

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1—1976

А. И. ДЕМЬЯНОВ, Т. С. ЛИМ, В. С. МУРЗИН,
Л. И. САРЫЧЕВА, Г. Ф. ФЕДОРОВА

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ КАСКАДОВ

Выполнено изучение флуктуаций ядерных каскадов в железном поглотителе на основе представления о последовательных взаимодействиях лидирующего адрона с ядрами атомов. Экспериментальные характеристики ядерных каскадов сравниваются с полученными теми же методами для искусственных каскадов, рассчитанных методом Монте-Карло.

Общие положения

Развитие электронно-ядерных каскадов в плотном веществе испытывает значительные флуктуации, которые приводят к тому, что наблюдаемые в ионизационном калориметре распределения ионизации по глубине поглотителя $I(x)$, так называемые каскадные кривые, оказываются для различных индивидуальных событий существенно различными как по числу максимумов ионизации, так и по их относительной величине и расположению. В настоящей работе мы рассмотрим некоторые аспекты интерпретации калориметрических каскадов, основываясь на том, что форма каскадной кривой заключает в себе определенную информацию о реальных физических характеристиках ядерно-каскадного процесса. В соответствии с развитыми ранее [1—4] представлениями будем считать, что появление каскада того или иного вида обусловлено механизмом последовательных взаимодействий.

Например, если падающая на калориметр ядерно-активная частица потеряет в первом взаимодействии большую часть своей энергии, которая распределится более или менее равномерно среди вторичных частиц, то каскады, возникающие при последующих взаимодействиях этих частиц с веществом поглотителя, наложатся друг на друга и усреднятся, так что в результате будет наблюдаться каскад с одним максимумом.

Напротив, появление каскадов с двумя или несколькими максимумами ионизации («двугорбые» и «многогорбые» каскадные кривые) можно объяснить передачей значительной доли энергии E_0 небольшому числу или даже одной вторичной частице. В этом случае энергия E_2 , заключенная во втором (и последующих) «горбах» ионизации, есть, очевидно, энергия наиболее энергичной вторичной частицы (например, «сохранившегося» нуклона), а глубины генерации первого и второго

«горбов» указывают на точки, где произошло взаимодействие соответственно первичной и наиболее энергичной вторичной частицы (либо первое и второе взаимодействие «сохранившегося» нуклона).

Расчет искусственных каскадов

Для проверки предлагаемого метода экспериментально наблюдаемые каскады сравнивались с искусственными, рассчитанными методом Монте-Карло. В основу расчета положена модель, учитывающая специфику эксперимента в космических лучах.

Согласно этой модели, на калориметр толщиной 1040 г/см^2 (аналогичный описанному в [2, 3, 5]) падают одиночные нуклоны, энергии которых E_0 распределены по степенному закону с показателем $\gamma = -2,8$.

Поглотитель калориметра состоит из 32 одинаковых слоев, причем факт взаимодействия первичной частицы разыгрывается последовательно во всех слоях с вероятностью 0,22 (ядерный пробег $\lambda_{\text{вз}} = 130 \text{ г/см}^2$).

В случае взаимодействия в слое x_i находится доля энергии k , потерянная частицей (распределение k гауссово со средним значением и дисперсией 0,5). Половина энергии kE_0 делится в пропорции 2:3 между двумя энергичными вторичными π -мезонами (каждый из которых с вероятностью $1/3$ может оказаться нейтральным), а остальная часть распределяется среди большого числа малоэнергичных вторичных π -мезонов. Энергичные π^\pm -мезоны участвуют затем (наравне с первичным нуклоном, сохранившим энергию $(1-k)E_0$) в последующих взаимодействиях в слоях $x_{i+1} \div x_{32}$ и могут, наконец, покинуть калориметр.

Было принято, что энергичный π^0 -мезон дает в месте своего возникновения электромагнитный каскад соответствующей энергии [6], а малоэнергичные π^0 - и π^\pm -мезоны — каскад, подобный усредненному ядерному каскаду [1]. Те и другие каскады задавались в виде таблиц.

Ионизация от каскадов, возникших в разных слоях, складывалась, так что получался суммарный каскад — имитация наблюдаемого в калориметре. В процессе конструирования каскада частицы с энергиями меньшими 3 ГэВ исключались из рассмотрения: считалось, что ниже этого порога энергия диссипируется, не давая существенного вклада в измеряемую ионизацию.

Коэффициент неупругости

Каскады, разыгранные по этой программе (1000 каскадов с энергиями E_0 в интервале от 300 до 3000 ГэВ), получались по форме такими же, как естественные. Причем, если провести условную классификацию событий по количеству максимумов ионизации в каскадной кривой (одногогорбые, двугорбые и многогорбые кривые), то каскады

Форма каскадов	Тип	Искусственные каскады, %	Экспериментальные каскады, %	
			наши данные	данные [1]
Одногорбые	А	46 ± 2	44 ± 2	47 ± 9
Двугорбые $E_1 > E_2$	Б	26 ± 2	33 ± 2	28 ± 3
Двугорбые $E_1 \leq E_2$	В	15 ± 1	13 ± 1	15 ± 3
Многогорбые	Г	13 ± 1	10 ± 1	10 ± 2

каждого класса будут представлены примерно в такой же пропорции, как это наблюдается на опыте (см. табл.).

Анализ искусственных каскадов позволяет проверить надежность построения спектров энергетически выделенных вторичных частиц на основе измерения относительной величины второго «горба» каскадной кривой $u = E_2/E_0$. На рис. 1 представлены распределения отношений измеренных значений u к величине коэффициентов упругости $(1-k)$ в первом взаимодействии для искусственных каскадов типа Б и В.

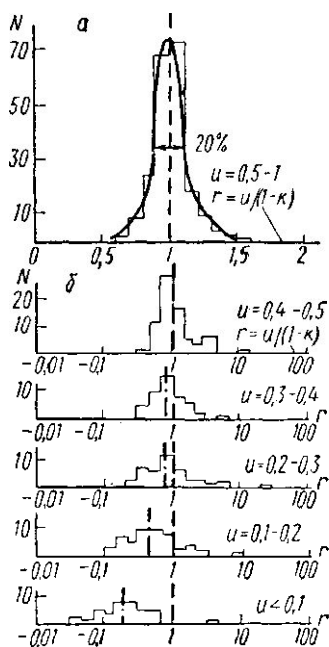


Рис. 1. Распределение отношений r измеренных значений $u = E_2/E_0$ к величине коэффициентов упругости $(1-k)$ в первом взаимодействии у искусственных каскадов типа В (а) и типа Б для разных u (б)

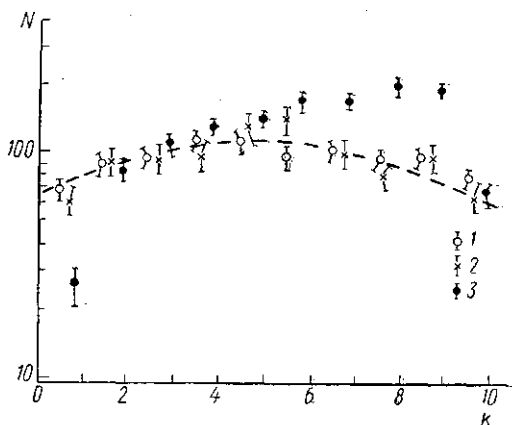


Рис. 2. Распределение коэффициентов неупругости: 1 — распределение k для всех искусственных каскадов, 2 — распределение $(1-u)$ для каскадов типа Б и В, 3 — распределение $(1-u)$, измеренное на опыте. Пунктир — распределение Гаусса ($\rho=0,5, \sigma=0,5$)

Как видно из распределения на рис. 1, а, у каскадов типа В ошибка измерения $(1-k)$ составляет в среднем $\pm 10\%$. У каскадов типа В отношение $r = u/(1-k)$ оказывается в среднем несколько меньше единицы, причем расхождение между коэффициентом упругости $(1-k)$ и величиной второго «горба» усугубляется с уменьшением u (рис. 1, б). Несовпадение u и $(1-k)$ у тех или иных индивидуальных событий не играет принципиальной роли, поскольку спектр есть статистическая характеристика. В то же время для каждого u можно, вообще говоря, внести соответствующую поправку на систематическое занижение $(1-k)$ в среднем. Не исключено, однако, что величина поправки (для каждого u) в какой-то степени зависит от формы распределения коэффициентов неупругости k . Поэтому использование поправочных коэффициентов, найденных из анализа искусственных каскадов, для исправления наблюдаемого на опыте спектра может быть оправдано лишь

постольку, поскольку «истинный» спектр сохранившихся нуклонов не слишком сильно отличается от заложенного в программу (в данном случае от распределения Гаусса).

Впрочем, и непосредственно измеряемый спектр u несет достаточную информацию, так как значительное систематическое занижение величины $(1-k)$ имеет место лишь для небольшой ($17 \pm 2\%$) части событий, лежащих в области $u < 0,2$ (рис. 1, б). Этот спектр, полученный для каскадов типа Б и В, показан на рис. 2 вместе с соответствующим нормированным спектром k для всех искусственных каскадов. Там же пунктиром нарисовано заложенное в программу расчета распределение Гаусса, а также экспериментальное распределение $(1-u)$, измеренное с помощью ионизационного калориметра в космических лучах при энергиях выше 60 ГэВ.

Из рис. 2 видно, что, во-первых, форма непосредственно измеряемого спектра $(1-u)$ достаточно близко воспроизводит форму истинного распределения коэффициентов неупругости (для искусственных каскадов), а, во-вторых, что характер

этого спектра не слишком отличается от спектра $(1-u)$, наблюдаемого на опыте. Следовательно, спектр энергий вторичных «горбов» $f(u)$ каскадных кривых, наблюдаемых в калориметре, воспроизводит форму энергетического спектра лидирующих («сохранившихся») частиц при взаимодействии космических адронов с ядрами поглотителя (Fe).

Изменение пробегов

Обратимся к локализации взаимодействий. Распределение глубин генерации x искусственных каскадов (безотносительно к их форме) совпадает с истинным распределением точек первого взаимодействия и описывается экспонентой с показателем $-x/\lambda_{вз}$, где $\lambda_{вз} = 130$ г/см² соответствует двум рядам ионизационных камер в калориметре.

Таким образом, наблюдаемое в реальном эксперименте экспоненциальное распределение $dN(x)$ с наклоном $\lambda_{вз} = 132 \pm 5$ г/см² [5] указывает, во-первых, на то, что при взаимодействиях адронов высоких энергий с ядрами железа достаточно большая доля энергии передается в электромагнитный компонент (и это дает возможности локализовать точку первого взаимодействия) и, во-вторых, на то, что эти адроны падают на калориметр в большинстве случаев поодиночке (если среднее число падающих частиц $\langle n \rangle$, то наклон экспоненты будет $\lambda_{вз}/\langle n \rangle$).

Распределение расстояний l между точками генерации первого и второго «горбов» ионизации (у двугорбых событий) может быть рассчитано для модели последовательных взаимодействий и имеет вид

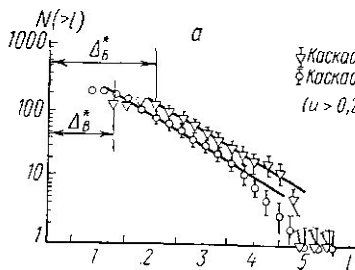
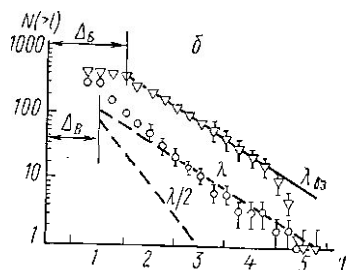


Рис. 3. Распределение пробегов l между «горбами» ионизации у двугорбых каскадов типа Б и В: а — искусственные каскады, б — эксперимент

$$dN(l) = e^{-\frac{l}{\lambda} \langle n \rangle} (1 - e^{-\frac{l-x_0}{\lambda}}) \frac{dl}{\lambda} \prod_{i=1}^{\langle n \rangle - 1} (1 - e^{-\frac{\Delta}{\lambda} \cdot i}),$$

где $\langle n \rangle$ — средняя множественность лидирующих частиц, дающих вклад во второй «горб», Δ — минимальное расстояние, при котором соседние «горбы» разрешаются и x_0 — толщина калориметра.

На рис. 3, а показаны распределения l для искусственных каскадов типа Б и В, которые описываются экспонентами с наклоном $\lambda_{вз}$. Это значит, что вторые «горбы» ионизации создаются, как правило, «сохранившимися» нуклонами, т. е. возникающие в первом взаимодействии энергичные вторичные π^\pm -мезоны не дают существенного вклада во второй «горб». Несколько иная картина наблюдается на опыте (при энергиях до 200 ГэВ). Наклон распределения l для экспериментальных каскадов типа Б по-прежнему равен $\lambda_{вз}$; в то время, как для каскадов типа В распределение l оказывается заметно круче: $\langle l \rangle = \frac{3}{4} \lambda_{вз}$; иначе $\langle n \rangle = \frac{4}{3}$ (рис. 3, б). Учитывая количественное соотношение каскадов Б и В, можно сказать, что примерно в $\frac{1}{5}$ всех двугорбых событий второй «горб» ионизации создается двумя энергичными вторичными частицами [7]. Аналогичная ситуация имеет место и в распределении глубин генерации первого и второго «горбов». Ожидаемые распределения для модели последовательных взаимодействий имеют вид

$$dN_1(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} \left[e^{-\frac{\Delta}{l}} - e^{-\frac{x-x_0}{l}} \right] \frac{dx}{\lambda},$$

$$dN_2(x) = \frac{l}{(l-\lambda)} \left[e^{-\frac{\Delta-x}{l}} - e^{-\frac{\Delta-x}{\lambda}} \right] e^{-\frac{\Delta}{l}} \frac{dx}{l},$$

где l — средний пробег вторичной частицы. У искусственных каскадов типа В наилучшее согласие ожидаемых распределений с наблюдаемыми достигается при $l = \lambda_{вз}$ (рис. 4, а), тогда как у экспериментальных каскадов типа В — при $l = \frac{3}{4} \lambda_{вз}$ (рис. 4, б) [7], что соответствует средней множественности энергичных вторичных частиц, полученной из распределения $dN(l)$. Флуктуации глубин генерации отдельных «горбов» ионизации, регистрируемых ионизационным калориметром, обусловлены главным образом механизмом последовательных взаимодействий «сохраняющейся» частицы. Расположение и относительная величина максимумов ионизации каскадной кривой определяются не методическими, а физическими причинами — в частности, множественностью как первичных, так и вторичных (лидирующих) ядерно-активных частиц и их энергетическим спектром. Аналогичный анализ искусственных каскадов, рассчитанных на основе совершенно другой модели (по программе, составленной А. Е. Морозовым безотносительно к рассмотренным в настоящей статье вопросам), приводит к таким же результатам [7].

Таким образом, сопоставление итогов анализа искусственных каскадов, рассчитанных по результатам программ, с экспериментальными результатами говорит о том, что основные представления предложенного подхода к интерпретации калориметрических данных имеют объективный физический смысл и позволяют изучить детальные характеристики ядерно-каскадного процесса в плотном веществе.

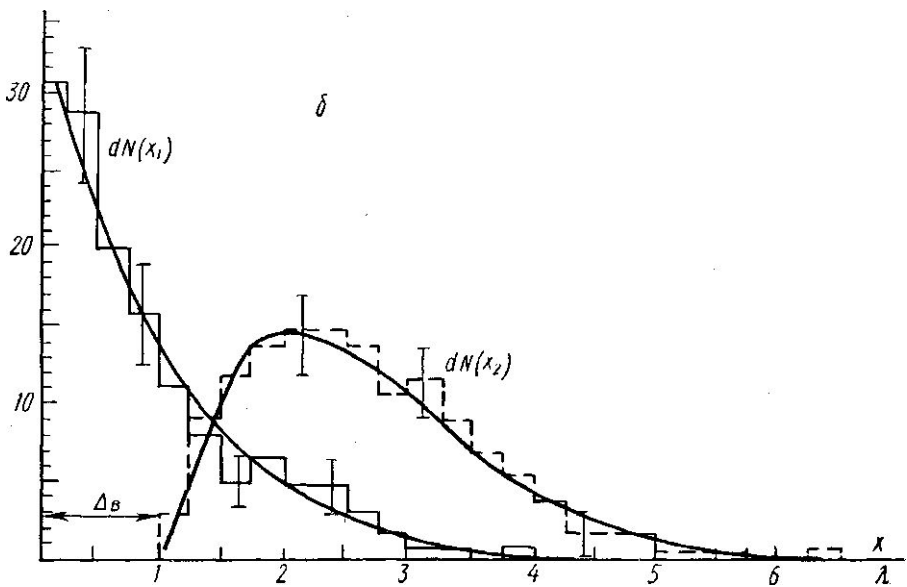
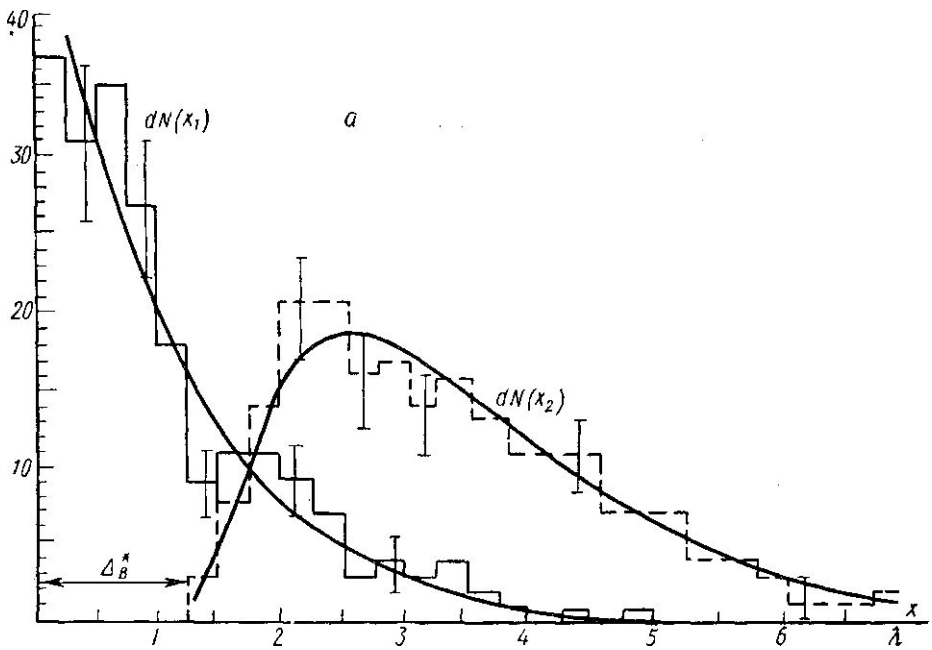


Рис. 4. Распределение глубин генерации x первого и второго «горбов» ионизации у каскадов типа В: а — искусственные каскады, б — эксперимент. Кривые $dN(x_1)$ и $dN(x_2)$ — ожидаемые распределения для модели последовательных взаимодействий

ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзин В. С. Диссертация. ФИАН, 1969.
2. Аношин А. И. и др. «Изв. АН СССР», сер. физ., 35, 2054, 1971.
3. Аношин А. И. и др. «Изв. АН СССР», сер. физ., 36, 1640, 1972.
4. Аганина М. У. и др. «Изв. АН СССР», сер. физ., 37, 1370, 1973.
5. Башинджагян Г. Л. и др. «Ядерная физика», 14, 1214, 1971.
6. Иваненко И. П. Электромагнитные каскадные процессы. М., 1972.
7. Аношин А. И. и др. «Изв. АН СССР», сер. физ., 38, 783, 1974.

Поступила в редакцию
29.7 1974 г.