

С 347Г
А-866.

Изв. АН СССР сер. физ. - 3/111 - 66
1967, т. 31, № 9, с. 1448-1449

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3005



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев

МНОГОЧАСТИЧНЫЙ МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АТОМНЫМИ
ЯДРАМИ

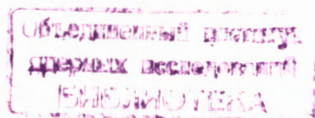
1966

P2 - 3005

И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев

МНОГОЧАСТИЧНЫЙ МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АТОМНЫМИ
ЯДРАМИ

Направлено в Труды Всесоюзной конференции
по космическим лучам 1966 года



В работах /1,2/ было показано, что механизм внутриядерных каскадов, рассматриваемых как серии последовательных двухчастичных взаимодействий, хорошо согласующийся с опытом в области ускорительных энергий, приводит к резкому расхождению с экспериментальными данными при космических энергиях $T \geq 100$ Гэв. Расхождения оказываются слишком значительными, чтобы их можно было устранить подбором величины параметров модели и варьированием в пределах, допустимых ошибками измерений, используемых при расчетах экспериментальных данных по элементарным $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиям внутри ядра. Поэтому мы отказались от такой модели внутриядерных каскадов и рассмотрели новую модель, в которой учитывается взаимодействие с отдельным нуклоном ядра сразу нескольких частиц, образовавшихся на предыдущих этапах внутриядерного каскада. Такой механизм особенно эффективен при высоких энергиях, когда частицы, образующиеся при неупругих $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиях внутри ядра, вследствие лоренцовского сжатия, вылетают в очень узкий телесный угол.

Все расчеты выполнены методом Монте-Карло на электронных машинах ОИЯИ. Этим же методом разыгрывалось положение центров внутриядерных нуклонов. Взаимодействующими с одним нуклоном считались все частицы, пробег которых оканчивался внутри области с размером $r \approx 10^{-13}$ см вокруг центра данного нуклона.^{х)} Такое условие соответствует предположению о факторизации сечения многочастичных взаимодействий с нуклоном:

$$\sigma(n\pi + mN + N) = \prod_n \sigma(\pi + N) \prod_m \sigma(N + N).$$

Понятно, что этим можно удовлетвориться лишь в первом приближении.

Расчеты были выполнены при нескольких различных предположениях о характере угловых и энергетических распределений частиц образующихся в акте многочастичного взаимодействия. (Все остальные детали расчетов те же, что и в работах /1,2/). Сравнение результатов с экспериментальными данными по нуклон-ядерным звездам дает уникальную возможность получить представление о свойствах такого совершенно неизученного в настоящее время типа взаимодействия элементарных частиц.

^{х)} Практически расчет выполнялся таким образом, что в каждом отдельном случае эта область несколько отличалась от сферической; сферическая симметрия приближенно осуществлялась лишь в среднем.

В первоначальной серии расчетов предполагалось, что все распадающиеся частицы разлетаются в системе центра масс изотропно и имеют одинаковое энергетическое распределение, близкое к среднему распределению из неупругих π -N и N-N взаимодействий (этот вариант близок к статистическим теориям типа Ферми).

При космических энергиях $T \geq 100$ Гэв согласие с экспериментом при этом оказывается, вообще говоря, заметно лучшим, чем в случае каскада, не учитывающего многочастичные взаимодействия, однако, величина поперечного импульса ливневых частиц значительно превосходит наблюдаемую на опыте. Например, в расчете на взаимодействие со средним ядром фотоэмульсии при $T = (20-100)$ Гэв $P_{\perp} = (0,80-0,10)$ Гэв/с, в то время как экспериментальное значение $P_{\perp} = 0,5$ Гэв/с. Существенно завышенной по сравнению с экспериментом оказывается и средняя кинетическая энергия ливневых частиц E_{\perp} . Например, при $T=100$ Гэв она составляет $7,5 \pm 0,5$ Гэв, а экспериментальное значение $(2,4 \pm 0,8)$ Гэв. Попытка снизить P_{\perp} и E_{\perp} соответствующим изменением импульсных распределений приводит к недопустимому увеличению множественности ливневых частиц n_{\perp} .

Весьма заметное расхождение экспериментальных и теоретических величин имеет место уже в области ускорительных энергий $T = (10-20)$ Гэв.

Учет анизотропии вылета рождающихся частиц в с.ц.м. не устраняет этих расхождений, если по-прежнему считать, что угловые и энергетические распределения рождающихся частиц не зависят от их сорта.

В следующей серии расчетов энергии и углы вылета π -мезонов и более тяжелых частиц считались различными. При этом предполагалось, что как и в элементарных π -N и N-N взаимодействиях, мезоны и тяжелые частицы стараются сохранить направление движения первичных мезона и нуклонов. Это позволило значительно улучшить согласие с опытом. В частности, при ускорительных энергиях $T = (6-25)$ Гэв удалось получить согласие со всеми известными фотоэмульсионными данными (о некоторых небольших расхождениях для каскадных g -частиц речь будет идти ниже), однако, при энергиях $T \geq 100$ Гэв получить хорошее согласие с опытом и в этом случае очень затруднительно. Поперечный импульс и энергия рождающихся частиц по-прежнему остаются больше экспериментальных. Например, в крайнем случае, когда при $T=500$ Гэв все рождающиеся π -мезоны предполагаются вылетающими в с.ц.м. строго вперед, а нуклоны - строго назад, $P_{\perp} = 0,58 \pm 0,05$ Гэв/с. При более реальных предположениях $P_{\perp} \approx 0,7$ Гэв/с.

Хорошее согласие со всеми известными космическими фотоэмульсионными данными удается получить, лишь предполагая, что при многочастичных взаимодействиях, так же как и при неупругих высокоэнергетических π -N и N-N взаимодействиях, образуется лидирующая частица, уносящая существенную часть всей первоначальной

энергии ($\approx 50\%$). Такое предположение соответствует картине периферических взаимодействий нескольких сталкивающихся частиц, для расчета которых можно использовать обычные диаграммные методы. Тот факт, что существенно выделенной по энергии предполагается всего лишь одна, а не несколько вторичных частиц, обусловлен тем соображением, что в обычных $\pi-N$ и $N-N$ столкновениях образуется лишь одна лидирующая частица, поэтому в последующих многочастичных взаимодействиях с нуклонами ядра среди начальных частиц одна частица оказывается превосходящей по энергии другие. Эта частица в значительной степени и определяет кинематику многочастичного взаимодействия.

После выделения лидирующей частицы распределения вторичных частиц по углам и энергиям довольно близки к тому, что имеет место в $\pi-N$ столкновениях (при соответственно равных энергиях с.ц.м.).

В области ускорительных энергий специальный учет лидирующей частицы мало изменяет результат расчетов, так как ее параметры еще сравнительно мало отличаются от параметров остальных частиц (см. ^{1,2/}).

В таблице I приведены результаты расчетов некоторых средних величин для среднего ядра фотоэмульсии и соответствующие экспериментальные данные. (Библиография экспериментальных работ указана в наших статьях ^{1,2/}). При $T=1000$ Гэв для сравнения приведены данные, полученные без учета многочастичных взаимодействий внутри ядра.

Как видно, фотоэмульсионные данные можно объяснить механизмом внутриядерных каскадов при вполне разумных предположениях о свойствах многочастичных взаимодействий.

Тем не менее, мы хотели бы отметить, что в ходе расчетов выяснились и некоторые трудности рассмотренной модели. Так, несколько заниженным по сравнению с экспериментальным оказывается среднее число сильно ионизирующих h -частиц, в частности - каскадных g -частиц (см. таблицу II). Можно надеяться повысить число частиц, если наряду с каскадными взаимодействиями учесть прямые расщепления ядра, когда образуются сильно возбужденные, испускающие h -частицы осколки и рождается мало ливневых частиц.

Так как угловые и энергетические распределения частиц, образующихся при многочастичных взаимодействиях, подбирались из сравнения лишь с фотоэмульсионными данными, то совершенно необходимо проверить, насколько оправданной окажется модель, использующая подобранные таким образом входные данные, в применении к другим ядрам. В настоящее время такая проверка проводится.

Л и т е р а т у р а

1. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев, С.А. Славатинский, Материалы Всесоюзного совещания по физике космических лучей, Москва, 1965.
2. I. Z. Artykov, V. S. Barashenkov, S. M. Eliseev, Nucl. Phys. (в печати)

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1966 г.

Таблица I.

Средние характеристики частиц, рождающихся при взаимодействии протона с фотонмюльней (в лабораторной системе).

| Характеристика | 1000 Гэв | | |
|----------------------------|---------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| | 100 Гэв | 500 Гэв | 1000 Гэв |
| η_{\pm}^{\pm} | $10 \pm 0,7(8 \pm 0,5)$ | $15,9 \pm 1,1(18,8^{+4,2})$ | $20,1 \pm 1,5(22,5 \pm 3)$ |
| E_{\pm} , Гэв | $3,1 \pm 0,2(2,4^{+0,9})$ | $8,1 \pm 0,6$ | $14,6 \pm 1$ |
| E_{\pm} , Гэв | $0,15 \pm 0,01$ | $0,143 \pm 0,01$ | $0,136 \pm 0,01$ |
| $\rho_{\pm, \pm}$, Гэв/с | $0,47 \pm 0,03 (0,5)$ | $0,53 \pm 0,04(0,5)$ | $0,55 \pm 0,03(0,5)$ |
| $\rho_{\pm, \pm}$, Гэв/с | $0,29 \pm 0,02$ | $0,30 \pm 0,02$ | $0,26 \pm 0,02$ |
| $\theta_{\pm, \pm}$, град | $10 \pm 0,7$ | $5,7 \pm 0,4$ | $4,3 \pm 0,4$ |
| $\theta_{\pm, \pm}$, град | $56,4 \pm 4$ | 57 ± 4 | 50 ± 3 |

В скобках указаны соответствующие экспериментальные величины. При $T = 1000$ Гэв в графах I и II приведены величины, рассчитанные соответственно без учета и с учетом многочастичных взаимодействий внутри ядра. В значении E_{\pm} не включен вклад лидирующей частицы.

Таблица II

Среднее число заряженных γ -частиц n_{γ}^{\pm} , образующихся при взаимодействии протона с фотондульсией

| T, Гэв | Теория | Опыт |
|--------|----------------|---------------|
| 6,3 | $2,0 \pm 0,13$ | |
| 9 | $2,0 \pm 0,14$ | $3,1 \pm 0,4$ |
| 25 | $2,9 \pm 0,15$ | $3,9 \pm 0,4$ |
| 100 | $3,2 \pm 0,02$ | 4 - 5 |
| 500 | $3,4 \pm 0,2$ | $4 \pm 0,8$ |
| 1000 | $3,6 \pm 0,2$ | - |
| 3000 | - | $4 \pm 1,6$ |

Таблица III

Доля числа n -частичных внутриядерных взаимодействий (в %)

| n \ T | 10 Гэв | 1000 Гэв | |
|---------|--------|----------|-----|
| 2 | 79 | 50 | |
| 3 | 12,2 | 17,4 | |
| 4 | 5,1 | 11,1 | |
| 5 | } | 7,6 | |
| 6 | | 4,4 | |
| 7 | | 3,7 | 4,8 |
| 8 | | 2,7 | |
| >8 | | 2,0 | |

Случай $n = 2$ соответствует обычному π - N или N - N взаимодействию .