

К ВОПРОСУ О НОВОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

М. О. АЗАРЯН, А. И. БЕЛЬЗЕР, А. И. ДЕМЬЯНОВ,
В. С. МУРЗИН, А. И. САРЫЧЕВА

Обсуждаются аномальные эффекты, которые наблюдаются в ионизационном калориметре и не укладываются в обычную картину ядерно-каскадного процесса в плотном веществе. Проведено сравнение экспериментальных данных, полученных на двух калориметрических установках при энергиях $100 \div 1000$ Гэв и $1000 \div 10000$ Гэв. Результаты интерпретируются с точки зрения гипотезы о возможности существования в области энергий выше 200 Гэв нового механизма взаимодействия адронов с веществом.

1. Особенности развития каскадных линий в ионизационном калориметре

В работах [1—9] сообщалось о нерегулярностях, касающихся динамики ядерно-каскадного процесса в плотном веществе (поглотителе ионизационного калориметра), наблюдавшихся при энергиях выше 200 Гэв на установке „Пион“ [9, 10]. Метод анализа калориметрических данных был основан на изучении флуктуаций формы каскадных кривых в калориметре. Для описания каждого каскада использовался следующий набор параметров: x_i — глубина i -взаимодействия (точка генерации i -максимума ионизации каскадной кривой); l_{ik} — расстояние между i - и k -взаимодействиями; $u = E_i/E_0$ — доля энергии первичной частицы E_0 , уносимая вторичной частицей, создающей i -максимум.

Используя параметр x_i , можно установить, является ли i -максимум ионизации у данной совокупности каскадов результатом первичного или вторичного взаимодействия. Распределение x для первичных максимумов описывается экспонентой

$$W_1(x) \sim \exp(-x/\lambda), \quad (1)$$

для вторичных — функцией с максимумом вида

$$W_2(x) \sim x \exp(-x/L), \quad (2)$$

где L сложным образом зависит от соотношения ядерного пробега и пробега i -взаимодействия.

Функция распределения параметра l_{12} также имеет экспоненциальный вид $W(l_{12}) \sim \exp(-l_{12}/\langle l \rangle)$ и определяется пробегами взаимодействия и средним числом $\langle n \rangle$ вторичных адронов, дающих вклад во второй максимум каскадной кривой. Если все вторичные адроны — нуклоны и π -мезоны, то $\langle l \rangle = \lambda/\langle n \rangle$. При $\langle n \rangle = 1$ спектр энергии, определенный по вторичным максимумам $u = E_2/E_0$, есть, очевидно, спектр лидирующих адронов в лабораторной системе координат. Использовалось также отношение E_2/γ_{cs} , характеризующее

в ультрарелятивистском пределе импульс вторичной лидирующей частицы в системе центра масс (γ_c — лоренц-фактор с. ц. м.), а в нерелятивистском пределе — ее массу.

Обнаруженные в указанных работах нерегулярности заключаются в том, что при $E_0 \gtrsim 200$ Гэв среди каскадов с $u \gtrsim 0,5$ появляется примесь событий, у которых первые максимумы ионизации, также как и вторые, распределены по глубине калориметра согласно закону (2), в котором параметр L соответствует пробегу взаимодействия $\sim 2\lambda$. Распределение $W(l_{12})$ также меняется в окрестности 200 Гэв: в нем появляется „длиннопробежная“ компонента с $\langle l \rangle \sim 2\lambda$ (20% событий в интервале 200–400 Гэв и 50% при энергиях выше 400 Гэв). Одновременно нарушается регулярность в распределении E_2/γ_c . При $E_0 < 200$ Гэв распределение совпадает с тем, которое можно ожидать на основе измеренных спектров $N(E_0)$ и $N(u)$, а в области выше 200 Гэв в нем возникает добавочный максимум со стороны больших значений E_2/γ_c .

Перечисленные аномалии коррелированы, что позволяет выделить ответственные за них события. Процедура выделения основана на предположении, что неизвестный процесс представляет собой бинарную реакцию, в которой вся энергия передается двум вторичным частицам (T -частицам), относительно слабо взаимодействующим с веществом. В рамках такой модели можно получить более подробные характеристики предполагаемого явления. Получается, что T -частицы имеют массу $m_T \sim 10$ Гэв/ c^2 , среднее время жизни $\tau_0^T \sim 10^{-11}$ сек и вблизи порога реакции (200–400 Гэв) летят преимущественно вперед или назад (в с. ц. м.); с увеличением E_0 угловое распределение этих частиц приближается к изотропному.

2. Поведение калориметрических каскадов при энергии выше 1 Тэв

Привлечение данных большого ионизационного калориметра [11], состоящего из 10 рядов ионизационных камер, прослоенных железными фильтрами толщиной 10 см, и имеющего эффективный телесный угол $1,54$ м²стер, позволяет продвинуться в область более высоких энергий вплоть до энергии 10 Тэв. С позиции гипотезы о механизме возникновения наблюдаемых в калориметре „аномальных“ каскадов энергии выше 1000 Гэв представляют интерес уже потому, что относящиеся к этой области энергий сведения могут выявить наличие или отсутствие энергетической зависимости рассматриваемого процесса и тем самым помочь сделать выбор между двумя вариантами T -реакции:

1) долгоживущие T -частицы ($\tau_0^T \sim 10^{-9}$ сек) с пробегом взаимодействия в железе $\lambda_T \sim 2\lambda$;

2) относительно короткоживущие T -частицы, слабо взаимодействующие с веществом ($\tau_0^T \lesssim 10^{-10}$ сек).

Если осуществляется второй вариант и если верны сделанные оценки массы и времени жизни T -частиц, то при энергиях выше 1000 Гэв нельзя ожидать в точности таких же эффектов, которые наблюдаются в калориметре „Пион“. Действительно, хотя сечение этой реакции довольно значительно (нижняя оценка сечения по данным работ [3, 6, 9] составляет ~ 40 мб при $E_0 \sim 1000$ Гэв), в окрестности 1000 Гэв оно, по всей вероятности, выходит на плато. В то же время с ростом энергии все большее число T -частиц будет покидать калориметр и распадаться за его пределами. Следовательно, вероятность наблюдения в калориметре характерных каскадов, создаваемых T -частицами, должна быстро уменьшаться. Регистрируемые калориметром T -события будут иметь либо вид каскадов с одним максимумом (когда лишь одна из T -частиц распадается в пределах поглотителя), либо близкие энергии E_1 и E_2 , так как при больших E_0 преимущественно отбираются случаи, когда T -частицы вылетают под углом $\pi/2$ в с. д. м.

Получить информацию о T -событиях с помощью анализа каскадов с одним максимумом ионизации можно, по-видимому, лишь на основе распределения глубин их генерации x_1 и только при наличии обширного статистического материала. T -каскады с двумя максимумами будут иметь значения u , близкие к 0,5. Нетрудно убедиться, что в такой ситуации анализ распределения E_2/γ_c ничего не дает: в предельном случае $f(u) \simeq \text{const}$ распределение

$$dN(m) = \int f[u(E_0)] N(E_0) dE_0 = N(E_0) \text{const} dm$$

будет просто повторять первичный спектр $N(E_0)$. С другой стороны, потеря части наиболее энергичных событий, связанных с рождением T -частиц, должна приводить к искажению измеряемого спектра E_0 , главным образом для каскадов с $u \geq 0,5$ (среди этих каскадов при энергиях $E_0 \leq 1000$ Гэв около половины составляют T -каскады). Учитывая все эти соображения, обратимся к эксперименту.

Спектры энергии E_0 , измеренные для всех 1055 каскадов с $E_0 > 700$ Гэв, т. е. безотносительно к их конфигурации, и для 244 каскадов с $u \geq 0,5$, показаны на рис. 1. Спектры имеют разный наклон: показатели спектра, определенные методом наименьших квадратов по событиям с $E_0 > 1000$ Гэв, получаются равными $\gamma_{u \geq 0,5} = -3,57 \pm 0,12$ и $\gamma_{\text{все}} = -3,27 \pm 0,07$. Распределение E_2/γ_c , рассчитанное из наблюдаемого спектра $N(E_0)$ и спектра $f(u)$, приведено на рис. 2 вместе с экспериментальным распределением для каскадов с $u \geq 0,5$. Совпадение ожидаемого и наблюдаемого распределений достаточно убедительное; никаких нерегулярностей не усматривается. В распределении пробогов $N(x_1)$, $N(x_2)$ и $N(l)$ также не заметно никаких особенностей (рис. 3, 4).

Итак, единственным экспериментальным фактом, который можно связать с T -эффектом, является чрезмерная крутизна первичного спектра. Даже если выбросить каскады с $u \geq 0,5$, то оставшиеся 811

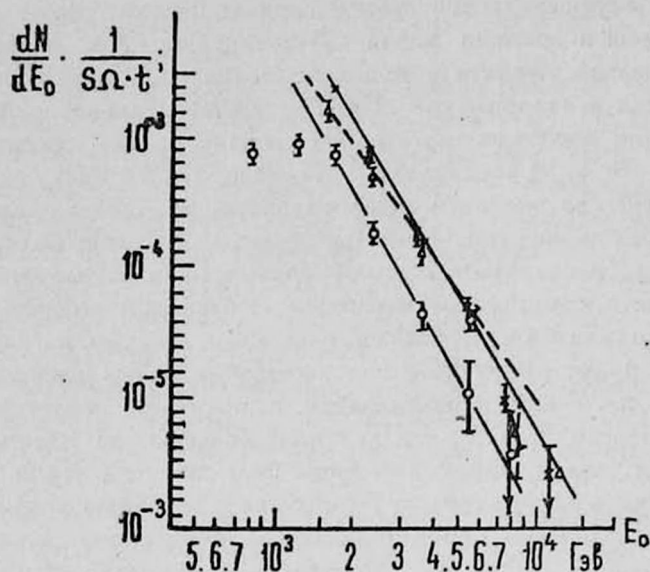


Рис. 1. Спектр E_0 для всех каскадов (1055 каскадов) и для каскадов с $u > 0,5$ (244 каскада): $\times$ и сплошная прямая — все каскады; $\circ$ и сплошная прямая — каскады с $u > 0,5$; $\triangle$ и пунктирная линия (все каскады без каскадов с $u > 0,5$).

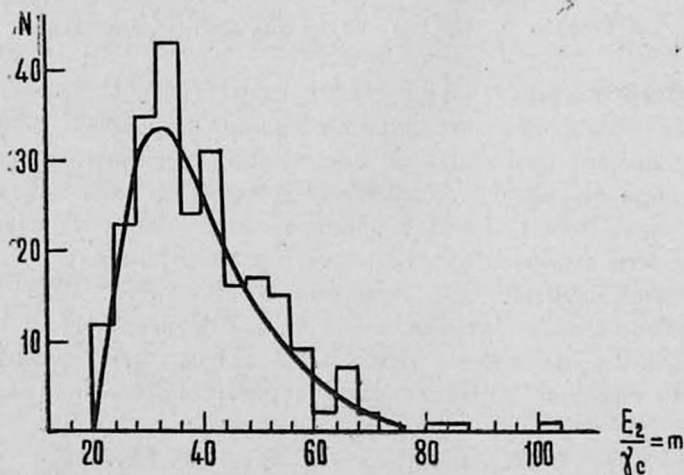


Рис. 2. Экспериментальный и ожидаемый (кривая) спектры E_2/γ_c для каскадов с $u > 0,5$.

событий будут распределены по спектру с показателем $\gamma_{u < 0,5} = -3,2 \pm \pm 0,08$ (рис. 1). Такое большое значение γ по сравнению с показателем, полученным на установке „Пион“, можно объяснить увеличением с ростом энергии относительного числа адронов, идущих группами или в составе ливней. Исключение событий с сопровождением приводит к кажущемуся укручению спектра [12]. Существенно, однако, то

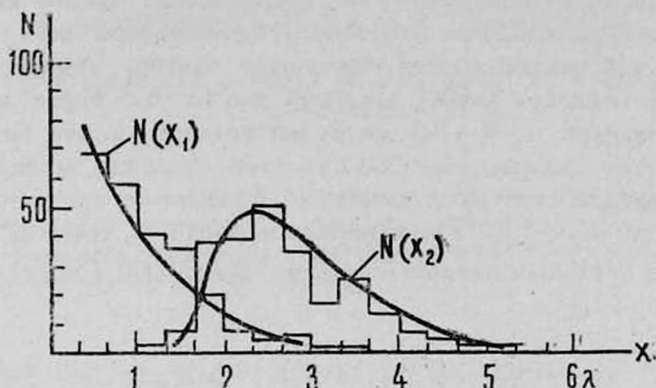


Рис. 3. Распределение пробегов x_1 и x_2 . Кривые — ожидаемые распределения для модели последовательных взаимодействий.

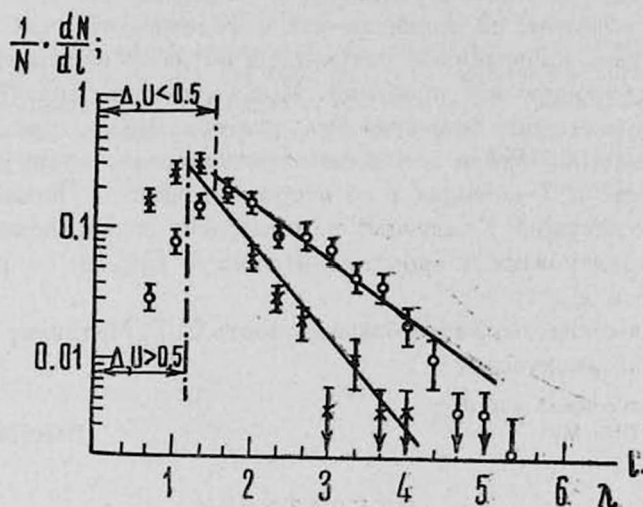


Рис. 4. Распределение пробегов l_{12} . Прямые являются аппроксимацией экспериментальных данных методом наименьших квадратов: X — для каскадов с $u \geq 0,5$; O — для каскадов с $u < 0,5$.

обстоятельство, что спектр E_0 для событий с $u \geq 0,5$ заметно отличается от спектра всех остальных событий. Аналогичные спектры, полученные на установке „Пион“ в области $E_0 > 150$ Гэв, практически совпадают: $\gamma_{\text{вс}} = -2,79 \pm 0,03$ и $\gamma_{u > 0,5} = -2,71 \pm 0,08$.

В работах [3, 6, 9] было показано, что T -частицы с массой $m_T \sim 10$ Гэв/с² и временем жизни $\tau_0^T \sim 0,8 \cdot 10^{-10}$ сек. начинают в заметном количестве покидать калориметр при энергиях ~ 1000 Гэв, когда их распадный пробег становится сравнимым с толщиной калориметра x_0 . При $E_0 \sim 1000$ Гэв распадный пробег λ_d оказывается $\geq 10 x_0$, т. е. около 90% всех T -событий должно потеряться. Следовательно, если в окрестности 1000 Гэв T -события составляют $\sim 1/2$ всех каскадов с $u \geq 0,5$ и в дальнейшем сечение их генерации остается более или ме-

нее постоянным, то при 10000 Гэв наблюдаемое число каскадов с $u \geq 0,5$ может уменьшиться наполовину из-за потери всех T -частиц. Полагая, что истинный спектр первичных частиц, генерирующих в калориметре каскады любой конфигурации (в том числе и T -каскады), имеет наклон $\gamma^* = -3,2$, нетрудно установить, что потеря всех T -событий при достижении 10000 Гэв дает примерно такое же изменение показателя спектра γ , какое наблюдается на опыте.

Если при $E_0 = 1000$ Гэв измеряемое число N_0 событий с $u \geq 0,5$ совпадает с истинным числом N_0^* , а при $E_1 = 10000$ Гэв отличается от N_1^* в 2 раза, т. е.

$$\frac{N_1^*}{N_1} = \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^{-\gamma^*} / \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^{-\gamma} = 2,$$

то видимое изменение показателя γ составит $\Delta\gamma = (\gamma - \gamma^*) = \lg 2 = 0,3$, т. е. вместо $\gamma^* = -3,2$ получится $\gamma = -3,5$.

Таким образом, по причинам как методического, так и физического характера приведенные результаты не дают однозначного ответа на интересующую нас проблему. Можно, однако, сказать, что выполненные с помощью большого калориметра наблюдения в области энергий выше 1000 Гэв в целом не противоречат сформулированной ранее гипотезе о T -частицах в ее втором варианте. Первый же вариант (долгоживущие T -частицы) не объясняет исчезновения с ростом энергии коррелированных аномалий в спектре E_2/γ_c и в распределениях пробегов x и l .

В заключение выражаем благодарность С. Г. Матиянчу и Э. А. Мамиджяну за дискуссии.

Ереванский физический институт
НИИЯФ МГУ

Поступила 3.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Аношин. Письма ЖЭТФ, 15, 10 (1972).
2. М. У. Аганина и др. Ломоносовские чтения. Тезисы докладов, секц. физ., стр. 5, МГУ, 1972.
3. М. У. Аганина и др. Ломоносовские чтения. Тезисы докладов, секц. физ., стр. 104, МГУ, 1972.
4. А. И. Аношин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1640 (1972).
5. М. У. Аганина и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1380 (1973).
6. М. У. Aganina et al. Proc. of 13th Int. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1973, № 501.
7. А. И. Аношин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 958 (1974).
8. А. И. Anoshin et al. Proc. of 14th Int. Conf. on Cosmic Rays, Munchen, 1975, v. 7, p. 2517.
9. А. И. Демьянов. Канд. диссертация, МГУ, 1975.
10. G. L. Bashindzagian et al. Proc. of 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, 1971, v. 6, p. 2211.
11. М. О. Азарян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 221 (1972).
12. И. Н. Ерофеева. Канд. диссертация, МГУ, 1969.

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԿԱՍԿԱԴՆԵՐԻ
ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Մ. Օ. ԱԶԱՐՅԱՆ, Լ. Ի. ԲԵԼՉԵՐ, Ա. Ի. ԴԵՄՅԱՆՈՎ, Վ. Ս. ՄՈՒՐԶԻՆ,
Լ. Ի. ՍԱՐԻՉԵՎԱ

Աշխատանքում քննարկվում են իոնիզացիոն կալորիմետրում դիտվող անոմալ երևույթները, որոնք չեն կարող բացատրվել խիտ միջավայրում սովորական միջուկա-կասկադային պրոցեսների մեխանիզմով: Առաջարկվում է այդ երևույթների բացատրություն ենթադրելով, որ 200 ԳԷՎ էներգիաներից ավելի բարձր էներգիաների տիրույթում գոյություն ունի ագրոնների և միջավայրի փոխազդեցության նոր մեխանիզմ:

TO THE PROBLEM OF NOVEL MECHANISM OF NUCLEAR
CASCADE GENERATION AT HIGH ENERGIES

M. O. AZARYAN, L. I. BEL'ZER, A. I. DEM'YANOV,
V. S. MURZIN, L. I. SARYCHEVA

The anomalous effects observed in an ionization calorimeter are discussed which are not in keeping with the usual picture of nuclear cascades in dense matter. The experimental results obtained in two calorimetric assemblies were compared at 100÷1000 Gev and 1000÷10000 Gev. The data were treated having in view the possibility of the existence of a novel mechanism of hadronic interaction with matter above 200 Gev.