

Для оправдания гипотезы о том, что «запрет» превращений в указанных парах стабильных изобаров связан с большим изменением спина, автор ссылается на пример двух известных пар, у которых разность спинов велика, но радиоактивность установлена. Это пары $^{19}\text{K}^{40} - ^{20}\text{Ca}^{40}$ и $^{87}\text{Rb} - ^{88}\text{Sr}^{87}$; в первом случае изменение спина составляет $4 \rightarrow 0$, во втором $3/2 \rightarrow 9/2$. Однако периоды полураспада в обоих этих случаях очень велики: у K^{40} период равен $4,5 \cdot 10^8$ лет, а у $\text{Rb}^{87} - 6 \cdot 10^{10}$ лет.

Э. В. Шпольский

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gurevitch, Phys. Rev. 75, 767 (1949).
2. S. Millman, I. Rabi, T. Zacharias, Phys. Rev. 53, 384 (1939).
3. См. С. Э. Фриш, Спектроскопическое определение ядерных моментов, Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1948, стр. 36 и след.

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Ещё несколько лет назад принято было считать, что прохождение космических лучей сквозь атмосферу, во всяком случае на не очень больших высотах, в хорошем приближении определяется чисто электромагнитными процессами, если добавить к ним ещё распад мезона. Речь идёт в основном о таких хорошо изученных процессах, как ионизация, тормозное излучение и рождение пар. Правда, происхождение жёсткой компоненты от первичных протонов через какие-то ядерные взаимодействия и ядерные расщепления под действием космических лучей были известны достаточно давно, однако данные об этих процессах были явно недостаточны для того, чтобы как-то связать их с известными свойствами основных компонент космического излучения. Лишь за последние годы целый ряд исследований, среди которых видное место принадлежит работам советских физиков, позволил подойти к формированию совершенно новых представлений об основных процессах в космических лучах. При этом оказалось, что ядерные взаимодействия играют значительно большую роль в этих процессах, чем предполагалось ранее.

В предлагаемом кратком реферативном обзоре будут изложены некоторые основные результаты, касающиеся ядерных процессов различных энергий, полученные в работах зарубежных физиков за последнее полугодие. При этом представляется естественным начать с явлений, протекающих при наиболее высоких энергиях частиц, а именно с широких воздушных ливней.

Попытка сформулировать новую точку зрения на происхождение широких ливней сделана в работе Коккони¹. Резюмируя все имеющиеся данные о составе этих ливней, Коккони указывает на наличие, помимо основной, электронно-фотонной, ещё двух компонент — проникающей заряженной и нейтральной; если допустить при этом, что пространственное распределение всех трёх компонент примерно одинаково (хотя это предположение не очень хорошо согласуется с опытом), то содержание в ливне и для проникающей заряженной компоненты и для нейтронов должно составлять всегда около 2%. Основываясь на этом постоянном соотношении, а также на имеющихся снимках в камере Вильсона (Коккони ссылается на снимки Фреттера и Чао), автор делает предположение об едином происхождении электронно-фотонной и проникающей

(заряженной) компонент от первичных протонов посредством образования ими «смешанных» ливней, содержащих частицы обоих сортов с достаточно большой энергией. Что касается нейтронов в широких ливнях, то определённые указания на их происхождение были получены в опытах Тонджиорджи³. Установка Тонджиорджи (рис. 1) состояла из трёх групп гейгеровских счётчиков

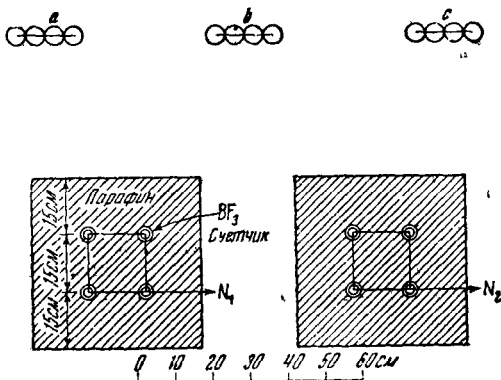


Рис. 1.

нейтронных счётчика, окружённых парафином, и мог регистрировать (с эффективностью около 1%) падающие на него нейтроны с энергиями 2—15 Мэв. При этом импульсы от нейтронных счётчиков регистрировались лишь в том случае, если они запаздывали относительно совпадений в счётчиках *a*, *b*, *c* на время от 7 до 167 мксек (для устранения «фона» ядерных расщеплений в ливне). Один из нейтронных индикаторов (N_1) окружался слоем свинца или более лёгкого вещества (Σ и Σ'), а также дополнительным слоем парафина *B* в различных вариантах опыта, приведённых на рис. 2.

Прежде всего, путём сопоставления данных, относящихся к конфигурациям I и II рис. 2 (а также для конфигураций III и IV), было показано, что в составе широких ливней имеются частицы, способные генерировать нейтроны с энергиями до 10—20 Мэв. Далее было установлено, что генерирующая нейтроны компонента, с одной стороны, является про-

достаточно большой энергией. Что касается нейтронов в широких ливнях, то определённые указания на их происхождение были получены в опытах Тонджиорджи³. Установка Тонджиорджи (рис. 1) состояла из трёх групп гейгеровских счётчиков *a*, *b*, *c*, отстоящих друг от друга на 3—4 м и соединённых по схеме совпадений, и двух нейтронных индикаторов N_1 , N_2 . Каждый из индикаторов N_1 , N_2 имел обычно четыре соединённых в параллель

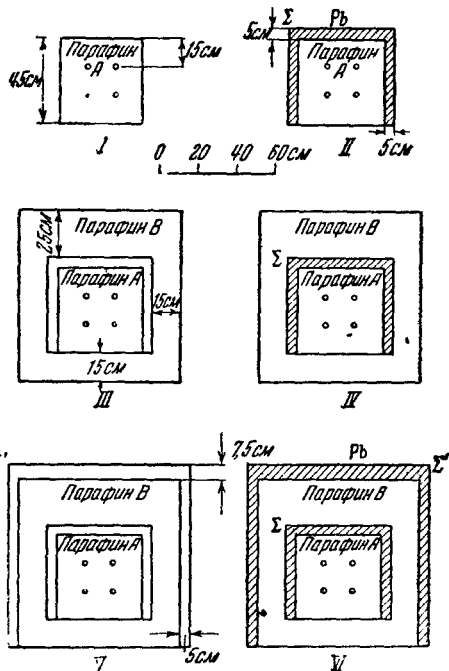


Рис. 2.

достаточно большой энергией. Что касается нейтронов в широких ливнях, то определённые указания на их происхождение были получены в опытах Тонджиорджи³. Установка Тонджиорджи (рис. 1) состояла из трёх групп гейгеровских счётчиков *a*, *b*, *c*, отстоящих друг от друга на 3—4 м и соединённых по схеме совпадений, и двух нейтронных индикаторов N_1 , N_2 . Каждый из индикаторов N_1 , N_2 имел обычно четыре соединённых в параллель

никающей (это следует из слабого поглощения её в 7,5 см свинцовом фильтре Σ), а с другой стороны, возрастает с высотой существенно быстрее, чем просто жёсткая компонента (от 230 м до 4300 м рост средней плотности генерирующей компоненты оценивается автором в 10,5 раза). Путём вариации площадей счётчиков a , b , c было показано также (в предположении об одинаковом пространственном распределении по сравнению с электронами) примерно постоянное содержание в ливнях как исследуемых нейтронов (1—2% от числа электронов), так и генерирующей их компоненты (2—3%, если принять геометрическое эффективное сечение генерации). Что касается самого процесса генерации, то сравнение данных для фильтров Σ из разных веществ (в конфигурации IV) указывало на заметное возрастание числа генерируемых нейтронов с увеличением атомного номера Z . При этом в случае свинца в каждом акте должно рождаться в среднем около 60 нейтронов (эта оценка производилась путём сравнения вероятностей регистрации индикатором N_1 одного и двух нейтронов одновременно). Поскольку на всю площадь свинцового фильтра Σ должно попадать в среднем не более одной генерирующей частицы, то на основании предыдущей оценки автор делает естественное предположение о каскадном характере процесса генерации.

Следующая группа экспериментальных данных о ядерных процессах высокой энергии (10^9 — 10^{10} эв) непосредственно связана с многократно обсуждавшейся проблемой происхождения неравновесной мягкой компоненты космического излучения. Этот круг вопросов был недавно заново проанализирован Росси³ на основании нового, довольно богатого экспериментального материала. Прежде всего Росси приводит результаты двух исследований с камерами Вильсона, дающих наглядные картины соответствующих процессов. В одной из этих работ⁴ применялась установка (рис. 3), состоящая из камеры Вильсона, управляемой совпадениями импульсов в ионизационной камере и группе счётчиков, расположенных над слоем свинца толщиной 15 см, закрывающего сверху камеру Вильсона. Полученные в этой камере снимки свидетельствуют о генерации проникающими заряженными частицами электронных ливней значительной энергии. В состав этих ливней входили иногда как проникающие, так и тяжёлые частицы, повидимому, возникшие в результате ядерных расщеплений. В другой работе, принадлежащей Чао⁵, использовалась камера Вильсона, управляемая только счётчиками и пере-

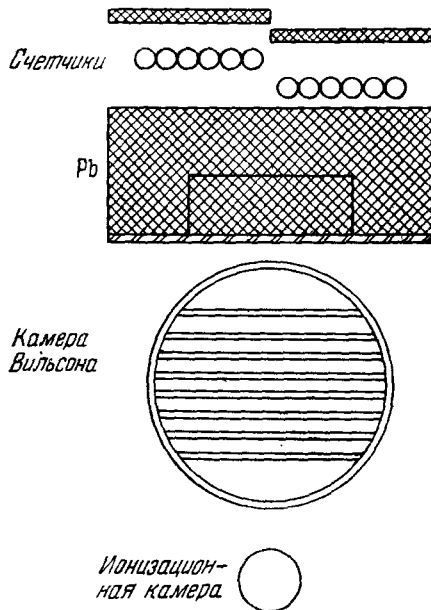


Рис. 3.

гороженная восемью свинцовыми пластинками по 1,25 см каждая. Изучая процесс образования тех же «смешанных» ливней, Чао обнаружил в них также случаи генерации электронных ливней большой энергии с несколькими, заметно расходящимися друг относительно друга стволами, что указывает, очевидно, на генерацию нескольких частиц (электронов или фотонов) в первичном элементарном акте. На снимках Чао можно было обнаружить и ядерные расщепления, вызываемые какими-то ядерно-активными проникающими частицами, входящими в состав «смешанного» ливня.

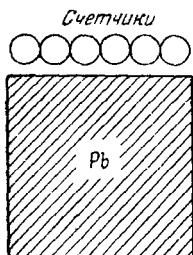


Рис. 4.

Некоторые дополнительные сведения о природе тех же ливней Росси извлекает из ряда своих опытов, выполненных с помощью ионизационной камеры на разных высотах. В одних опытах⁶ (см. схему установки на рис. 4) было показано, что проникающая компонента, генерирующая электронные ливни под толстыми слоями свинца, поглощается в атмосфере примерно так же, как и первичные протоны (её средний пробег получился около 125 г/см^2). С другой стороны, в опытах с ионизационной камерой, окружённой экраном из 2,5 см Pb, было установлено⁷, что на больших высотах в атмосфере нет сколько-нибудь заметного числа электронов

высокой энергии ($\geq 10^{10} \text{ эв}$), способных создавать большие ливни в свинце обычным каскадным размножением. Далее, сопоставление данных о числе толчков в экранированной и неэкранированной камере на разных высотах⁸ даёт основание автору говорить о сходстве в высотном ходе и в спектре энергий между генерируемой в указанных ливнях неравновесной мягкой компонентой и первичными протонами. Наконец, анализ кривой полной ионизации космических лучей в атмосфере методом вычитания эффекта, обусловленного равновесной мягкой компонентой от мезонов, приводит Росси к выводу о том, что вообще интенсивность всей неравновесной мягкой компоненты (независимо от её происхождения) падает с глубиной x атмосферы по закону $\exp\left(-\frac{x}{125 \text{ г/см}^2}\right)$; при этом полная, выделяемая этой компонентой в атмосфере, энергия примерно равна энергии, передаваемой первичным излучением жёсткой компоненте.

В совершенно ином аспекте производил исследование того же самого по существу явления Коккони⁹ на высотах 260 и 3260 м. Его установка (рис. 5) позволяла наблюдать случаи генерации в свинцовом блоке проникающих ливней одиночными заряженными частицами. Подобные события выделялись в установке пятикратными совпадениями в группах

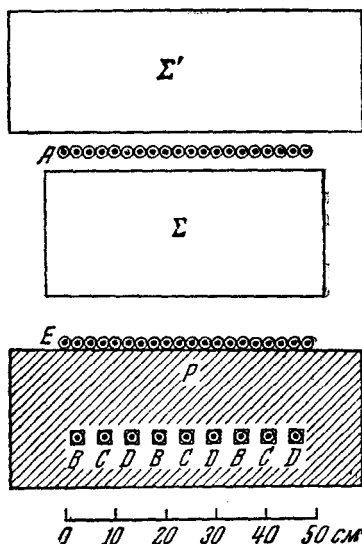


Рис. 5.

счётчиков *A, B, C, D, E* при условии срабатывания лишь одного счётчика в группе *E*. Основной задачей работы было исследование эффективных сечений (или средних свободных пробегов λ) для генерации наблюдаемых ливней путём изменения состава и толщины фильтров Σ и Σ' и анализа соответствующих кривых поглощения (аппроксимированных на отдельных участках экспонентами). Сопоставление наблюдаемых эффектов для разных высот позволило определить также средние пробеги генерирующей компоненты в воздухе. Все полученные Коккони средние свободные пробеги приведены нами в таблице I.

Таблица I

Средние свободные пробеги генерирующей компоненты в веществе

Вещество	$H = 260$ м, начальный участок кривых поглощения	$H = 3260$ м, начальный участок кривых поглощения	$H = 3260$ м, на глубине 400—500 г/см ²
Pb	310 ± 30 г/см ²	380 ± 60 г/см ²	160 ± 15 г/см ²
Fe	—	310 ± 60 г/см ²	135 ± 15 г/см ²
C	140 ± 20 г/см ²	—	100 ± 5 г/см ²
Воздух . . .		191 ± 15 г/см ²	133 ± 7 г/см ²

Анализ данных таблицы I приводит к следующим выводам:

1) Высотный ход генерирующей компоненты в атмосфере (средний пробег 133 ± 7 г/см²) хорошо согласуется как с прежними данными для проникающих ливней (Ватагин, Тинлот), так и с приведёнными выше данными Росси для проникающих ливней.

2) Средний пробег λ генерирующей компоненты уменьшается с увеличением толщины фильтров Σ и Σ' . Это уменьшение могло происходить за счёт переходного эффекта в плотном веществе (относительно воздуха), связанного с каскадным размножением генерирующей компоненты; правда, сам Коккони объяснял этот эффект зависимостью λ от энергии генерирующих частиц, а в дальнейшем показал, что он связан с δ -ливнями от мезонов.

3) Средний пробег λ возрастает с атомным весом A вещества. Это возрастание можно объяснить количественно, рассматривая соударения с каждым нуклоном независимо и задаваясь определёнными пробегами α генерирующей компоненты в «ядерном веществе». Подобные кривые зависимости λ от A , построенные для разных веществ Коккони, приведены на рис. 6, причём экспериментальным данным (табл. I) соответствует значение $\alpha = 6 \cdot 10^{-13}$ см. В то же время принимавшийся часто закон для эффективных сечений поглощения $\delta(A) \propto A^{1/2}$ соответствовал фактически модели «непрозрачного» ядра ($\alpha = 0$).

Как было отмечено выше, частицы, возникающие за счёт ядерных взаимодействий в «смешанных» ливнях, могут в свою очередь вызывать ядерные расщепления, т. е. ядерные процессы с меньшим энерговыделением. Вопросу о природе компоненты, вызывающей вообще ядерные расщепления в космических лучах, был посвящён за последнее время ряд исследований на больших высотах с помощью фотопластинок,

поднимаемых на шарах-пилотах. Среди этих работ остановимся на одной¹⁰, которая позволяет сделать определённые суждения о характере генерирующей «звезды» компоненты по поглощению её в воздухе и плотных веществах. В этой работе было осуществлено шесть полётов шаров, поднимавших пластинки типа Илфорд С2.

В четырёх из них сравнительно тонкая пачка фотопластинок (размеры пачки $19 \times 50 \times 100$ мм) поддерживалась в течение 4 часов на высоте около 30 км (при давлении воздуха $P = 14 - 24$ г/см²). В пятом полёте такая же пачка пластинок поднималась до высоты 21 км ($P = 50$ г/см²) и, наконец, в шестом — на высоте около 30 км в течение 4 часов пробыла толстая пачка фотопластинок (размеры $100 \times 100 \times 250$ мм). Данные пятого полёта позволили учесть отдельно те «звёзды», которые создавались в фотоэмульсии при их подъёме до 21 км и обратном спуске в первых 4 полётах, а результаты шестого полёта, обработанные отдельно для различных по глубине слоёв, позволили получить переходную кривую для «звёзд» на глубинах от 0 до 50 г/см² стекла.

Все наблюдаемые «звёзды» были разбиты на 4 класса: малые (3—5 лучей), средние (6—9 лучей), большие (≥ 10 лучей) и, наконец, «звёзды», вызванные σ -мезонами. Прежде всего рассмотрим результаты для малых «звёзд», приведённые в таблице II.

Таблица II

	Тонкие пачки фотопластинок		Толстые пачки фотопластинок			
			Слой стекла 0—12 г/см ²	Слой стекла 12—25 г/см ²	Слой стекла 25—37 г/см ²	Слой стекла 37—50 г/см ²
Давление остаточной атмосферы	50—300 г/см ²	14—24 г/см ²	13—300 г/см ²	13—300 г/см ²	13—300 г/см ²	13—300 г/см ²
Число ма- лых «звёзд» (на единицу объёма в единицу времени)	1260 ± 120	320 ± 60	770 ± 50	1140 ± 70	1240 ± 90	1050 ± 70

Наличие явно выраженного возрастания числа малых «звёзд» с глубиной в атмосфере и в плотном веществе служит, очевидно, указанием на вторичный характер генерирующей компоненты. При этом тот факт, что на достаточно больших глубинах атмосферы число малых «звёзд», так же как и полное число «звёзд», не меньше того, что наблюдается в плотном веществе (на глубине ≥ 20 г/см²), свидетельствует о стабильном характере этой компоненты. Правда, слишком быстрое насыщение переходной кривой в стекле вряд ли возможно объяснить с точки зрения предлагаемой авторами гипотезы о вторичных, сравнительно медленных нуклонах в качестве генерирующей компоненты.

В противоположность малым «звёздам» отсутствие какого-либо возрастания числа больших и средних «звёзд» с глубиной (и в воздухе и в плотном веществе) указывает на то, что они непосредственно свя-

заны с первичной компонентой. При этом из потока первичных протонов и абсолютного числа генерируемых «звёзд» авторам удаётся оценить эффективное сечение генерации для тяжёлых ядер фотоэмиссии (J, Bg, Ag): оно оказывается равным примерно 0,1 от геометрического сечения этих ядер.

Наконец, для «звёзд», генерируемых σ -мезонами, был обнаружен очень большой переходный эффект в плотном веществе: до глубины около 20 г/см^2 стекла доля таких «звёзд» растёт от 1—2% до 6—7% от полного числа «звёзд», после чего заметно не меняется. Вполне естественно рассматривать этот факт как результат распада σ -мезонов в воздухе, причём величина 20 г/см^2 даёт примерную оценку тех пробегов (и, следовательно, энергий), с которыми генерируются эти σ -мезоны.

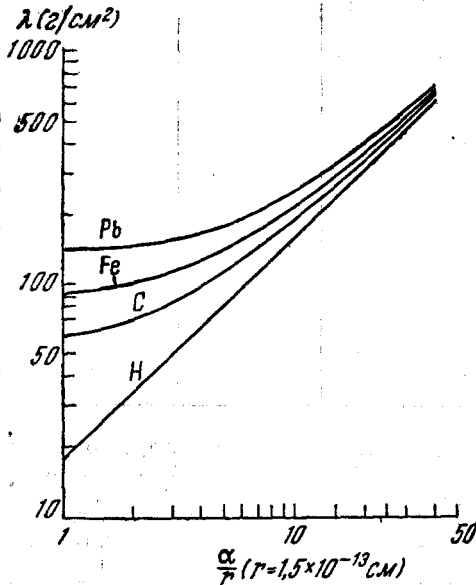


Рис. 6.

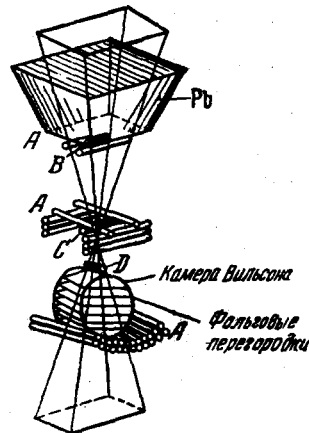


Рис. 7.

В связи с вопросом о ядерных расщеплениях, вызываемых мезонами, представляет интерес выяснить возможную роль в этих расщеплениях остановившихся мезонов с массой $215 m_e$ (μ -мезоны). Эта проблема важна не только с точки зрения отношения μ -мезона к ядерным взаимодействиям, но и с точки зрения вопроса о спине μ -мезона. Наиболее полным из исследований остановившихся μ -мезонов является работа Чанга¹¹ с камерой Вильсона. Перегороженная целым рядом очень тонких пластин камера Вильсона (рис. 7), находившаяся под блоком свинца толщиной 30 см , управлялась «телескопом» счётчиков BCD с дополнительными счётчиками A , включёнными по схеме антисовпадений, выделяющими одиночные проникающие частицы, останавливающиеся в камере. Было проведено три серии опытов: со свинцовыми пластинками толщиной $0,45 \text{ мм}$ каждая, с железными пластинками по $0,7 \text{ мм}$ и с алюминиевыми — по $0,8$ и $0,05 \text{ мм}$ (указанным толщинам соответствуют пробеги протонов с энергиями 15; 15; 11,5 и 2,2 Мэв).

Медленные мезоны отличались от других остановившихся в пластинках частиц по изменению ионизаций вдоль следа, а также по степени рассеяния в пластинках. Сводка всех наблюденных случаев,

относящихся к надёжно установленным мезонным трэкам, приведена в таблице III.

Таблица III

	Случаи отсутствия вторичных частиц	Испускание быстрого электрона (распад)	Испускание тяжёлой частицы	Наличие мед- ленных (до 5 Мэв) электронов вблизи конца мезонного трэка
1. Мезоны, оста- новившиеся в Al:				
а) в пластин- ках 0,05 мм	3	1	—	—
б) в пластин- ках 0,8 мм	6	3	—	—
2. Мезоны, оста- новившиеся в Fe	11	7	—	—
3. Мезоны, оста- новившиеся в Pb	17	7	—	7

При анализе данных таблицы III прежде всего следует отметить значительное число случаев (37 из 63), когда остановка мезона, повидимому, не сопровождается испусканием заряженных частиц (единственный наблюдавшийся случай испускания медленного протона автор относит к числу сомнительных). Зато наблюдалось семь случаев, главным образом при наличии свинцовых пластинок, когда вблизи конца мезонного следа наблюдались следы электронов с энергиями 1—5 Мэв, которые можно приписать наличию фотонов соответствующей энергии. Эти фотоны автор объясняет как излучением мезона при переходе его на К-уровень вблизи одного из ядер вещества, так и «высвечиванием» ядер, возбуждённых в результате захвата мезона. Из приведённых данных следует, что основная часть энергии захваченного ядром мезона уносится какой-то нейтральной частицей (но не фотоном). Что касается случаев испускания быстрого электрона, то при учёте пропусков регистрации, связанных с наличием «антисовпадательных» счётчиков под камерой Вильсона, их можно целиком отнести за счёт распада положительных остановившихся мезонов.

Полученные Чангом результаты являются уже достаточно надёжным свидетельством в пользу того, что остановившиеся мезоны, вызывающие ядерные расщепления, имеют массу, отличную от $215 m_e$. В то же время имеется ряд данных, указывающих на то, что помимо π -мезонов, частиц с массой $285 m_e$, имеются и мезоны других масс (варитроны), и из них по крайней мере часть может вызывать «звёзды».

Весьма актуальным сейчас является определение относительного количества мезонов разных масс на различных высотах. Некоторые данные, относящиеся к уровню моря, получены были в работе Реталлака и Броде¹³.

Их установка состояла из двух камер Вильсона, управляемых одним «телескопом» из трёх счётчиков (рис. 8). Верхняя камера, помещённая в магнитном поле 4750 гаусс, служила для определения импульсов, нижняя камера, содержащая 15 свинцовых пластин по 7 мм каждая, позволяла измерять пробег мезонов. В результате обработки 43 надёжных треков авторы обнаружили шесть частиц, в основном отрицательных, массы которых существенно отличаются от обычных $215 m_e$ (см. табл. IV).

Таблица IV

Масса мезона (в электронных массах)	114 ±16	120 ±16	474 ±88	538 ±84	588 ±110	717 ±121
Знак мезона	—	—	—	+	—	—

Все остальные 37 измерений масс хорошо согласуются с определённым средним значением массы, равным $215 \pm 4 m_e$.

Правильно оценить и интерпретировать все изложенные выше результаты невозможно без учёта опубликованных за последнее время работ советских физиков, посвящённых тем же проблемам. Действительно, новые представления о природе широких ливней, основанные на многолетнем изучении их аномальных (по сравнению с картиной «классической» каскадной теории) свойств и в том числе изучении их проникающей компоненты, было сформулировано в работе Зацепина¹³ значительно более чётко и конкретно, чем это было сделано Коккони. Основную роль в образовании и развитии широких ливней, согласно этим представлениям, играет ядерно-каскадный процесс, порождаемый первичным протоном достаточно высокой энергии и включающий в качестве промежуточных звеньев ядерные взаимодействия нуклонов и, возможно, ядерно-активных мезонов, приводящие к генерации и накоплению электронно-фотонной компоненты большой энергии.

Тесно примыкает к этим представлениям концепция образования электронно-фотонной и мезонной компоненты, сформулированная недавно как итог широких экспериментальных исследований в работе группы сотрудников Физического института Академии наук СССР во главе с Векслером и Добротиным¹⁴. Согласно этой концепции, подкреплённой также обширным материалом стратосферных исследований Вернова с сотрудни-

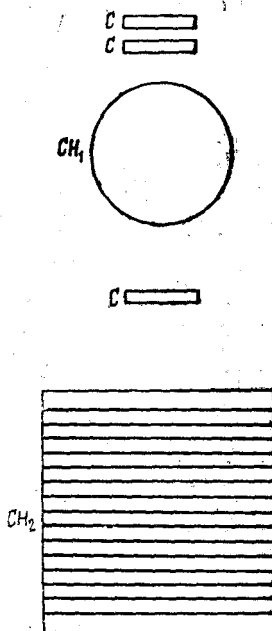


Рис. 8.

ками¹⁵, вся мягкая и жёсткая компонента космических лучей образуется путём ядерных взаимодействий первичных (протоны) и вто-

ричных (возникших в результате ядерно-каскадного процесса) нуклонов большой энергии, или также мезонов (возможно, нейтральных) с ядрами воздуха. Механизм этих взаимодействий тождествен с образованием упомянутых выше «смешанных» или, как их предложено теперь называть¹⁸, электронно-ядерных ливней.

Изложенные выше данные иностранных авторов в целом лишь подкрепляют и в некоторых случаях дополняют все эти представления, несомненно нуждающиеся ещё в дальнейшей конкретизации и уточнении (особенно в вопросе о ядерно-активных мезонах).

Далее, по вопросу о существовании мезонов разных масс и спектре этих масс советскими физиками в лице Алиханяна с сотрудниками в течение ряда лет был получен, в основном методом годоскопа в магнитном поле^{16, 17}, а также методом фотопластинок¹⁸, весьма обширный материал, к которому упомянутые выше исследования¹³ методом камеры Вильсона являются в общем весьма ценным, хотя и предварительным, подтверждением и дополнением.

Наконец, в отношении ядерных расщеплений в последних работах советских авторов, с одной стороны, была показана¹⁹ их непосредственная генетическая связь со вторичными (в основном нейтральными) частицами электронно-ядерных ливней, а с другой стороны, получены данные²⁰ о распаде генерирующей компоненты для части этих расщеплений (для малых «звёзд»). Последний результат пока что трудно согласовать с изложенными выше опытами Оппенгеймера и других¹⁰, хотя он и относится к совершенно иным высотам.

Г. Б. Жданов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Cocconi, Rev. Mod. Phys. **21**, 26 (1949).
2. V. Cocconi-Tongiorgi, Phys. Rev. **75**, 1532 (1949).
3. B. Rossi, Rev. Mod. Phys. **21**, 104 (1949).
4. H. Bridge, W. E. Hazen and B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 179 (1948).
5. C. Y. Chao, Phys. Rev. **75**, 581 (1949).
6. H. Bridge, B. Rossi and R. W. Williams, Phys. Rev. **72**, 257 (1947).
7. R. I. Hulsizer and B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 1402 (1948).
8. H. Bridge and B. Rossi, Phys. Rev. **71**, 379 (1947).
9. G. Cocconi, Phys. Rev. **75**, 1074 (1949).
10. P. Freier, E. P. Ney and F. Oppenheimer, Phys. Rev. **75**, 1451 (1949).
11. W. Chang, Rev. Mod. Phys. **21**, 166 (1949).
12. J. G. Retallack and R. B. Brode, Phys. Rev. **75**, 1716 (1949).
13. Г. Т. Зацепин, ДАН СССР **67**, 993 (1949).
14. Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Добротин и др., ЖЭТФ **19**, 826 (1949).
15. С. Н. Вернов, ЖЭТФ **19**, 621 (1949).
16. А. И. Алиханов, А. И. Алиханян и А. А. Вайсенберг, ЖЭТФ **18**, 301 (1948).
17. А. И. Алиханян, А. Вайсенберг, М. Дайон и др., ДАН СССР **61**, 39 (1948).
18. А. И. Алиханян, Д. М. Самойлович и др., ЖЭТФ **19**, 664 (1949).
19. С. Азимов, Н. Биргер и А. Горбунов, ДАН СССР **65**, 625 (1949).
20. Г. Е. Беловицкий и Л. В. Сухов, ДАН СССР (в печати).