частицы с ядром (для каждого "бросания") положение этих центров выбирается случайным образом согласно распределению Вудса-Саксона с параметрами, взятыми из опытов по рассеянию электронов на ядре; при этом требуется, чтобы расстояние между центрами было не менее $2r_0$, где r_0 - радиус "керна" нуклона. Предполагается, что за время прохождения каскадной лавины положение центров остается неизменным, но сами внутриядерные нуклоны при этом обладают соответствующим распределением по импульсам.

Подобно тому, как это всегда делается в модели внутриядерных каскадов, мы будем рассматривать траектории каскадных частиц в ядре. Каждой такой частице приписывается радиус взаимодействия $r_{int} = r_0 + \lambda$, где r_0 - величина, близкая к радиусу сильного взаимодействия частиц, а λ - де-Бройлевская длина волны. Таким образом, при своем движении частица может провзаимодействовать с любым внутриядерным нуклоном, оказавшимся внутри цилиндра с радиусом r_{int} и осью вдоль вектора скорости частицы.

Вероятность взаимодействия с n -ым внутриядерным нуклоном определяется биномиальным распределением

$$W_n = q^{n-1} (1-q),$$

где q - средняя вероятность того, что частица не провзаимодействует с нуклоном. Эту вероятность q можно найти, например, путем предельного перехода от биномиального распределения к пуассоновскому, что дает

$$q = 1 - \sigma_t / \pi r_{int}^2, \quad (1)$$

где σ_t - полное сечение рассматриваемой каскадной частицы с нуклоном. Другая возможность определить величину q связана с условием,

чтобы оба распределения, биномиальное и пуассоновское, приводили к одинаковой вероятности пройти частице в ядре без взаимодействия некоторое фиксированное расстояние Δr . Отсюда следует выражение

$$q = \exp(-\sigma_t / \pi r_{int}^2). \quad (2)$$

Очевидно, при $\sigma_t / \pi r_{int}^2 \ll 1$ оба подхода дают один и тот же результат.

Существенной деталью предлагаемой нами модели является то, что нуклон ядра, с которым произошло взаимодействие, в дальнейшем уже рассматривается как каскадная частица, а не как составная часть ядерной системы; следствием этого является локальное изменение ядерной плотности при прохождении каскадной лавины^{х)}.

Расчет элементарного акта производится точно таким же способом, как в обычной каскадной модели; в частности, в каждом элементарном акте строго выполняются законы сохранения энергии и импульса^{/4/}.

При моделировании "судьбы" каскадных частиц в ядре, в первую очередь, следует проследивать наиболее быструю частицу. Это позволяет приближенно учесть развитие внутриядерного каскада во времени.

Для каждого возбужденного ядра-остатка методом Монте-Карло рассчитывается испарительный процесс.

х) Учет этого эффекта, в сущности, означает точное выполнение закона сохранения барионного числа при неупругом столкновении частицы с ядром. В рамках обычной каскадной модели при $T > 3-5$ Гэв могут встречаться события, когда выбиваемое из ядра-мишени число нуклонов оказывается больше массового числа этого ядра.

На рис. 1 показана средняя множественность s -, g - и h -частиц, образованных на ядрах эмульсии протонами с энергией T . Мы видим, что в общих чертах согласие теории и эксперимента является вполне удовлетворительным. Теория передает изменение характера кривых $\bar{n}_h(T)$ и $\bar{n}_g(T)$ в области $T \gtrsim (3-5)$ Гэв, при меньших энергиях результаты практически совпадают с результатами, полученными на основании обычной каскадной модели^{/1/}.

Все приводимые в данной работе результаты относятся к значениям параметров $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см и $r_0 = 0,4 \cdot 10^{-13}$ см. Варьирование этих значений параметров в пределах 20-30%, хотя и влияет на абсолютные значения множественности вторичных частиц, но не меняет общего характера кривых $\bar{n}(T)$. Некоторая степень свободы существует также и в выборе плотности распределения внутриядерных нуклонов, поскольку используемые данные опытов Хофштадтера относятся фактически к зондированию ядра точечной частицей. Мы не ставим сейчас перед собой цели выбрать параметры, наилучшим образом описывающие всю совокупность известных экспериментальных данных, а хотим лишь показать наиболее яркие, качественные отличия нашего подхода от общепринятой каскадной модели.

Из рис. 1 видно, что средняя множественность рождающихся частиц оказывается очень чувствительной к критериям отбора ядерных событий, что является прямым следствием эффекта "насыщения" числа g - и h -частиц. Этот вывод представляется весьма важным для разделения элементарных и ядерных взаимодействием в фотоэмульсионных данных.

Заметим, что в обычной каскадной модели, которая дает монотонный рост $\bar{n}_g(T)$ и $\bar{n}_h(T)$, роль критериев отбора уменьшается при

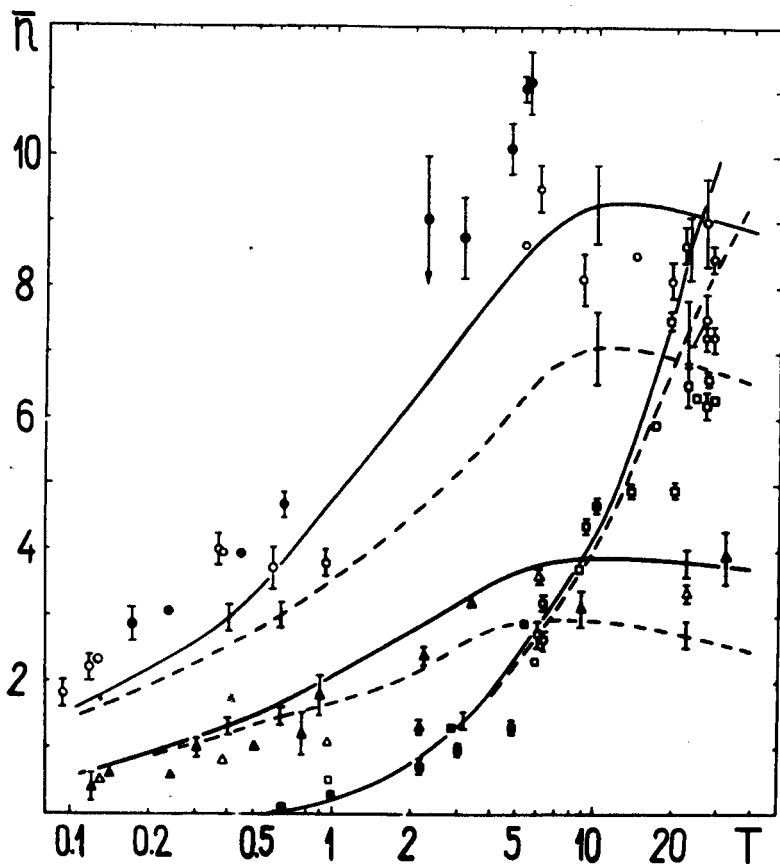


Рис. 1. Энергетическая зависимость средней множественности s -, g - и h -треков, образовавшихся при взаимодействии протонов с ядрами фотоэмульсии. Экспериментальные значения \bar{n}_s , \bar{n}_g и \bar{n}_h нанесены соответственно квадратами, кружками и треугольниками; светлыми значками нанесены данные, полученные просмотром эмульсии "вдоль следа", заштрихованными - "по области". Сплошная и пунктирная кривые - результаты расчета для ядра ^{100}Ru , соответственно, при условии $n_h > 1$ и $n_h \geq 0$.

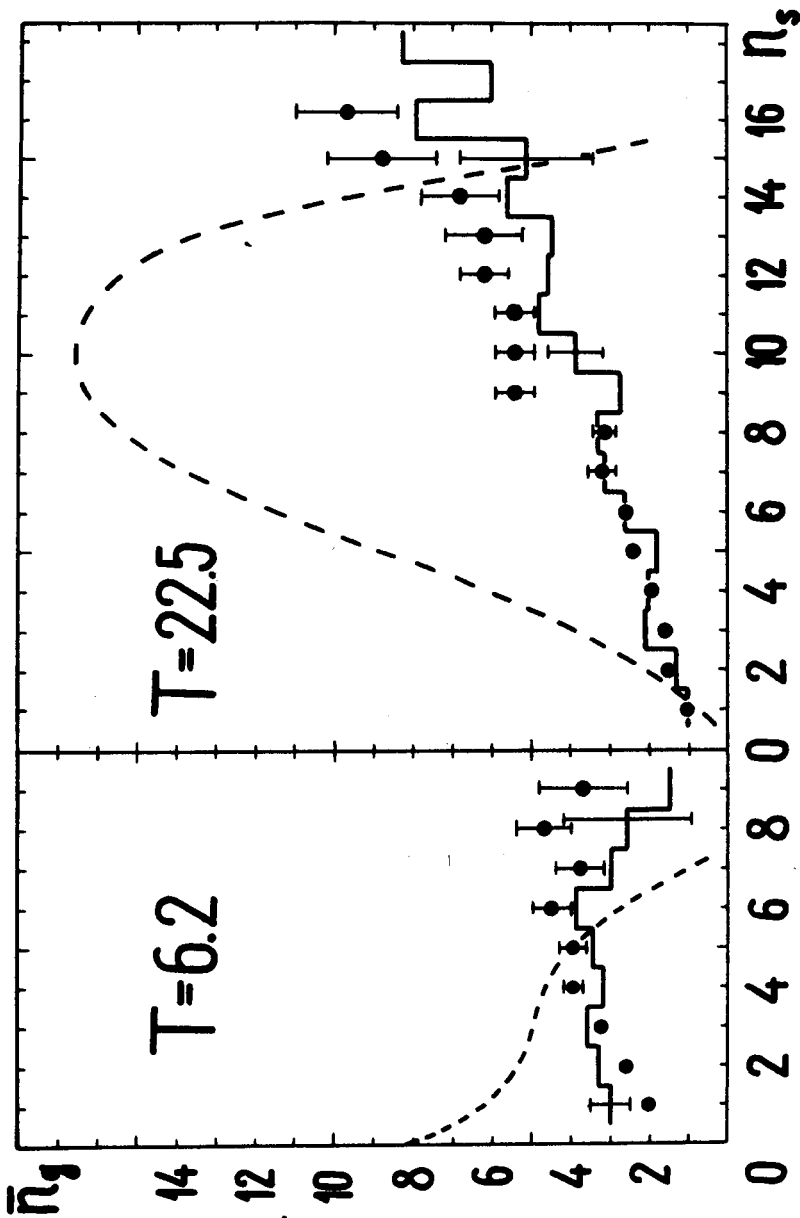


Рис. 2. Корреляции средней множественности g -треков с числом ливневых частиц в звезде, образованной в фотоэмульсии протоном с энергией Т Гэв. Экспериментальные значения взяты из работы Винзелера/5/. Сплошная гистограмма и пунктирная кривая - соответственно результаты расчёта по усовершенствованной и по обычной каскадной модели.

увеличении энергии T , а в области $T > 1$ Гэв ими можно вообще пренебречь (см. работы ^{/1/}).

Величина энергии T , при которой характеристики $\bar{n}_g(T)$ и $\bar{n}_h(T)$ выходят на "плато" (или достигают некоторого максимума, см. рис. 1), зависит от типа ядра-мишени. В частности, для легких ядер типа ^{12}C насыщение достигается уже при $T \approx 0,5$ Гэв.

В работах ^{/1/} отмечалось, что характер корреляции средней множественности низкоэнергетических частиц с числом релятивистских следов в звезде очень чувствителен к изменению механизма взаимодействия частицы с ядром. При $T > (3-5)$ Гэв зависимость $\bar{n}_g(n_g)$, рассчитанная с помощью обычной каскадной модели, обнаруживает уже качественное расхождение с опытом; в то же время расчет, учитывающий уменьшение плотности внутриядерного вещества, хорошо согласуется с опытом (см. рис. 2).

Аналогичным образом улучшается согласие с опытом корреляции $\bar{n}_g(n_g)$ и в случае мезон-ядерных взаимодействий. Это видно, в частности, из рис. 3 на примере взаимодействий с фотоэмульсией 17-гэвных π^- -мезонов. Приведенные на этом рисунке результаты расчетов по обычной каскадной модели представляют собой, в сущности, лишь нижнюю оценку, так как примерно в половине случаев ядра, оставшиеся после прохождения внутриядерного каскада, обладают энергиями возбуждения $E^* \approx 5-6$ Гэв и расположены в области массовых чисел $A < 20$. Испарительные расчеты для таких ядер, строго говоря, незаконны, поэтому их вклад не включен в пунктирную гистограмму на рис. 3.

На рис. 4 показана зависимость множественности ливневых s - и низкоэнергетических g -частиц от эффективной массы мишени M_t . Там же приведены значения угла $\theta_{1/2}$, в который вылетает половина всех рождающихся ливневых частиц. Эти данные дают представление

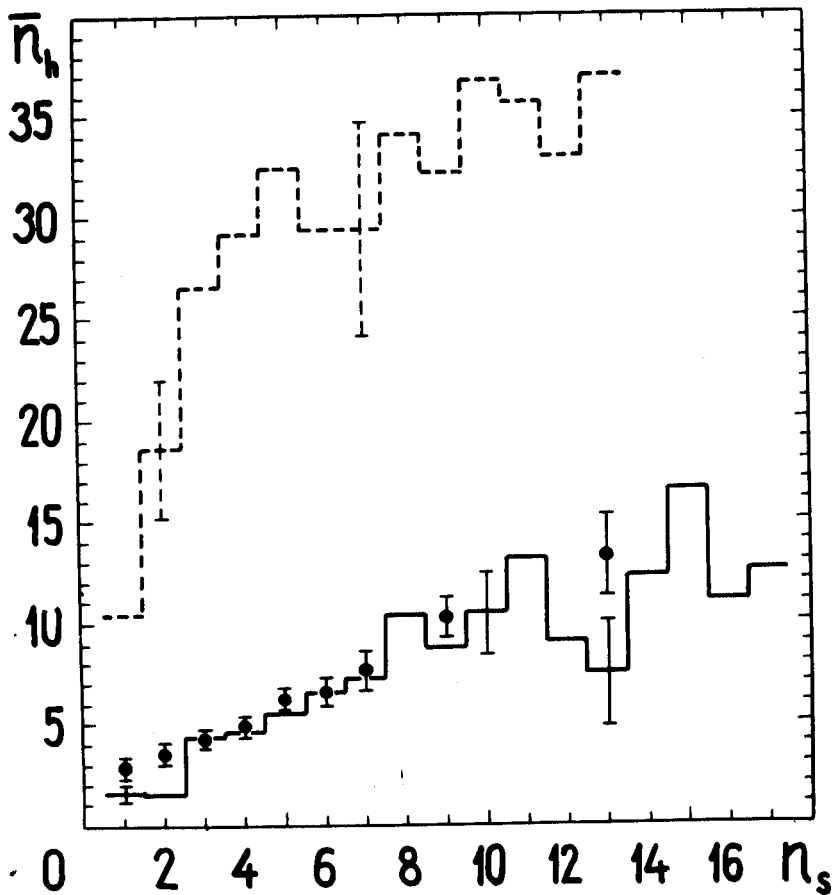


Рис. 3. Зависимость средней множественности h -частиц от числа ливневых лучей в фотоэмульсионной звезде, образованной π^- -мезоном с энергией 17,2 Гэв. Экспериментальные данные взяты из работы /6/. Все обозначения как на рис. 2.

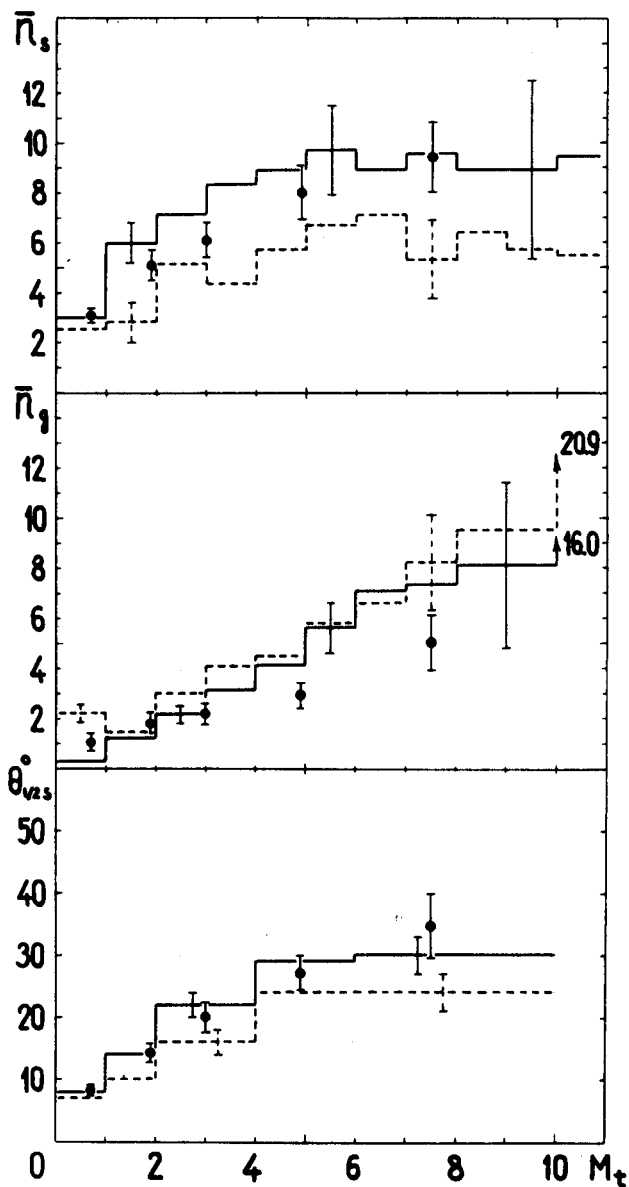


Рис. 4. Зависимость характеристик взаимодействия 17,2-Гэвных π^- -мезонов с ядрами фотоэмульсии от эффективной массы мишени. Экспериментальные точки взяты из работы /8/. Все обозначения как на рис. 2.

о том, как изменяются характеристики ядерного взаимодействия по мере увеличения числа внутриядерных столкновений. Мы видим, что и в этом случае наша новая модель лучше согласуется с экспериментом. Среднее значение $\langle M_t \rangle$ теперь составляет $2,8 M_N$ (M_N - масса нуклона), расчет без учета изменения плотности числа внутриядерных нуклонов дает $\langle M_t \rangle = 11,9 M_N$.

Интересно, что для больших значений M_t различие двух моделей проявляется даже в угловых распределениях релятивистских частиц.

З а к л ю ч е н и е

Анализ расчетов показывает, что учет уменьшения плотности ядерного вещества в процессе развития внутриядерного каскада позволяет расширить верхнюю границу области применимости каскадной модели от нескольких до десятков Гэв без привлечения представлений о многочастичных взаимодействиях. Последние начинают существенно сказываться при энергиях $T \geq 20$ Гэв, что проявляется прежде всего в завышении расчетной множественности ливневых частиц.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, K.K.Gudima, V.D.Toneev, Acta Phys. Polon., 36, 457, 887 (1969).
2. V.S.Barashenkov, K.K.Gudima, S.M.Eliseev, A.S.Iljinov, V.D.Toneev, Report JINR E2-4607 (1969).
3. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev, Nucl. Phys., B6, II, 628 (1968).
4. V.S.Barashenkov, K.K.Gudima, V.D.Toneev, Acta Phys. Polon., 36, 415 (1969).

5. H. Winzeler, Nucl. Phys., 69, 661 (1965).
6. J.M. Kohli, Nucl. Phys., B14, 500 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1970 г.