

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ГЕНЕРАЦИЯ  $\pi$ -МЕЗОНОВ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЯДЕРНО-АКТИВНЫМИ ЧАСТИЦАМИ УМЕРЕННЫХ  
ЭНЕРГИЙ****Г. Б. Жданов**

## ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящего обзора является анализ некоторых свойств элементарного акта генерации  $\pi$ -мезонов в интервале энергий первичных \*) ядерно-активных частиц  $10^9 - 10^{10}$  эв.

Эти мезоны имеют среднюю энергию примерно на порядок величины ниже, чем у первичной частицы, и с аппаратурной точки зрения значительную их часть следует отнести к категории медленных мезонов, т. е. частиц, обладающих пробегом в веществе, сравнимым с размерами аппаратуры и легко отклоняемых в магнитном поле.

Указанная выше область энергий ядерно-активных частиц представляет значительный интерес с различных точек зрения. Во-первых, именно к этой области энергий относится та основная масса частиц первичного космического излучения, которые в процессе ядерного взаимодействия с веществом атмосферы создают все основные компоненты вторичного излучения. Во-вторых, в этой области энергий генерация новых частиц, в основном, ограничивается  $\pi$ -мезонами, и роль более тяжёлых мезонов здесь ещё невелика. Естественно, что изучать процессы, в которых участвует несколько сортов частиц, труднее, тем более, что и отождествление рождённых частиц с увеличением их средней энергии становится всё более затруднительным. В-третьих, энергия порядка  $3 \div 5$  Бэв представляет собой тот порог, начиная с которого эффективное сечение процесса множественной генерации мезонов

---

\*) Здесь и в дальнейшем мы будем пользоваться терминами «первичные» и «вторичные» частицы, стисся их только к акту ядерного взаимодействия (ливня), что не имеет отношения к разделению космического излучения на первичную компоненту и вторичное излучение.

на ядрах (т. е. генерации электронно-ядерных ливней, в обычном смысле этого термина) приближается к геометрическому сечению ядра. Следует ожидать, что именно в этих условиях начинают сказываться специфические особенности ядерных взаимодействий, обусловленные наличием сильной связи нуклонов с мезонным полем. Наконец, выявление хотя бы качественных особенностей явлений, происходящих при данной энергии налетающих нуклонов, должно представлять значительный интерес для физиков, оперирующих с ускорительной аппаратурой, поскольку «освоение» диапазона энергий  $10^9 - 10^{10}$  эв является в этой области делом ближайшего будущего.

Что можно сказать в настоящее время об основных характеристиках элементарного акта генерации  $\pi$ -мезонов? Прежде всего о подлинно элементарном акте, т. е. о взаимодействии двух свободных нуклонов в космических лучах, вообще известно слишком мало вследствие больших экспериментальных трудностей, сопровождающих работу с жидким водородом, или использование дифференциальных эффектов.

Как будет показано ниже, и для сложных ядер, особенно лёгких, существующий экспериментальный материал весьма неполон и часто бывает искажён различного рода аппаратурными эффектами. Что касается теоретических представлений по интересующему нас вопросу, то пока не существует сколько-нибудь однозначных, хотя бы качественных соображений, позволяющих подойти к выводу основных закономерностей процесса. Во всяком случае, в области энергий порядка  $10^9 \div 10^{10}$  эв положение значительно хуже, чем при изучении процессов, происходящих при ещё более высоких энергиях, где существенные качественные особенности явления можно понять на основе чисто статистических и даже термодинамических закономерностей.

## 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Основные методы изучения свойств ядерного взаимодействия с образованием мезонов можно классифицировать следующим образом:

- а) фотопластинки;
- б) камера Вильсона;
- в) ионизационная аппаратура (счётчики, ионизационные камеры).

Все эти аппаратурные возможности могут использоваться как для непосредственного, так и для косвенного изучения элементарных процессов. Под косвенным изучением мы понимаем анализ так называемых «интегральных» характеристик той или иной компоненты космического излучения в атмосфере или в плотном веществе (интенсивность и её зависимость от глубины или географической широты, спектр, угловое распределение). Как правило,

даже всестороннее изучение интегральных характеристик не может дать однозначного заключения о свойствах соответствующих элементарных процессов, однако во многих случаях позволяет осуществить количественную проверку тех или иных сведений, полученных прямыми методами. Более того, в некоторых случаях анализ интегральных характеристик позволяет непосредственно установить некоторые особенности ядерного взаимодействия, ускользающие от прямого наблюдения.

Одним из примеров такого анализа является установленный Григоровым<sup>1</sup> факт концентрации большой доли (в среднем 70%) энергии на одном вторичном нуклоне, о чём подробнее будет сказано ниже.

Наиболее наглядная и полная картина элементарного акта может быть, в принципе, получена методом фотопластинок. В камере Вильсона наблюдение обычно затрудняется как необходимостью использовать взаимодействия, происходящие в толще твёрдого вещества\*), так и искажениями, вносимыми в изучаемое явление управляющей системой счётчиков. Аналогичные трудности возникают и при использовании счётчиков в виде годоскопических систем, для которых положение ещё более ухудшается из-за плохого пространственного разделения отдельных частиц, но зато обеспечивается достаточно точное разрешение их во времени.

Наряду с этим можно указать и на целый ряд недостатков, затрудняющих изучение элементарного акта в методе фотоэмульсий. К числу основных недостатков, которые в какой-то степени вынуждают идти на использование и других, более «грубых» методов изучения элементарного акта, относятся:

а) трудности получения данных, относящихся к определённым по составу ядрам, да ещё с возможно более низким атомным номером;

б) трудности в определении знака заряда частиц;

в) малая «светосила», связанная как с большой трудоёмкостью обработки экспериментального материала, так и с малым «рабочим объёмом»\*\*).

Ввиду указанных трудностей представляется рациональным использовать также результаты, полученные с помощью камерной и ионизационной методики; как будет ясно из дальнейшего изложения, полученные первым и особенно вторым из этих методов экспериментальные сведения об элементарном акте нуждаются во введении целого ряда аппаратурных поправок, благодаря которым

---

\*) Эта трудность может быть преодолена после освоения жидкостных камер вместо обычных конденсационных.

\*\*) Большие перспективы преодоления последней трудности сулит использование стенок бесподложечных фотоэмульсий.

неопределённость и неоднозначность результатов существенно выходят за пределы, связанные со статистическими ошибками опыта, а тем самым и с эффективной «светосилой» прибора. Однако основной вопрос, с решением которого связаны надёжность результатов и обоснованность соответствующих выводов, сводится к проблеме идентификации изучаемых частиц и элементарных процессов.

При оценке эффективности использования различных методов следует иметь в виду, что дальнейший шаг вперёд может быть сделан только за счёт надёжного выяснения природы и энергии частиц, вызывающих наблюдаемые на опыте элементарные процессы в каждом индивидуальном случае. Именно это вполне реальное условие, которое до настоящего времени, как правило, не выполнялось даже в работах с фотопластинками, позволит приблизить ценность сведений, полученных для космического излучения, к соответствующим результатам опытов с ускорителями, имея в то же время практически неограниченное преимущество в диапазоне доступных экспериментатору первичных энергий \*).

## 2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПРИРОДЕ И ИНТЕНСИВНОСТИ КОМПОНЕНТЫ, ГЕНЕРИРУЮЩЕЙ МЕДЛЕННЫЕ $\pi$ -МЕЗОНЫ В ПЛОТНЫХ СРЕДАХ И В АТМОСФЕРЕ

В подавляющем большинстве исследований процессов образования мезонов в космических лучах экспериментаторы были лишены непосредственных данных о природе и энергии первичной частицы. Лишь в работе<sup>2</sup> удалось в ряде случаев непосредственно измерять импульс первичной заряженной частицы методом рассеяния, однако и в этом случае для всех импульсов  $p > 1,25 \text{ Бэв/с}$  оставалась неопределённость, связанная с невозможностью отличить протоны от  $\pi$ -мезонов \*\*). Косвенные оценки первичной энергии основаны на использовании одного из следующих трёх методов:

- а) дифференциальные измерения на различных широтах в стратосфере;
- б) определение энергетического «порога» аппаратуры для регистрации процессов данного типа;
- в) использование соотношения между первичной энергией и угловым распределением вторичных частиц.

Первый метод не нуждается в каких-либо пояснениях; очевидно, он годится лишь для измерений вблизи границы земной атмос-

\*) Вторым достоинством исследований, выполняемых с космическим излучением, является, очевидно, серьёзный выигрыш в затрате материальных ресурсов.

\*\*\*) Вопрос о «примеси»  $\pi$ -мезонов становится весьма существенным, когда по условиям опыта над местом образования ливня располагается значительный слой плотного вещества.

сферы, где влияние «геомагнитного порога» сказывается ещё достаточно сильно.

Для использования второго метода необходимо знать, прежде всего, энергетический спектр и абсолютную интенсивность нуклонной компоненты на различных глубинах атмосферы, а также величину и зависимость от энергии  $E$  для эффективного сечения  $\sigma$  процесса генерации мезонов нуклонами. Этим вопросам и будет посвящён данный раздел, в конце которого приводится также оценка той роли, которую могут играть процессы, не связанные с ядерным взаимодействием нуклонов.

Для того чтобы получить примерный ход функции  $\sigma(E)$ , усреднённый для различных ядер, можно использовать три группы данных:

а) зависимость от энергии  $E$  относительного выхода  $\pi$ -мезонов по ускорительным опытам (см., например, <sup>3</sup>);

б) зависимость от  $E$  относительного числа так называемых неупругих взаимодействий по данным фотопластинок <sup>2</sup>, а также по опытам на «космотроне» <sup>4</sup>;

в) значение «эффективного порога» генерации электронно-ядерных ливней \*) по данным широтного эффекта (см., например, <sup>5</sup> и <sup>6</sup>).

Полученная из всех указанных данных примерная зависимость  $\sigma(E)$  представлена на рис. 1, причём «геометрическое» сечение  $\sigma_0$  в первом приближении соответствует радиусу различных ядер  $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  (см., например, <sup>7</sup>).

Изучению спектра и абсолютной интенсивности нуклонной (в основном протонной) компоненты в атмосфере было посвящено большое количество работ, которые можно разбить на следующие

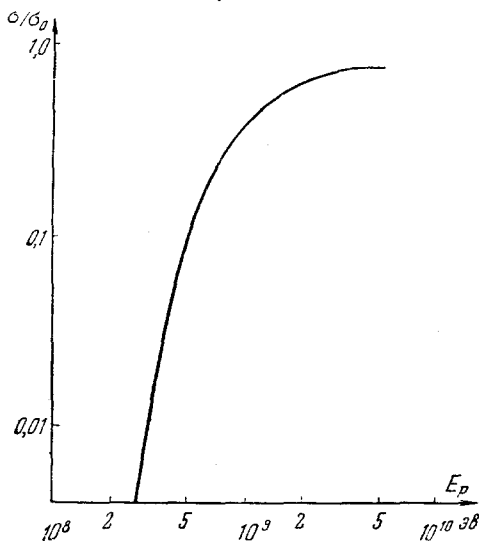


Рис. 1. Примерный ход с энергией  $E_p$  эффективного сечения  $\sigma$  генерации  $\pi$ -мезонов протонами (по данным <sup>18, 19</sup>).  $\sigma_0$  — геометрическое сечение.

\*) Под этим «порогом» принято подразумевать то значение первичной энергии ( $E_c$ ), при котором либо сечение кратной генерации мезонов, либо сечение для образования быстрых мезонов и новых ядерно-активных частиц приближается к геометрическому сечению ядра  $\sigma_0$ .

группы (в соответствии с применявшейся авторами методикой отождествления нуклона и измерения его энергии)\*):

а) определение импульса и какого-либо другого параметра (пробег, ионизация), позволяющего выделить одиночные протоны на фоне остальных заряженных частиц;

б) определение импульса с использованием последующего ядерного взаимодействия в качестве критерия ядерно-активной частицы;

в) оценка энергий ядерно-активных частиц по характеру вызванного ими ядерного расщепления или ливня;

г) отделение протонов от  $\mu$ -мезонов жёсткой компоненты при помощи либо соотношения между числом положительных и отрицательных частиц, либо одного из характерных свойств  $\mu$ -мезона, в частности распада.

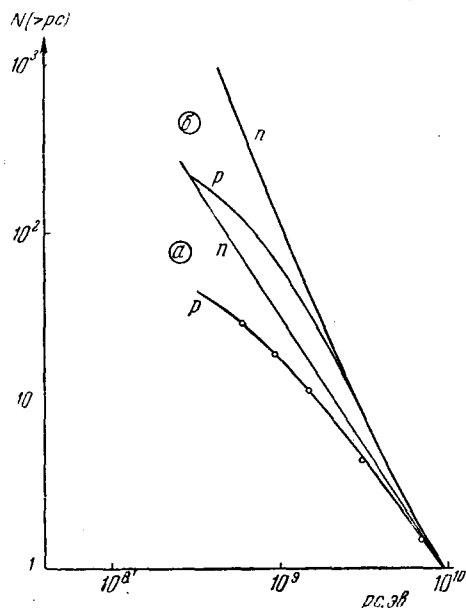


Рис. 2. Интегральные импульсные спектры нейтронов и протонов в атмосфере: а — спектр в точке генерации вида  $E^{-1,5}$ ; б — спектр в точке генерации вида  $E^{-1,5}$ ; кружки — спектр протонов по данным<sup>2</sup> (высота 3,4 км). Предполагается, что разница в спектрах протонов и нейтронов обусловлена только ионизационными потерями.

Третий метод хорош тем, что он может быть применён и для изучения нейтронной компоненты. Действительно, зная, например,

\*) Та же классификация использована в таблицах I и II, в графе «метод».

Очевидно, первый метод пригоден в очень ограниченном интервале сравнительно небольших энергий и способен давать лишь нормировку дифференциального протонного спектра, если известен вид этого спектра. Наоборот, второй метод хорош в очень широком диапазоне импульсов, за исключением сравнительно медленных протонов, для которых трудно оценить вероятность регистрации взаимодействия. Отметим полутно, что область малых энергий в спектре протонов, с одной стороны, трудна для измерений вследствие уменьшения «светосилы» приборов при магнитном анализе импульсов и, с другой стороны, искажена по сравнению с соответствующим спектром нейтронов, влиянием ионизационных потерь (рис. 2).

вероятности образования ливней с различным числом релятивистских частиц  $n_s$  как функцию энергии протона, можно, пользуясь теми же фотопластиночными данными, выяснить, вообще говоря, как вид спектра, так и поток нейтронов на данном уровне. Такая работа была проделана автором статьи с использованием данных бристольской группы<sup>8</sup>, и соответствующие результаты отра-

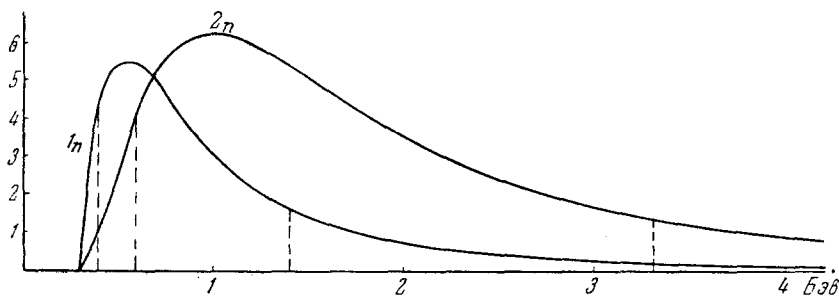


Рис. 3. Функции возбуждения «звёзд» типов  $1_n$  и  $2_n$  различными участками спектра нейтронов космического излучения (на высоте 3,3 км). Пунктирными линиями показаны границы энергетических интервалов, ответственных за генерацию 75% «звёзд» типа  $1_n$  и 70% «звёзд» типа  $2_n$ .

Таблица I

Сводка экспериментальных данных об энергетических спектрах (дифференциальных) нуклонной компоненты в атмосфере

Метод	Аппаратура	Лит. ссы-ка	Изученный интервал спектра	Высота наблюдения	Вид спектра
(а)	Магнитн. масс-спектрометр	11	0,8÷2 Бэв/с (протоны)	3,25 км	$p^{-\alpha} dp,$ $\alpha = 2,6 \pm 0,1$
(б)	Годоскоп с магн. полем	12	0,6÷10 Бэв/с (протоны)	0	$p^{-\alpha} dp,$ $\alpha = 2,8$
(б)	Фотоэмульсия	2	0,4÷10 Бэв/с	21 км	$p^{-\alpha} dp,$ $\alpha = 2,35$
(в)	Фотоэмульсия	8*)	0,25÷9,4 Бэв (нейтроны)	3,3 км	$E^{-\alpha} dE,$ $\alpha = 2,7 \pm 0,2$
(г)	2 камеры Вильсона с магн. полем	13	0,3÷7 Бэв/с	3,4 км	$p^{-\alpha} dp,$ $\alpha = 2,5$

\*) В данном случае применялась методика косвенной обработки данных, изложенная выше.

жены в таблицах I и II наряду с другими данными. Попутно были получены изображённые на рис. 3 возбуждения «звёзд» типов  $1_n$  и  $2_n$  нейтронами разной энергии.

После этих замечаний рассмотрим краткую сводку основных экспериментальных результатов по изучению спектра (табл. I) и потока (табл. II) нуклонной компоненты на различных глубинах атмосферы. Небольшое число данных, относящихся к малым глубинам, было получено на высоких широтах; для пересчёта к низким широтам здесь следует учитывать соответствующие широтные зависимости (см., например, <sup>1, 9</sup> и <sup>10</sup>).

Для удобства сопоставления данных таблицы II, относящихся к различным минимальным энергиям  $E_0$ , мы пересчитали их к одной и той же энергии  $E_0 = 2$  Бэв (рис. 4), пользуясь при этом

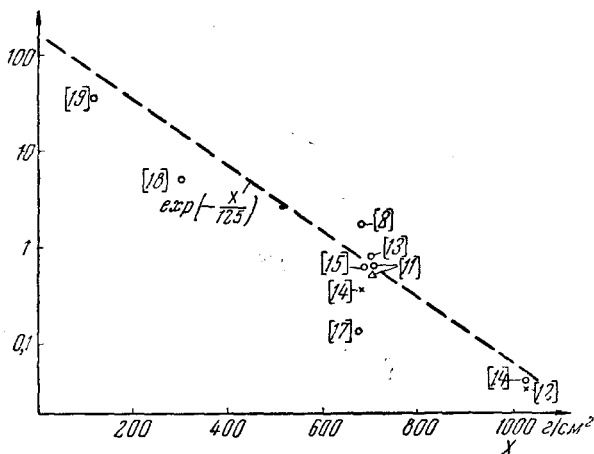


Рис. 4. Различные данные об интенсивности нуклонной компоненты в атмосфере, пересчитанные из табл. IV, к минимальной энергии нуклонов 2 Бэв: кружки — протоны, вертикальная интенсивность,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$ ; треугольники — протоны, интегральная интенсивность,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{час}^{-1}$ ; крестики — нейтроны, интегральная интенсивность,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{час}^{-1}$ .

энергетическим спектром вида  $E^{-2,5}dE$  и учитывая влияние ионизационных потерь для протонов в соответствии с рис. 2. Наиболее надёжными следует считать данные <sup>11-13</sup>, полученные методом магнитного анализа импульсов, но и они расходятся между собой в пределах множителя 2, даже если учесть некоторую неточность в знании формы спектра. В дальнейшем мы будем в качестве меры потока ядерно-активной компоненты в атмосфере пользоваться значениями  $I_B$ , лежащими на пунктирной прямой рис. 4.

Оценим теперь возможный вклад других процессов генерации  $\pi$ -мезонов (помимо непосредственной генерации нуклонами на ядрах). Такими дополнительными процессами являются:

- а) генерация фотонами на ядрах;
- б) генерация мезонами на ядрах;
- в) распад тяжёлых мезонов в атмосфере.



Для учёта процесса (а) надо знать интенсивность «активной» фотонной компоненты (с энергией свыше  $E_0 = 200 \text{ Мэв}$ ) и эффективное сечение процесса  $\sigma_{\text{ф}}$ . Пользуясь экспериментальными данными об электронной компоненте в атмосфере (см., например, <sup>20</sup>), а также теоретическими данными о спектрах электронов и фотонов в равновесной мягкой компоненте (см. <sup>21</sup>), мы оценили поток «активных» фотонов на уровне моря в  $2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$ . Для оценки эффективного сечения можно взять то предельное значе-

Таблица II

Сводка экспериментальных данных об интегральной интенсивности нуклонной компоненты в атмосфере ( $I_{\text{в}}$  — вертикальная,  $I_{\text{гл}}$  — глобальная интенсивность)

Метод	Аппаратура	Лит. ссы-лка	Минимальная энергия $E_0$	Высота наблюдения	Интегральная интенсивность $\text{см}^{-2} \text{ час}^{-1} \times \text{стерад.}^{-1}$
(а)	Магнитный масс-спектрометр	11	0,32 Бэв (протоны)	3,25 км	$I_{\text{в}} = 7,2$
(б)	Годоскоп с магнитным полем	12	0,45 Бэв (протоны)	0	$I_{\text{в}} = 0,2$
(в)	Фотоэмульсия	14	0,1 Бэв (нейтроны)	3,45 км	$I_{\text{гл}} = 30$
(в)	Фотоэмульсия	8*)	1 Бэв (нейтроны)	3,3 км	$I_{\text{гл}} = 0,75$
(в)	Камера Вильсона с пластинами	15	0,4 Бэв (протоны)	3,2 км	$I_{\text{в}} = 4,5$
(в)	То же и годоскоп	16	1 Бэв (протоны)	3,3 км	$I_{\text{в}} = 1,4$
(в)	Камера Вильсона с пластинами	17	15 Бэв (протоны)	3,5 км	$I_{\text{в}} = 0,006$
(в)	Фотоэмульсия	14	0,1 Бэв (нейтроны)	0	$I_{\text{гл}} = 3$
(г)	2 камеры Вильсона с магнитным полем	13	2 Бэв (протоны)	3,4 км	$I_{\text{в}} = 1,6$
(г)	Камера Вильсона с магнитным полем	18	0,45 Бэв (протоны)	9 км	$I_{\text{в}} = 30$
(г)	Телескоп из счётчиков	19	0,3 Бэв (протоны)	15 км	$I_{\text{в}} = 300$

\*) См. сноску к табл. I.

ние  $\sigma_{\phi}$ , которое достигается уже при  $h\nu \approx 300$  Мэв и составляет согласно ускорительным данным (см., например, <sup>22</sup>)  $3 \div 5 \times 10^{-28}$  см<sup>2</sup> для ядер углерода при геометрическом сечении  $\sigma_0 \sim 3 \times 10^{-25}$  см<sup>2</sup>. При этом  $\sigma_{\phi}$  изменяется с атомным номером по закону  $A^{2/3}$  (см., например, <sup>23</sup>), т. е. так же, как и для генерации мезонов нуклонами. Сопоставляя указанные оценки с потоками (см. рис. 4) и сечениями ( $\sigma \approx \sigma_0$ ) для нуклонной компоненты в атмосфере, мы видим, что даже в области самых малых энергий  $\pi$ -мезонов относительный вклад фоторождения должен составлять величину порядка нескольких процентов. Примерно то же соотношение между нуклонами и фотонами остаётся и в широких атмосферных ливнях.

Вопрос о генерации мезонов мезонами же будет рассмотрен ниже (раздел 4) в связи со спектрами генерации  $\pi$ -мезонов в атмосфере, причём будет показано, что в ядерно-каскадном процессе  $\pi$ -мезоны не могут играть определяющей роли.

Наконец, вопрос о влиянии распадных процессов образования  $\pi$ -мезонов может представлять интерес с точки зрения возможного несоответствия между спектрами генерации одиночных  $\mu$ -мезонов (через  $\pi$ -мезоны) в атмосфере и спектрами генерации  $\pi$ -мезонов в плотных средах. Для решения этого вопроса следует использовать существующие оценки относительной частоты генерации  $\pi$ -мезонов и более тяжёлых мезонов при ядерных взаимодействиях высокой энергии. Полученные методом фотопластинок и камеры Вильсона данные относительно частоты образования заряженных тяжёлых мезонов ( $K$ - и  $\tau$ -), правда, не очень определённы (см., например, <sup>24-26</sup>), но дают относительный вклад этих процессов не более 1—2% для умеренных энергий ( $10^9$ — $10^{10}$  эв). В несколько раз бóльший вклад (до 5%) могут дать нейтральные частицы по данным камеры Вильсона (см., например, <sup>27</sup>).

Таким образом, следует заключить, что основная часть медленных  $\pi$ -мезонов образуется при ядерных взаимодействиях нуклонов.

### 3. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ И СООТНОШЕНИЕ В ЧИСЛЕ МЕДЛЕННЫХ $\pi$ -МЕЗОНОВ РАЗНОГО ЗНАКА

Множественность  $n$  и «зарядовая асимметрия»  $s^*$ ) являются весьма существенными характеристиками процесса генерации мезонов, тесно связанными (наряду с угловым и энергетическим распределением частиц) с механизмом процесса. Помимо этого,

\*) В дальнейшем мы будем пользоваться «зарядовой асимметрией», т. е. величиной  $s = n^+/n^-$  (отношение чисел рождённых мезонов разного знака), вместо принятого обычно «положительного избытка», который определяется через  $\delta = 2 \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}$ .

знание величин  $n$  и  $s$ , а особенно их зависимости от первичной энергии  $E$  и массового числа  $A$ , представляет большой методический интерес, ибо это позволяет учитывать влияние аппаратурных эффектов и управляющей системы при изучении свойств элементарного акта и устанавливать эффективно выделяемую данной установкой область первичных энергий.

В настоящее время нельзя указать такого метода, который позволял бы определять полную множественность генерации  $\pi$ -мезонов (во всём энергетическом диапазоне). Для последующего анализа экспериментальных данных нас будут интересовать две, частично дополняющие друг друга, области энергий. В первом случае изучались очень медленные мезоны, останавливающиеся в фотоэмульсии, для которых не могло быть каких-либо сомнений в идентификации частиц, но верхний предел регистрируемых энергий был совсем невелик. Вторая, более обширная группа данных, полученная как фотоэмульсионной, так и камерной методикой, относится к категории «ливневых» (в случае фотоэмульсии), либо проникающих (в случае камеры Вильсона) частиц и для неё характерно определённое ограничение энергий снизу.

Наиболее интересные систематические сведения о медленных мезонах были получены в двух работах с фотопластинками. В первой из них<sup>28</sup> определялась вероятность  $p_\pi$  испускания из «звёздах» очень медленного мезона ( $E < 40 \text{ Мэв}$ ) в зависимости от числа тяжёлых частиц  $N_h$ , причём оказалось, что  $p_\pi \sim N_h^2$  и тем самым  $p_\pi$  примерно пропорционально квадрату энергии возбуждения ядра. Если воспользоваться распределением по числу  $N_h$  для «звёзд» с различным числом ливневых частиц  $n_s$ , приведённым для высоты 3,3 км в работе<sup>8</sup>, то окажется, что  $p_\pi$  является монотонно возрастающей функцией от  $n_s$  (см. таблицу III).

Таблица III

Относительные вероятности ( $p_\pi$ ) испускания очень медленных ( $E < 40 \text{ Мэв}$ )  $\pi$ -мезонов (в основном, отрицательных) как функция от числа ливневых частиц в «звезде» ( $n_s$ ) для тяжёлых ядер фотоэмульсии ( $N_h > 8$ ) по данным<sup>28</sup> и<sup>8</sup>

$n_s$	1	2	3—4	5—7	7
$p_\pi$	0,33%	0,49%	0,63%	0,76%	1,05%

а тем самым и от первичной энергии налетающего нуклона. При этом параллельный ход числа указанных мезонов и сильно ионизирующих частиц в «звезде» заставляет предполагать общее проис-

хождение для частиц обоих типов, приписав его либо «испарению» возбуждённого ядра, либо внутриядерному каскадному процессу с участием вторичных медленных нуклонов и мезонов. Очевидно (и это обстоятельство будет подробно анализироваться в дальнейшем) для испускания мезонов более высокой энергии, уже не связанных с «испарением» ядра, зависимость от первичной энергии может оказаться существенно иной.

Зависимость вероятности образования  $p_\pi$  от атомного номера ядра изучалась в работе <sup>29</sup>, в которой фотопластинки окружались толстыми слоями различных веществ. Эффективный интервал энергий регистрируемых мезонов в этом случае не очень определённый, ибо он связан с видом спектра в точке генерации, однако средняя энергия, повидимому, заметно больше, чем в первом случае. Полученная авторами <sup>29</sup> зависимость  $p_\pi$  (в относительных единицах) от природы ядра в количественном отношении выглядит не слишком убедительно, ибо результаты могут оказаться искажёнными изменением вида спектра от ядра к ядру, да и статистические ошибки измерений весьма велики. Качественный вывод состоит в том, что для наиболее тяжёлых ядер (Pb) нет увеличения вероятности  $p_\pi$ , по сравнению с лёгкими ядрами и, наоборот, имеется тенденция к некоторому снижению. Значительно более определённые данные о зависимости  $p_\pi$  от атомного веса  $A$  получены с помощью ускорителей (см. <sup>30</sup> и <sup>31</sup>) для  $\pi^+$ -мезонов с энергией до 40 Мэв. При этом первичные энергии были настолько невелики (240—340 Мэв), что эффект упругих столкновений протонов в ядре должен существенным образом сказаться на деградации их энергии. Рассматривая наряду с этой деградацией также поглощение мезонов в ядерном веществе и отражение их от потенциального барьера на границе ядра, автор <sup>32</sup> сумел качественным образом объяснить зависимость от  $A$  для относительного выхода  $\pi^+$ -мезонов с энергиями от 13 до 40 Мэв.

Экспериментальные работы, посвящённые изучению множественности генерации быстрых мезонов, можно разбить на 3 группы, в зависимости от применяемой методики:

а) определение числа ливневых частиц ( $n_s$ ) в фотоэмульсии при непосредственном измерении энергии (точнее—импульса) первичной частицы методом рассеяния;

б) определение числа  $n_s$  в фотоэмульсии при оценке первичной энергии из углового распределения или из энергий вторичных частиц в больших ливнях;

в) определение числа проникающих частиц в камере Вильсона с оценкой энергии ливня различными способами, в том числе по размножению электронно-фотонной компоненты, по проникающей способности, по рассеянию в пластинах и по углам разлёта проникающих частиц ливня.

Прежде чем давать полную сводку полученных различными методами результатов (см. табл. IV и рис. 5), сделаем несколько замечаний методического характера.

Во-первых, как «ливневые» частицы в фотоэмульсии, так и проникающие частицы в камере Вильсона содержат в своём составе довольно заметную примесь протонов. Для фотоэмульсии по данным<sup>33</sup> средняя доля мезонов среди ливневых частиц составляет  $79\% \pm 6\%$ , причём изменения этой доли с первичной энергией и с атомным номером ядра никем специально не изучались. Для камеры Вильсона по данным<sup>16,34</sup> и др. доля мезонов среди проникающих частиц, выходящих из свинца, изменяется примерно от 0,3 до 0,8 в зависимости от управляющей системы счётчиков и от энергии ливня. Зависимость от атомного номера никем не изучалась.

Во-вторых, даже прямое измерение энергии первичной (заряженной) частицы ещё не даёт полного представления о характере наблюдаемого взаимодействия; в частности, остаётся неясным вопрос о возможной доле мезонов в генерации наблюдаемых ливней. По данным<sup>2</sup> для фотопластинок, экспонированных в стратосфере,  $\pi$ -мезоны составляют около 15% от всей ядерно-активной компоненты, однако с изменением условий опыта эта доля может оказаться существенно большей.

Наконец, при сопоставлении числа вторичных частиц ( $n_s$ ) с первичной энергией  $E$  всегда имеет место неоднозначность. При малых значениях  $n_s$  флуктуации вокруг среднего значения  $\bar{n}_s(E)$  согласуются с законом Пуассона, хотя подсчёты соответствующих статистических весов, проведённые Ферми в простейшем варианте его теории<sup>35</sup>, и приводят к менее сильным флуктуациям. При больших  $n_s$  флуктуации значительно превышают те, которые следуют из закона Пуассона, причём меняется сам характер этих флуктуаций.

Исследуя зависимость  $n_s$  от одного из параметров, характеризующих угловое распределение вторичных частиц (например, от угла разлёта половины частиц  $\theta_{1/2}$ ), некоторые авторы находили, что эта зависимость имеет вид отдельных ветвей. Делались попытки связать каждую ветвь кривой с определённым числом последовательных столкновений налетающего нуклона с нуклонами ядра (см., например,<sup>36,37</sup>), причём в качестве экспериментального критерия числа этих столкновений предлагался подсчёт числа тяжёлых частиц в ливне. Однако, как показано в работе<sup>38</sup>, представление о последовательных столкновениях при больших первичных энергиях теряет смысл. Более адекватным является, повидимому, предложенное Коккони<sup>39</sup> разделение взаимодействий по числу одновременно участвующих в нём нуклонов ядра, хотя попытка автора дать количественную интерпретацию явлений в рамках теории Ферми вызывает сомнение уже потому

что выводы этой теории не согласуются с данными по широким атмосферным ливням (см. <sup>38</sup>).

После этих замечаний рассмотрим данные различных авторов о средней множественности  $\bar{n}_s(E)$  для случая тяжёлых ядер (Pb, Au, фотоэмульсия), после чего обратимся к сравнению результатов для ядер с различным атомным номером.

Таблица IV

Средняя множественность  $n_s$  образования «ливневых» и проникающих частиц в тяжёлых ядрах при различных первичных энергиях  $E$

Аппаратура	Метод определения энергии $E$	$E$ , Бэв	$n_s$	Природа вторичных частиц
Фотопластинки <sup>2</sup>	Непосредственное измерение методом рассеяния	0,5 — 0,8	0,1	Все ливневые частицы
		0,8 — 1,25	$0,4 \pm 0,1$	
		1,25 — 1,9	$0,8 \pm 0,2$	
		1,9 — 4,3	$1,6 \pm 0,25$	
		4,3 — 9,4	$2,4 \pm 0,4$	
Эмульсионная камера <sup>40</sup>	Измерение энергий или анализ углов распределения вторичных частиц	$\sim 1000$	$16 \pm 2$	Все ливневые частицы
		$\sim 5000$	$20 \pm 2$	
		$\sim 20000$	$31 \pm 4$	
Камера Вильсона с годоскопом <sup>16</sup>	Измерение проникающей способности вторичных частиц и анализ электронной компоненты	1 — 2	$0,5 \pm 0,25$	Проникающие частицы за вычетом протонов (по числу вторичных ливней от нейтронов)
		2 — 4	$0,5 \pm 0,65$	
		4 — 6	$1,2 \pm 0,6$	
		6 — 10	$3,3 \pm 0,65$	
Камера Вильсона с пластинами <sup>41</sup>	Измерение рассеяния и углового распределения вторичных частиц	$\approx 30$	$\approx 7$	Проникающие частицы
		$\approx 60$	$\approx 11$	

Данные таблицы IV повторены для наглядности на рис. 5, где пунктиром показана зависимость  $n_s \propto E^{1/4}$ , предсказываемая теориями Ферми <sup>35</sup> и Ландау <sup>42</sup> для достаточно больших первичных энергий.

Для выяснения того, как зависит множественность процесса генерации мезонов от числа нуклонов в ядре, наибольший инте-

рес представляют опыты с водородом, которые выполнялись как методом счётчиков<sup>6, 43</sup>, так и с помощью камер Вильсона<sup>44, 45</sup>. Несмотря на скудность полученного в указанных работах материала, можно утверждать, что множественное образование быстрых частиц при взаимодействии двух свободных нуклонов действительно имеет место, причём интенсивность множественного рождения меньше, чем для сложных, но лёгких ядер, повидимому,

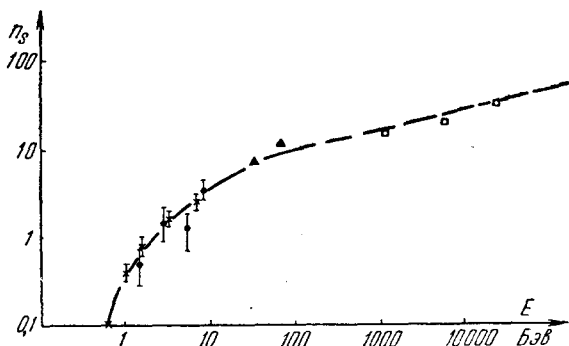


Рис. 5. Закон поглощения интегральной интенсивности излучения (см. формулу (3) при «истинном» поглощении вида  $\exp\left(-\frac{x}{\lambda_{II}}\right)$ ). Пунктиром проведена экспонента  $\exp\left(-\frac{x}{0,89\lambda_{II}}\right)$ .

за счёт более высокого энергетического «порога» процесса; менее вероятным является предположение о том, что поперечное сечение в несколько раз меньше геометрического (даже при достаточно высоких энергиях).

Более обширный экспериментальный материал получен методом камер Вильсона (см., например, <sup>46, 47</sup> и <sup>48</sup>) при сопоставлении ливней, рождённых на лёгких (Be, C) и тяжёлых (Pb) ядрах. К сожалению, дискриминация, вносимая управляющей системой в распределение ливней по числу проникающих частиц ( $n_s$ ), настолько велика, что именно она определяет собой среднее значение  $n_s$ , а распределения ливней по  $n_s$  в разных установках различаются гораздо больше, чем в одной и той же установке, но при образовании ливней в разных веществах.

Тем не менее можно считать установленным, что установки с достаточно «жёсткой» управляющей системой\*) регистрируют существенно больше больших ливней ( $n_s > 6 \div 8$ ) из тяжёлых ядер, чем из лёгких.

\*) Под «жёсткой» управляющей системой понимают обычно такую, которая выделяет не менее двух частиц с энергией в несколько сот Мэв каждая.

Экспериментальные исследования «зарядовой асимметрии» мезонов можно разбить на 3 группы:

а) опыты по генерации  $\pi$ -мезонов на различных ядрах в области энергий, достижимых с ускорителями;

б) данные о генерации  $\pi$ -мезонов разного знака сравнительно медленными нуклонами в космических лучах;

в) исследования одиночных  $\mu$ -мезонов различных энергий (также в космических лучах).

Результаты, полученные с ускорителями (см., в частности, работы <sup>49-51</sup>), дают совершенно определённую картину. При первичных энергиях нуклонов  $\sim 400$  Мэв усреднённая по всему мезонному спектру зарядовая асимметрия  $s = n^+/n^-$  очень сильно отличается от 1, доходя в случае лёгких ядер примерно до 10 для протонов и до  $\frac{1}{10}$  для нейтронов. Для тяжёлых ядер (Pb) величина  $s$ , наоборот, сравнительно мало отличается от 1. Уменьшение  $s$  наблюдается и для лёгких ядер по мере увеличения первичной энергии нуклонов <sup>52</sup>. Качественное подтверждение тех же результатов можно видеть и в опытах <sup>28, 29, 53</sup>, выполненных с фотопластинками при наблюдении остановившихся в фотоэмульсиях  $\pi$ -мезонов, происхождение которых обязано в основном сравнительно медленным нейтронам.

Точно так же значительная зарядовая асимметрия для интервала импульсов 80—340 Мэв/с была обнаружена в опытах <sup>54</sup> с магнитным масс-спектрометром Алиханяна, когда выделялись мезоны с малым пробегом, рождённые в блоке свинца нейтронами, имеющими, в среднем, также сравнительно небольшие энергии.

Приведённая в работе <sup>55</sup> качественная трактовка указанных здесь фактов связана с использованием принципа Паули при подсчёте статистически возможного числа конечных состояний системы, состоящей из нуклонов и одного рождённого мезона.

Экспериментальные данные по зарядовой асимметрии мезонов в электронно-ядерных ливнях почти отсутствуют. В частности, в работе с камерой Вильсона <sup>56</sup>, где было уделено много внимания распределению частиц ливней по импульсам и знакам зарядов, вся наблюдавшаяся зарядовая асимметрия отнесена авторами за счёт протонов; однако генерирующая компонента состояла, повидимому, в равной степени из протонов и нейтронов, поэтому результат не показателен.

Имеется, однако, косвенный, хотя и не вполне однозначный, метод исследования зарядовой асимметрии для лёгких ядер, связанный с анализом одиночных  $\mu$ -мезонов. Многочисленные работы по этому вопросу были выполнены с помощью: а) камер Вильсона в магнитном поле (см., например, <sup>57</sup>, а также сводку данных, приведённую в <sup>58</sup>); б) магнитных анализаторов годоскопического типа (см. <sup>59, 60, 61</sup> и др.); в) метода счётчиков



с запаздывающими совпадениями (см. <sup>62</sup>); г) метода счётчиков в виде телескопа с так называемой магнитной линзой, т. е. намагниченным железным фильтром (см., например, <sup>63</sup>). Сводка результатов, относящихся к мезонам различных энергий, наблюдаемым на малых высотах, представлена на рис. 6, из которого следует совершенно явное возрастание величины  $s$  с энергией  $\mu$ -мезонов с последующей тенденцией к уменьшению  $s$  при

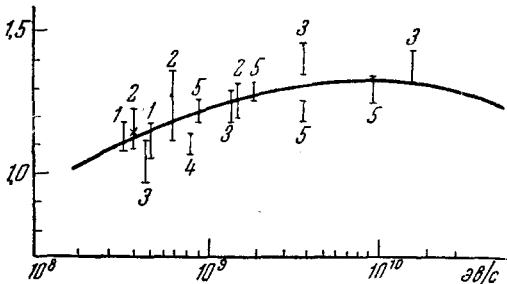


Рис. 6. Зависимость между зарядовой асимметрией  $s = \frac{n^+}{n^-}$  и энергией  $E_\mu$  одиночных  $\mu$ -мезонов на уровне моря по различным данным.

энергиях, порядка  $10^{10}$  эв. Аналогичная картина получается, если проследить по разным данным изменение с высотой величины  $s$  для медленных мезонов (см., например, <sup>64</sup>), ибо с увеличением высоты места наблюдения монотонно снижается средняя энергия мезонов в точке их генерации\*).

Качественная интерпретация указанной зависимости  $s$  от энергии самих мезонов и от связанной с ней энергии первичного нуклона заключается в следующем: мезоны малой энергии происходят в основном от нуклонов малой энергии, для которых большое количество промежуточных ядерных взаимодействий сильно сглаживает зарядовую асимметрию первичного космического излучения и даже сдвигает её ниже единицы за счёт ионизационного торможения протонов. Наоборот, для мезонов большой энергии, собираемых из всей толщи атмосферы, вклад первичного излучения становится гораздо больше, и если обозначить через  $\nu(E)$  среднюю кратность образования мезонов в расчёте на один первичный протон, то должно иметь место соотношение

$$s(E) = \frac{\nu(E) + 1}{\nu(E)}. \tag{1}$$

\*) Иными словами, эффективный уровень генерации приближается к регистрирующей аппаратуре.

Из (1) следует, что в области максимальных значений  $s$  ( $s = 1,25 - 1,3$ ) кратность  $\nu$  составляет  $3,5 - 4$ , а при дальнейшем увеличении  $E$  величина  $s$  должна уменьшаться вследствие увеличения множественности процесса генерации мезонов. Таким образом, можно полагать, что в отличие от области малых энергий зарядовая асимметрия мезонов определяется как бы равномерным «распылением» заряда генерирующей частицы между всеми вторичными, что связано в конечном счёте с зарядовой симметрией ядерных взаимодействий нуклонов.

#### 4. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ $\pi$ -МЕЗОНОВ В ЭЛЕМЕНТАРНОМ АКТЕ ГЕНЕРАЦИИ

Для количественной проверки тех или иных представлений о механизме элементарного акта генерации мезонов необходимо знать не только полные, но и дифференциальные поперечные сечения процесса, т. е. распределение испускаемых мезонов по углам и энергиям. Есть все основания считать, что в лабораторной системе координат эти распределения нельзя рассматривать независимо друг от друга и что более простые закономерности будут иметь место в системе центра тяжести двух сталкивающихся систем (нуклон и ядро). Поскольку нас интересует область не слишком малых первичных энергий  $E$ , когда, с одной стороны, длина волны налетающего нуклона  $\lambda$  мала по сравнению с радиусом действия ядерных сил  $r_0^*$ ), а с другой стороны, сама энергия велика по сравнению с энергией связи нуклона в ядре, имеет смысл прежде всего остановиться на простейшей модели парного взаимодействия свободных нуклонов и рассматривать угловые и энергетические распределения мезонов в системе центра тяжести \*\*) двух нуклонов. Правда, имеется целый ряд теоретических соображений в пользу того, что эта простейшая модель \*\*\*) отнюдь не является единственно возможной, особенно при больших энергиях:  $\sim 10^{11}$  эв и выше (см., например, <sup>38</sup>), и что взаимодействие нуклона с ядром нельзя свести к последовательным парным столкновениям нуклонов.

Выпишем (см., например, <sup>20</sup> и <sup>65</sup>) соотношения (2)–(6), которые связывают между собой, с одной стороны, энергию ( $E = \gamma Mc^2$ ) или импульс ( $p$ ) налетающего нуклона со скоростью ( $\beta_c$ ) или соответствующей величиной  $\gamma_c$  для системы центра тяжести, а с другой стороны, углы, энергии и импульсы любых частиц

\*) Условие  $\lambda \ll r_0$  выполняется при  $E \gg 300$  Мэв.

\*\*) В дальнейшем будем всюду пользоваться сокращённым написанием: сцт.

\*\*\*) Мы будем называть её для краткости парно-нуклонной.

в сцт ( $\theta_0$ ,  $\varepsilon_0$  и  $p_0$ ) и в лабораторной системе ( $\theta$ ,  $\varepsilon$ ,  $p$ ):

$$\frac{\beta_c}{1 - \beta_c^2} = \frac{p}{2Mc}, \quad (2)$$

$$\gamma_c = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}}, \quad (3)$$

$$\text{ctg } \theta = \text{ctg } \theta_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} + \frac{1}{\beta_0 \sin \theta_0} \cdot \frac{\beta_c}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}, \quad (4)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} + p_0 \cos \theta_0 \frac{\beta_c}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}, \quad (5)$$

$$p \cos \theta = p_0 \cos \theta_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} + \varepsilon_0 \frac{\beta_c}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}. \quad (6)$$

В соотношениях (2)–(6) через  $\theta$ ,  $\theta_0$  обозначается угол с направлением движения первичного нуклона, а энергии  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_0$  и импульсы  $p$ ,  $p_0$  выражены в единицах  $mc^2$  и  $mc$  соответственно.

Вычисленная с помощью (2) зависимость  $\beta_c$  от  $E$  представлена на рис. 7.

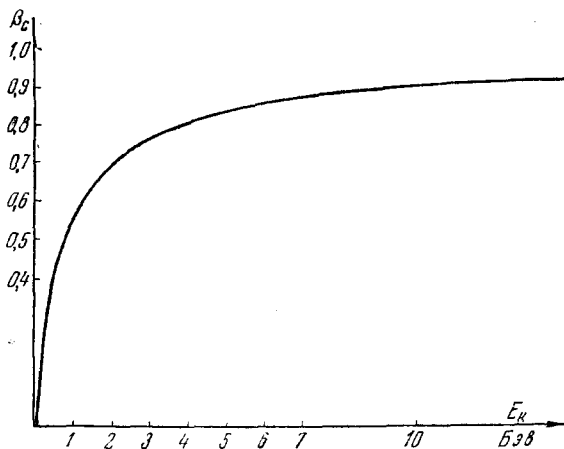


Рис. 7. Зависимость между кинетической энергией налетающего нуклона ( $E_k$ ) и скоростью ( $v_c = \beta_c c$ ) системы центра инерции для случая соударения с одним покоящимся нуклоном.

Экспериментальные данные, которые имели бы прямое отношение к столкновению двух свободных нуклонов (протонов), получены только в опытах с ускорителями (см. <sup>66, 77</sup>), причём для сцт найдено угловое распределение вида  $\cos^2 \theta_0$  (первичная энергия была 340 Мэв).

Теоретические соображения, развивавшиеся Ферми <sup>67</sup>, показывают, что при более высоких энергиях можно ожидать ещё более высокой степени анизотропии за счёт столкновений нецентрального типа.

Основные экспериментальные данные по космическим лучам, относящиеся к сложным ядрам при первичных энергиях  $10^9$ — $10^{10}$  эв и выше, были получены двумя методами — с помощью фотопластинок и камеры Вильсона.

В опытах с фотопластинками трудно получить статистически обоснованные выводы, непосредственно относящиеся к ядрам определённого номера, однако имеется возможность приблизиться к изучению парно-нуклонных взаимодействий путём отбора ливней с малым числом медленных частиц («чёрных» и «серых» следов). Особый интерес представляют данные по так называемым «струям», которые наряду с малым числом тяжёлых содержат большое число ливневых частиц, что облегчает анализ индивидуальных случаев. Нельзя сказать, чтобы критерий малого числа или даже полного отсутствия медленных протонов был бесспорным. Так, например, в статье <sup>68</sup> приводятся случаи, когда предположение о парно-нуклонном характере взаимодействия (без участия медленных частиц) противоречит закону сохранения заряда. Заслуживает внимания также анализ углового распределения частиц в «струях», выполненный в работах <sup>39</sup> и <sup>69</sup>. Если в рамках предположения о парно-нуклонном взаимодействии оценивать величину  $\gamma_c$ , исходя из углового распределения ливневых частиц, то оказывается, что между  $\gamma_c$  и множественностью рождения быстрых частиц ( $n_s$ ) отнюдь не получается однозначной зависимости, вследствие чего, в частности, Коккони <sup>39</sup> вынужден был привлекать представления о взаимодействии с группой нуклонов ядра.

Если оставить пока в стороне сомнения в справедливости парно-нуклонной модели, то основным вопросом, возникающим при изучении углового распределения частиц, является вопрос о характере углового распределения в сцт и, в частности, о степени возможной анизотропии этого распределения. При этом прямые данные о первичной энергии обычно отсутствуют и поэтому для определения величины  $\gamma_c$  приходится использовать опять-таки те или иные параметры углового распределения в лабораторной системе. Существует несколько способов вычисления  $\gamma_c$  по угловому распределению (см., в частности, <sup>69</sup> и <sup>70</sup>), в каждом из которых предполагается либо изотропия в сцт, либо только симметричность углового распределения относительно плоскости, перпендикулярной направлению движения первичного нуклона:

а) сопоставление углов  $\theta_f$  и  $\theta_{1-f}$ , в пределах которых испускаются доли  $f$  и  $(1-f)$  от всех ливневых частиц (частным случаем является оценка  $\gamma_c$  из угла «полуразлёта»  $\theta_{1/2}$ ); при наличии изотропии в сцт и дополнительном условии  $\beta_0/\beta_c = 1$  получается

особенно простое соотношение

$$(\gamma_c \operatorname{tg} \theta)^2 = \frac{f(\theta)}{1-f(\theta)}; \quad (7)$$

б) определение угла  $\theta_{\max}$  (максимальный угол в лабораторной системе) при известном значении средней энергии мезонов в счт;

в) определение величины  $\gamma_c$ , для которой наблюдаемое на опыте распределение по углам (в индивидуальном ливне) оказывается наивероятнейшим.

Использование всех трёх методов в применении к данным <sup>69</sup> дало согласующиеся между собой значения  $\gamma_c$  (в пределах от 20 до 1000 *Бэв*), после чего пересчёт наблюдаемого углового распределения к счт показал, что если и существует анизотропия, то небольшая (примерно такая, как для функции  $\cos \theta$ ).

С другой стороны, разными авторами наблюден ряд случаев, относящихся иногда к ещё более высоким энергиям (до  $10^{13}$  *эв*), когда резко выраженное разделение всех частиц ливня на узкий и широкий конус однозначным образом указывает на большую анизотропию в счт (см., например, <sup>71</sup>).

Совсем иной способ проверки предположения об изотропии в счт был применён в работе <sup>72</sup>. Авторы <sup>72</sup> сначала подбирают некоторый аналитический вид спектра в счт, а именно:

$$f(\varepsilon_0) d\varepsilon_0 = \frac{p_0^2 dp_0}{(\varepsilon_0)^4}, \quad (8)$$

который согласуется с экспериментально измеренным спектром (в лабораторной системе) для ливней с известным (из прямых измерений) значением  $\gamma_c$ .

После этого вычисляется общая доля обратного потока *B* в лабораторной системе (т. е. поток ливневых частиц под углами  $\theta \geq 90^\circ$ ) и сравнивается с соответствующими экспериментальными данными <sup>2</sup>, приведёнными на рис. 8. Расчётное значение *B* оказывается при этом явно заниженным, что сами авторы склонны приписывать не

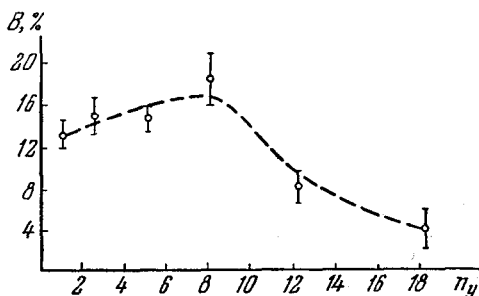


Рис. 8. Обратный поток ливневых частиц как функция общего числа этих частиц ( $n_s$ ) по данным <sup>19</sup>.

столько отсутствию изотропии в счт, сколько влиянию внутриядерного каскадного процесса в тяжёлых ядрах.

Для качественного выяснения вопроса о влиянии внутриядерного каскадного процесса можно привлечь данные тех же авторов<sup>2</sup> о зависимости между угловым распределением (в проекции) и числом тяжёлых ( $N_h$ ) или ливневых ( $n_s$ ) частиц в ливне

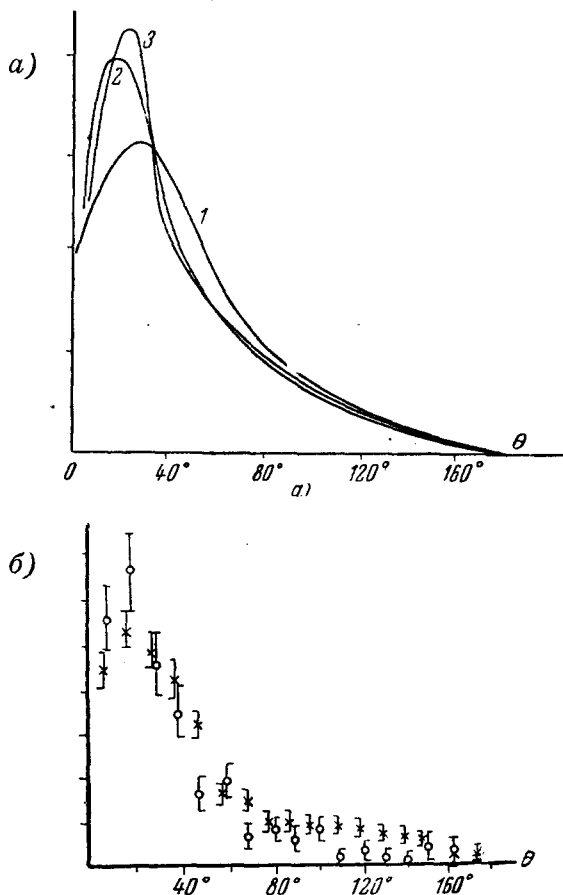


Рис. 9. Угловые распределения ливневых частиц для различных ливней на высоте 20,5 км по данным<sup>19</sup>. По оси абсцисс отложен угол  $\theta$  (в проекции) относительно направления движения первичной частицы.

а) Ливни с различным числом релятивистских частиц  $n_s$ : 1 —  $n_s = 1 \div 3$ , 2 —  $n_s = 4 \div 7$ , 3 —  $n_s \geq 8$ .

б) Ливни с различным числом тяжёлых частиц  $N_h$ :  $\bigcirc N_h \leq 6$ ,  $\times N_h \geq 7$ .

(рис. 9, а и 9, б). Повидимому, некоторое влияние внутриядерного каскада по данным рис. 9, а можно действительно обнаружить, однако судить о том, насколько будет нарушено этим фактором исходное предположение об изотропии в счт — сказать

трудно. Попутно отметим, что распределения, изображённые на рис. 9, а и 9, б не дают правильного представления о средних углах отклонения мезонов относительно направления первичных частиц. Более правильное представление даёт заимствованное из работы <sup>78</sup> распределение, приведённое на рис. 10, где углы отсчитываются не в проекции, а в пространстве и ординаты отнесены к одинаковым интервалам телесных, а не плоских углов.

Остановимся вкратце на результатах, полученных с камерой Вильсона. Прежде всего надо иметь в виду, что получаемые этим методом угловые распределения довольно сильно различаются как для опытов с различными установками, так и для данных, получаемых при помощи фотопластинок. И то и другое обстоятельство связано со значительной дискриминацией, вносимой в изучаемое явление управляющей системой счётчиков и геометрическими условиями опыта, а также трудностью отделения сравнительно медленных протонов по их ионизирующей способности. По этим причинам результаты, полученные для определённого вещества на разных установках (см., например, данные Чанга <sup>47</sup> и Грина <sup>73</sup>), отличаются друг от друга значительно больше, чем данные по разным веществам на одной и той же установке.

На основании большинства измерений, проведённых с лёгкими (Be, C) и тяжёлыми (Pb) веществами в сопоставимых условиях, можно считать, что средние углы разлёта мезонов отличаются незначительно. Наиболее интересные сведения были получены в одной из последних работ <sup>74</sup>, авторы которой специально выясняли вопрос об изотропии углового распределения в счт. Пользуясь соотношением (7), они объединяли по группам ливни из C и Pb\*) и строили для каждой группы (в двойном логарифмическом масштабе) зависимость между величинами  $\text{tg } \theta$  и  $\frac{f(\theta)}{1-f(\theta)}$ . Слабое отклонение полученных кривых от прямых линий с крутизной, близкой к двум, служило критерием правильности исходного предположения об изотропии в счт (авторы специально убе-

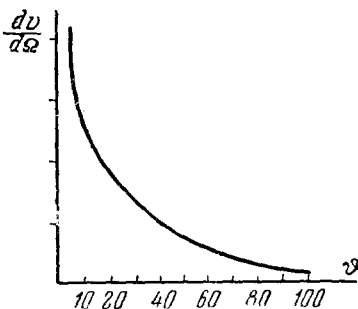


Рис. 10. Среднее угловое распределение дивергентных частиц на высоте 3,3 км по данным <sup>31</sup>. По оси абсцисс отложен угол  $\theta$  (в пространстве) относительно направления первичной частицы, по оси ординат — число случаев, отнесённое к единице телесного угла.

\*) В каждую группу входили ливни с примерно одинаковыми значениями средних углов разлёта частиц.

дились, что распределение вида  $\cos^2 \theta_0$  в счт привело бы к сильному отклонению от указанных прямых линий). Определяя (по положению прямых линий) значения  $\gamma_c$ , авторы убедились в том, что для С и Рb эти значения, измеряемые десятками *Бэв*, отличаются мало (примерно в 1,5 раза при значениях  $\theta < 25^\circ$ ), что служит указанием на слабое влияние ядерно-каскадного процесса в ядре Рb.

В заключение остановимся на угловом распределении мезонной компоненты в атмосфере. Если наблюдать на некотором уровне  $x_0$  интенсивность потока  $\mu$ -мезонов с энергией выше заданной ( $E_0$ ) под заданным углом к вертикали  $\varphi$ , то она будет определяться следующими факторами:

- а) законом поглощения ядерно-активной компоненты по мере увеличения глубины;
- б) угловым рассеянием  $\pi$ -мезонов в точке их генерации;
- в) угловым рассеянием  $\mu$ -мезонов при распаде  $\pi$ -мезонов;
- г) многократным угловым рассеянием  $\mu$ -мезонов на их пути в атмосфере;
- д) распадом и ионизационным торможением  $\mu$ -мезонов (на том же пути), а также их спектром в точке генерации.

Нетрудно видеть, что основными являются именно первый и последний факторы, особенно при достаточно больших энергиях  $E_0$ . При этом, в отличие от случая углового распределения ядерно-активной компоненты, существенным может оказаться поглощение этой компоненты на нескольких первых пробегах ядерного взаимодействия в атмосфере, где роль тяжёлых ядер первичного излучения довольно значительна. Расчёт, проведённый нами без учёта факторов б), в) и г) и при некоторых простейших предположениях относительно закона поглощения первичного излучения в атмосфере и относительно спектра генерации мезонов  $G(E)$ , привёл к следующим результатам:

1. Если обычную кривую поглощения ядерно-активных частиц  $\exp\left(-\frac{x}{125 \text{ г/см}^2}\right)$  экстраполировать вплоть до границы атмосферы, то при всех разумных допущениях о виде функции  $G(E)$  получается угловое распределение мезонов значительно более крутое, чем даёт опыт ( $\cos^5 \varphi$  вместо  $\cos^2 \varphi$ ), начиная с энергии  $E_0 = 2 \text{ Бэв}$  и выше.

2. Какого-либо согласия расчётного распределения с экспериментальным нельзя добиться и в том случае, если считать, что энергия, заключённая в тяжёлых ядрах и равная примерно половине всей энергии первичного излучения, поглощается с глубиной вначале значительно быстрее, чем для протонов, а затем столь же быстро, и в обоих случаях спектр мезонов таков же, как и для протонов.

3. Тот факт, что при самых больших из использованных в расчёте энергиях  $E$  расхождение с опытным угловым распределением



не сглаживается, указывает, что источником этого расхождения нельзя считать пренебрежение факторами б), в) и г).

Повидимому, наиболее правдоподобным объяснением указанного расхождения расчёта с экспериментом является то, что спектр генерации мезонов  $G(E)$ , полученный методом фотопластинок<sup>78</sup>, отличается от воздушного спектра сильнее, чем это обычно считается на основании анализа высотного хода мезонов.

## 5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР МЕЗОНОВ

Существующие данные о спектрах  $\pi$ -мезонов, возникающих при ядерных взаимодействиях, можно разделить на три основные группы:

- а) прямые данные для взаимодействий с определённым значением первичной энергии, полученные при помощи ускорителей;
- б) прямые данные, полученные с различной аппаратурой при исследовании генерации мезонов всей ядерно-активной компонентой космических лучей;
- в) косвенные данные, полученные в основном путём анализа спектра и кривых поглощения одиночных мезонов в атмосфере и в плотном веществе.

Данные, полученные с ускорителями, позволяют не только определить спектр мезонов при заданной первичной энергии, но и выяснить зависимость этого спектра от вещества мишени и угла испускания мезонов. Соответствующие результаты, известные из литературы<sup>49, 50, 75, 76</sup> в основном для протонов с энергиями  $340 \div 380$  Мэв\*), представлены на рис. 11. При переходе от водорода к более тяжёлым мишеням наиболее вероятное значение энергии  $\pi$ -мезонов сначала резко, а затем более медленно смещается в сторону малых энергий. При этом положение водородного максимума определяется большим сечением реакции  $p + p \rightarrow d + \pi^+$ , а в других случаях сравнительно небольшое влияние атомного номера сказывается, повидимому, за счёт вторичных взаимодействий нуклонов и  $\pi$ -мезонов внутри ядра, о чём говорилось уже в связи с вопросом о множественности генерации.

При переходе от малых углов вылета к большим (в лабораторной системе) наиболее вероятная и средняя энергии мезонов также снижаются, что связано, в конечном счёте, с законом сохранения импульса. При этом, как показано в<sup>77</sup>, импульсное распределение нуклонов в ядре сказывается на спектрах для больших углов весьма существенным образом, так что анализ эксперимен-

\*) Недавние опыты с космотроном<sup>4,52</sup> пока не дали сколько-нибудь подробных сведений о спектрах мезонов.

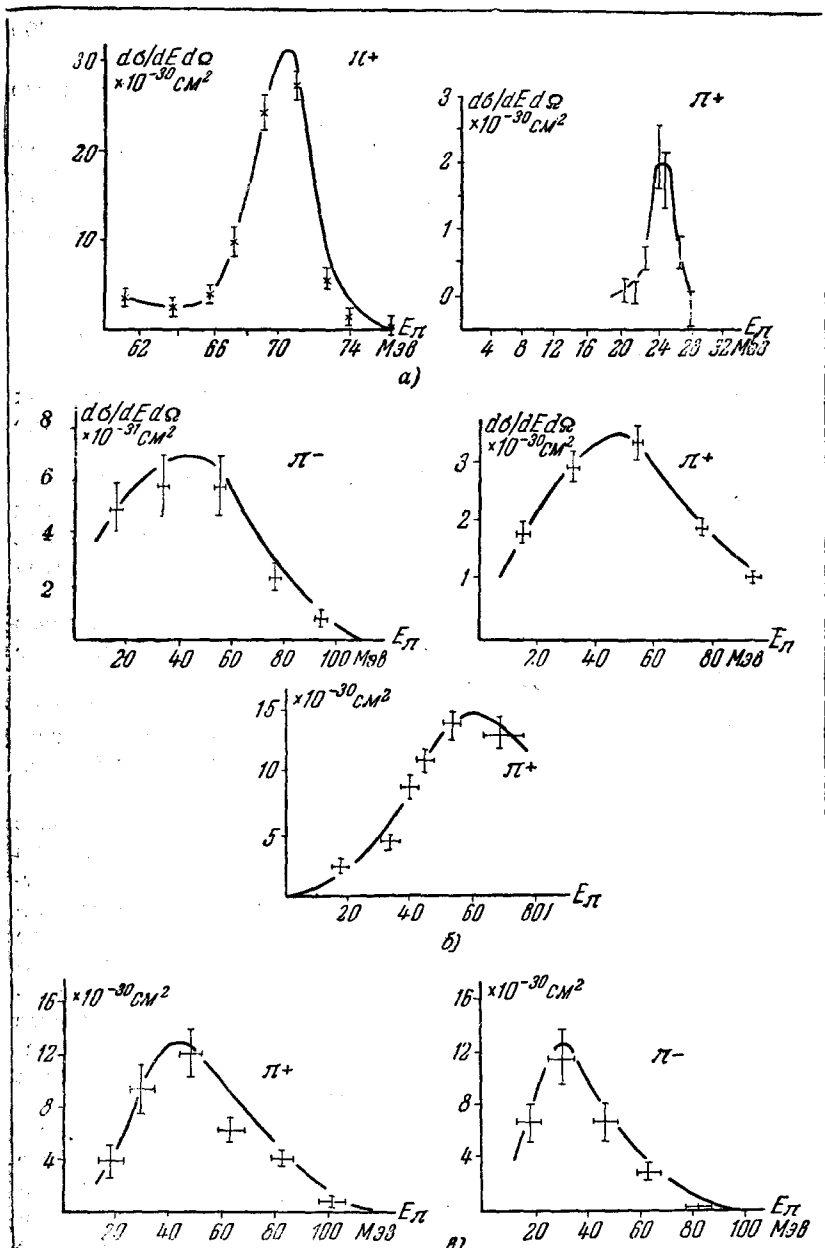


Рис. 11. Энергетические спектры  $\pi$ -мезонов, рождённых протонами с энергией  $340 \pm 380$  Мэв на различных ядрах и для различных углов  $\theta$  (по данным <sup>49, 50, 75, 76</sup>): а — спектры для водорода ( $\pi^+$ )  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 60^\circ$ ; б — спектры для углерода ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ),  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$ ; в — спектры для свинца ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ),  $\theta = 90^\circ$ .  $E_\pi$  — кинетическая энергия  $\pi$ -мезона.

тальных данных позволяет даже проверить то или иное предположение о форме импульсного распределения нуклонов в ядрах \*).

Наиболее подробные сведения об энергетических соотношениях, относящихся к процессу образования мезонов в космических лучах, получены методом фотопластинок, которые дают возможность подсчитать в известных пределах энергию, выделяемую в элементарном акте всеми заряженными частицами, вплоть до самых медленных. Оказывается<sup>2</sup>, что для «звёзд», рождённых протонами с энергией от 0,5 до 10 *Бэв*, энергетический баланс выглядит следующим образом. При средней энергии первичной частицы  $2,7 \pm 0,15$  *Бэв* частицы с «чёрными» следами (с ионизацией  $I \geq 7I_{\text{мин}}$ ) уносят с собой лишь около 0,2 *Бэв*, причём в эту группу отнесены также нейтроны с энергией  $E < 2,5$  *Мэв*. Частицы с «серыми» следами ( $1,4I_{\text{мин}} \leq I < 7I_{\text{мин}}$ ) и нейтроны надлежащей энергии уносят 0,85 *Бэв* (из них на  $\pi$ -мезоны приходится только 10%) и, наконец, ливневые частицы ( $I < 1,4I_{\text{мин}}$ ) уносят 1,6 *Бэв*, т. е. 60% всей энергии. При этом основная доля энергии ливневых частиц связана с  $\pi$ -мезонами, а протоны большой энергии ( $E > 1,6$  *Бэв*) вместе с соответствующей частью нейтронов вылетают примерно лишь в 6% случаев. Между тем для лёгких ядер распределение энергии между вторичными нуклонами и мезонами существенно изменяется в пользу нуклонов. Основанием для этого утверждения служат косвенные данные, полученные Верновым и его сотрудниками (см. <sup>5,9</sup> и <sup>1</sup>) из анализа энергетических соотношений между первичным и различными компонентами вторичного космического излучения, изученными на разных широтах и по всей глубине атмосферы \*\*). Основные результаты этого анализа сводятся к следующему:

1. Первичные протоны со средней энергией 3 *Бэв* рождают мезоны, как правило, лишь в первом акте ядерного взаимодействия, причём с мезонами в этом акте уносится около 30% всей энергии (из них с заряженными мезонами — около половины).

2. Протоны более высокой энергии (во всяком случае, начиная с 7 *Бэв* и, по видимому, вплоть до 1000 *Бэв*) рождают мезоны уже в нескольких последовательных ядерных взаимодействиях, однако в каждом из этих актов на мезоны уходит попрежнему не более 30% энергии; около 70% остаётся у одного вторичного нуклона.

После этих общих соотношений рассмотрим прямые и косвенные данные относительно вида  $\pi$ -мезонного спектра, полученные различными методами и в несколько различных условиях наблюдения.

\*) Автор <sup>77</sup> приходит к выводу, что это распределение близко к гауссовому.

\*\*\*) Существенными для изложенных ниже результатов являются практически глубины, ограниченные стратосферой.

При помощи фотопластинок, экспонированных на высоте 20,5 км, Камерини с сотрудниками<sup>78</sup> определили спектр  $\pi$ -мезонов, рождённых в «звёздах» различного типа. Этот спектр, изображённый на рис. 12, непосредственно определён в интервале энергий 30 — 1500 Мэв. Данные для более низких энергий не очень показательны, ибо они относятся только к остановившимся в фотоэмульсии  $\pi$ -мезонам и, например, в работе<sup>28</sup> тот же участок спектра

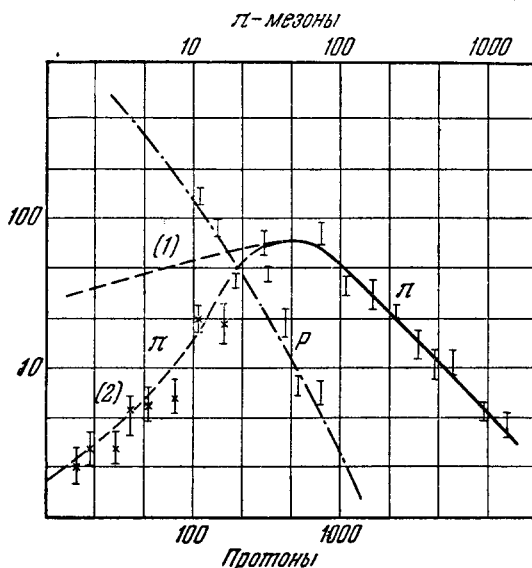


Рис. 12. Дифференциальные энергетические спектры  $\pi$ -мезонов и протонов, образованных в «звёздах» в фотоэмульсии. (Спектр протонов построен по данным<sup>78</sup>, спектр  $\pi$ -мезонов — по данным<sup>28</sup> и<sup>78</sup>.) По оси абсцисс отложены кинетические энергии (в Мэв), внизу — для протонов,верху — для мезонов.

выглядит совершенно иначе (см. пунктирную кривую (1) на рис. 12)\*. Для более высоких энергий спад спектра становится, повидимому, более крутым (по закону  $E_n^{-2,5}$  вместо  $E_n^{-1,5}$ , где  $E_n$  — полная энергия  $\pi$ -мезона), хотя этот результат получен только косвенным путём (экстраполяция протонного спектра и подсчёт общего числа ливневых частиц). Путём разделения «звёзд» на группы с разным числом тяжёлых частиц авторы<sup>78</sup> пытались исследовать зависимость вида спектра от атомного номера, но какой-либо заметной зависимости этим способом не обнаружили.

\*) Опыты<sup>28</sup> ставились на большей высоте (> 26 км), где могло сказываться как геомагнитное «обрезание» спектра первичного излучения, так и наличие тяжёлых ядер.

Изучение  $\pi$ -мезонного спектра для ядерных взаимодействий, в среднем, более высокой энергии (в электронно-ядерных ливнях) проводилось методом камеры Вильсона<sup>34, 55, 79</sup> и даже с годоскопом<sup>80</sup>. В большинстве случаев импульсы частиц определялись магнитным анализом (в годоскопе<sup>80</sup> измерялся угол отклонения в намагниченном железе), в работе<sup>79</sup> был использован метод многократного рассеяния в пластинах, разработанный количественно в работе<sup>81</sup>. Полученные в перечисленных работах данные о мезонном спектре менее надёжны, чем фотопластиночные, как из-за трудностей разделения мезонов и протонов, так и вследствие различных аппаратурных эффектов, искажающих вид спектра, особенно при малых энергиях. Тем не менее качественное изменение общего характера спектра, заключающееся в повышении как средней, так и наиболее вероятной энергии  $\pi$ -мезонов по сравнению со спектром Камерини в несколько раз, следует считать вполне реальным фактом. Это основное отличие связано, очевидно, с наличием некоторого, довольно высокого энергетического «порога» для генерирующей компоненты, задаваемого управляющей системой счётчиков. Ещё более скудными являются данные, относящиеся к сопоставлению спектров для тяжёлых (Pb) и лёгких (CH<sub>2</sub>) веществ, однако на них следует всё-таки обратить внимание, поскольку разные вещества исследовались в одной и той же установке<sup>36</sup>. Получено указание на то, что при переходе от тяжёлого вещества к лёгкому имеет место некоторое повышение средней энергии мезонов. Этот результат можно довольно естественным образом объяснить за счёт снижения роли вторичных взаимодействий внутри ядра.

Как видно из предыдущего, основными пробелами в полученных прямыми методами сведениях о спектрах генерации  $\pi$ -мезонов являются, во-первых, сравнительно небольшой диапазон изучавшихся энергий, во-вторых, почти полное отсутствие результатов, относящихся к лёгким ядрам, и, наконец, отсутствие достаточно определённых сведений о зависимости вида спектра от энергии генерирующей частицы и от угла вылета мезона.

Для того чтобы в какой-то степени компенсировать эти пробелы, имеет смысл привлечь косвенные, хотя и не всегда однозначные, данные, связанные с изучением свойств и поведения мезонной компоненты в атмосфере и в плотных средах.

Одним из таких исследований являются опыты по изучению так называемых переходных эффектов медленных мезонов, т. е. явлений, связанных с изменением роли распадных процессов при переходе космического излучения из атмосферы в плотную среду. Опыты ставились одним из следующих методов:

- 1) запаздывающие совпадения со счётчиками<sup>82, 83, 62</sup>;
- 2) годоскоп с магнитным полем (масс-спектрометр Алиханяна<sup>84</sup>);
- 3) фотопластинки<sup>85, 86</sup>.

Выполненные ещё в 1947 — 1949 гг. опыты автора и его сотрудников (метод запаздывающих совпадений) позволили качественным образом установить наличие переходного эффекта для остановившихся  $\mu$ -мезонов, особенно сильного для положительных мезонов. Интерпретация этих результатов состояла в том, что должен существовать источник локальной генерации медленных  $\mu$ -мезонов на высотах гор, связанный с распадом других ядерно-активных мезонов ( $\pi$ -мезоны), которые обладают средней энергией порядка 100 *Мэв* и генерируются, в свою очередь, в основном нейтронами сравнительно небольших энергий (до 1 *Бэв*).

Результаты, полученные позднее на масс-спектрометре <sup>84</sup>, уже дают возможность произвести количественную проверку того или иного предположения о спектре генерации медленных  $\pi$ -мезонов разного знака, что и было выполнено с помощью соответствующих расчётов Саакяном <sup>87</sup>. Ещё более точные и подробные сведения о переходном эффекте остановившихся мезонов (для перехода из атмосферы в лёд) были получены в опытах с фотопластинками <sup>85, 86</sup>, и эти данные позволяют не только проверять вид спектра, но и делать определённые заключения о соотношении прямого и обратного потоков медленных  $\pi^+$ -мезонов.

Основной результат всех перечисленных работ по переходному эффекту состоит в следующем: для самых различных веществ спектр генерации мезонов всей ядерно-активной компонентой космического излучения (на высотах гор) в области малых энергий мало отличается от спектра, полученного Камерини <sup>78</sup>.

Вторым способом изучения спектров генерации  $\pi$ -мезонов, пригодным только для лёгких ядер (воздух), но зато в значительно более широком диапазоне энергий, является изучение спектров  $\mu$ -мезонной компоненты на различных высотах. Серьёзным преимуществом этого метода является значительно более определённая связь между пробегом и энергией мезонов (отпадает вопрос об учёте ядерных взаимодействий  $\pi$ -мезонов), но зато необходимо добиваться значительно большей статистической точности всех измерений, ибо относительная роль локальной генерации для быстрых мезонов значительно меньше, чем для медленных.

Задача определения спектра генерации по высотному ходу  $\mu$ -мезонной компоненты решалась двумя разными методами. Сандс <sup>88</sup> пользовался интегральным уравнением вида:

$$F(R, x) = \int_0^{x - \frac{s}{\lambda_{\pi}}} e^{-\frac{s}{\lambda_{\pi}}} G(R + x - s) \omega(R, x, s) ds, \quad (9)$$

где  $F(R, x)$  — спектр пробегов на глубине  $x$ ,  $\lambda_{\pi}$  — пробег для поглощения ядерно-активной компоненты в атмосфере,  $G(R)$  — искомый спектр генерации (Сандс находил его путём «подгонки» под экспериментальные значения спектров  $F(R, x)$ ),  $\omega$  — инте-

гральная вероятность прохождения  $\mu$ -мезоном данного участка своего пробега без распада.

Гарибян и Гольдман<sup>89</sup> исходили из дифференциального кинетического уравнения в переменных  $p$  (импульс) и  $t$  (время) вместо  $R$  (пробег) и  $s$  (толщина воздушного слоя):

$$G_{\mu} [p, x(t)] = -v \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial p} \left[ \frac{dE}{dx} F \right] + \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\tau_0} F. \quad (10)$$

Физический смысл отдельных членов правой части состоит в учёте, соответственно, эффектов изменения со временем потока мезонов за счёт их простого перемещения, ионизационного торможения и распада\*).

После пересчёта полученного спектра  $G_{\mu}$  на спектр генерации  $\pi$ -мезонов (в выбранных авторами переменных эти спектры различаются сильно) получается, точно так же как и у Сандса, спектр, который практически не отличается от спектра Камерини, однако нормировочная постоянная по данным<sup>89</sup> получается на высотах гор примерно вдвое больше, чем у Сандса.

Зная нормированный спектр генерации  $\pi$ -мезонов на некотором уровне, можно сопоставить его с соответствующим спектром ядерно-активной компоненты. Подобное сопоставление проведено на рис. 13 для интегральных энергетических спектров и для уровня  $x=670 \text{ г/см}^2$ , причём нормировочная постоянная мезонного спектра отнесена к толщине ядерного пробега ( $65 \text{ г/см}^2$  воздуха) и к средним кратностям генерации  $k=1$  и  $k=2$  в каждом элементарном акте генерации. Кратность  $k=2$  ближе отвечает экспериментальным данным, ибо по данным<sup>88</sup>, например, средняя кратность генерации мезонов во всей атмосфере составляет 5,7 (на одну частицу первичного излучения), а по данным<sup>1</sup> среднее число актов генерации в атмосфере равно 3.

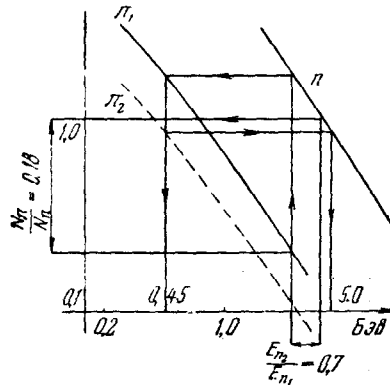


Рис. 13. Сопоставление интегральных энергетических спектров для генерации заряженных  $\pi$ -мезонов (по данным<sup>13</sup>) и для ядерно-активной компоненты на глубине  $670 \text{ г/см}^2$  (по данным раздела 3).  $\pi_1$  — интегральный спектр мезонов, нормированный к толщине генерирующего слоя  $65 \text{ г/см}^2$  при кратности процесса  $n=1$ ;  $\pi_2$  — то же самое, но при кратности  $n=2$ ;  $n$  — интегральный спектр ядерно-активной компоненты. Стрелками показано сопоставление участков спектра мезонов и нуклонов с равной интенсивностью и с равной энергией.

\*) Специально проведённое исследование показало, что влиянием кулоновского рассеяния можно пренебречь при импульсах выше  $10^8 \text{ эв/с}$ .

Сопоставление построенных указанным путём мезонных и нуклонных спектров можно проводить двояким образом. Во-первых, можно сопоставить энергии спектральных участков одинаковой интенсивности и тогда (при  $k=2$ ) видно, что средняя энергия рождаемых в каждом акте мезонов примерно в 10 раз меньше энергии нуклона, а полная отдача энергии в заряженные мезоны составляет около 20% \*). Во-вторых, можно сопоставить интенсивности спектральных участков равной энергии и тогда видно, что  $\pi$ -мезоны составляют около 15% от потока нуклонов соответствующей энергии.

Такое соотношение уже вполне достаточно, чтобы существенно (примерно в 1,5 раза) изменить пробег для поглощения ядерно-активной компоненты в плотном веществе по сравнению с воздухом, где энергия, выделяемая в мезоны, уходит из сферы ядерно-каскадного процесса необратимым путём.

Подводя итог работам, посвящённым сопоставлению мезонных спектров для тяжёлых и лёгких ядер, можно утверждать, что какой-либо существенной разницы непосредственно обнаружить не удалось, однако сравнение проводилось обычно в различных, трудно сопоставимых условиях опыта.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, ДАН **94**, 835 (1954).
2. U. Camerini, J. H. Davies, P. H. Fowler и др., *Phil. Mag.* **42**, 1241 (1951).
3. S. B. Jones, R. S. White, *Phys. Rev.* **78**, 12 (1950).
4. W. B. Fowler, R. P. Schutt и др., *Phys. Rev.* **91**, 758 (1953).
5. С. Н. Вернов, А. М. Куликов, А. Н. Чарахчьян, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 13 (1953).
6. M. L. Vidale, M. Schein, *Nuovo Cim.* **8**, 774 (1951).
7. С. А. Азимов, Н. А. Добротин, А. Л. Любимов и К. П. Рыжкова, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 80 (1953).
8. R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King, C. F. Powell, *Phil. Mag.* **10**, 862 (1949).
9. Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 21 (1953).
10. *Pr. gress in Cosmic Ray Physics*. Amsterdam, 1952.
11. Н. М. Кочарян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, С. Д. Кайтмазов, ДАН Арм. ССР, **47**, 33 (1953).
12. M. G. Mylroie, J. G. Wilson, *Proc. Phys. Soc. (A)*, **64**, 404 (1951).
13. W. L. Whittemore, R. P. Schutt, *Phys. Rev.* **86**, 940 (1952).
14. E. P. George, *Nuovo Cim.* **6**, 531, 1949; *Proc. Phys. Soc. (A)*, **62**, 243 (1949).
15. B. P. Gregory, J. H. Tinlot, *Phys. Rev.* **81**, 667, 675 (1951).
16. F. E. Froehlich, E. M. Harth, K. Sitte, *Phys. Rev.* **87**, 504 (1952).
17. M. B. Gottlieb, *Phys. Rev.* **82**, 349 (1951).
18. R. V. Adams, C. D. Anderson, P. E. Lloyd, R. R. Rau, R. C. Saxena, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 334 (1948).

\*) Последний результат уже не зависит от выбора значения  $k$ .



19. Н. Л. Григоров, ДАН **76**, 381 (1951).
20. В. Rossi, Rev. Mod. Phys. **20**, 537 (1948) (перевод УФН **38**, 222, 1949).
21. С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах. Гос-техиздат, 1948.
22. А. М. Балдин и В. В. Михайлов, УФН **44**, 200 (1951).
23. R. M. Littauer, D. Walker, Phys. Rev. **86**, 838 (1952).
24. А. И. Алиханов, УФН **50**, 481 (1953).
25. D. Lal, Y. Pal, B. Peters, Phys. Rev. **92**, 438 (1953).
26. H. S. Bridge, C. Peyrou, B. Rossi, R. Safford, Phys. Rev. **90**, 921 (1953).
27. W. B. Fretter, Phys. Rev. **83**, 1053 (1951).
28. H. Yagoda, Phys. Rev. **85**, 891 (1952).
29. A. Bonetti, N. Dallaporta, M. Merlin, G. Dascola, Nuovo Cim. **10**, 215 (1953).
30. H. Sagane, W. Dudziak, Phys. Rev. **92**, 212 (1953).
31. D. L. Clark, Phys. Rev. **87**, 157 (1952).
32. S. Gasiorowicz, Phys. Rev. **93**, 843 (1954).
33. P. H. Fowler, Phil. Mag. **41**, 169 (1950).
34. Н. Биргер, Г. Жданов, В. Полюнов, С. Славатинский, ЖЭТФ **20**, 478 (1950); С. А. Азимов, Н. Г. Биргер, В. Н. Полюнов, С. А. Славатинский, ДАН **85**, 287 (1952).
35. E. Fermi, Progr. Theor. Phys. **5**, 570 (1950).
36. L. S. Osborne, Phys. Rev. **81**, 239 (1951).
37. S. Biswas, V. D. Hopper, Phys. Rev. **86**, 209 (1952).
38. И. Л. Розенталь и Д. С. Чернавский, УФН **52**, 185 (1954).
39. G. Cosconi, Phys. Rev. **93**, 1107 (1954).
40. M. F. Kaplan, D. M. Ritson, Phys. Rev. **85**, 900, 932 (1952).
41. A. Y. Hartzler, Phys. Rev. **82**, 359 (1951).
42. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 51 (1953).
43. Б. И. Верховский, Н. А. Добротин, И. И. Левинтов, Г. С. Ходаков, ДАН **77**, 1007 (1951).
44. A. B. Weaver, Phys. Rev. **90**, 86 (1953).
45. O. Kusumoto, S. Miyake, K. Suga, Y. Watase, Phys. Rev. **90**, 998 (1953).
46. A. Lovati, A. Mura, G. Salvini, G. Tagliaferri, Phys. Rev. **77**, 284 (1950); Nuovo Cim. **7**, 36 (1950).
47. W. Y. Chang, G. del Castelle, L. Grodzins, Phys. Rev. **84**, 582, 584 (1951).
48. W. D. Walker, N. M. Duller, J. D. Sorrels, Phys. Rev. **86**, 865 (1952).
49. C. Richman, H. A. Wilcox, Phys. Rev. **78**, 496 (1950); C. Richman, M. Weissbluth, H. A. Wilcox, Phys. Rev. **85**, 161 (1952).
50. M. M. Block, S. Passman, W. W. Havens, Phys. Rev. **83**, 167 (1951).
51. H. Bradner, D. J. O'Connell, B. Rankin, Phys. Rev. **79**, 720 (1950).
52. W. B. Fowler, R. P. Schutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Bull. Am. Phys. Soc. **28**, 55 (1953).
53. J. C. Barton, E. P. George, A. C. Jason, Proc. Phys. Soc. **64A**, 175 (1951).
54. М. Дайон, ДАН **86**, 1093 (1952); Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 92 (1953).
55. G. F. Chew, J. L. Steinberger, Phys. Rev. **78**, 86, 497 (1950).
56. C. C. Butler, W. G. V. Rosser, K. H. Barker, Proc. Phys. Soc. (A), **63**, 145 (1950); K. H. Barker, C. C. Butler, Proc. Phys. Soc. (A), **64**, 4 (1951).
57. D. A. Glaser, B. Hammermesh, G. Safonov, Phys. Rev. **80**, 625 (1950).

58. D. E. Caro, J. K. Parry, H. D. Rathgeber, *Nature* **165**, 688 (1950); *Austr. Journ. Scient. Res.* **4A**, 16 (1951).
59. А. И. Алиханов и Г. П. Елисеев, *ЖЭТФ* **25**, 363 (1953).
60. Н. М. Кочарян, Г. С. Саакян, М. Т. Айвазян, З. А. Киракосян, С. Д. Кайтмазов, *ЖЭТФ* **23**, 532 (1952).
61. B. C. Owen, J. G. Wilson, *Proc. Phys. Soc. (A)*, **64**, 417 (1951).
62. Г. Б. Жданов и А. А. Хайдаров, *ДАН* **71**, 33 (1950).
63. I. F. Quercia, B. Rispoli, S. Sciuti, *Phys. Rev.* **73**, 516 (1948); **78**, 824 (1950).
64. H. A. Mørgewitz, M. H. Shamos, *Phys. Rev.* **92**, 134 (1953).
65. Д. В. Скобельцын, *Сб. Памяти С. И. Вавилова*, стр. 292. Изд. АН СССР, 1952.
66. V. Peterson, E. Illoff, D. Sherman, *Phys. Rev.* **84**, 372 (1951).
67. E. Fermi, *Phys. Rev.* **81**, 683 (1951).
68. E. Pickup, L. Vouvodic, *Phys. Rev.* **82**, 265 (1951).
69. T. F. Hoang, *J. Phys. Rad.* **14**, 335 (1953); **15**, 337 (1954).
70. C. C. Dilworth, S. J. Coldsack, T. F. Hoang, L. Scarsi, *Nuovo Cim.* **10**, 1261 (1953).
71. J. J. Lord, J. Fainberg, M. Schein, *Nuovo Cim.* **7**, 774 (1950).
72. U. Camerini, J. H. Davies, C. Franzinetti, W. O. Lock, D. H. Perkins, G. Yekutieli, *Phil. Mag.* **42**, 1261 (1951).
73. J. R. Green, *Phys. Rev.* **80**, 832 (1950).
74. N. M. Duller, W. D. Walker, *Phys. Rev.* **93**, 215 (1954).
75. M. N. Whitehead, C. Richman, *Phys. Rev.* **83**, 855 (1951).
76. W. F. Cartwright, *Phys. Rev.* **82**, 460 (1951).
77. E. M. Henley, *Phys. Rev.* **85**, 204 (1952).
78. U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock, H. Muirhead, *Phil. Mag.* **41**, 413 (1950).
79. G. Damm, *Phys. Rev.* **89**, 826 (1953).
80. R. L. Cool, O. Piccioni, *Phys. Rev.* **87**, 531 (1952).
81. M. Annis, H. S. Bridge, S. Olbert, *Phys. Rev.* **89**, 1216 (1953).
82. Г. Б. Жданов и А. А. Наумов, *ЖЭТФ* **19**, 273 (1949).
83. А. Абдуллаев, Г. Жданов, Ю. Каменецкий, А. Наумов, А. Хайдаров, *ЖЭТФ* **20**, 673 (1950).
84. В. Ш. Камалян, *ДАН* **95**, 1169 (1954).
85. J. V. Harding, *Phil. Mag.* **42**, 651 (1951).
86. J. V. Harding, D. H. Perkins, *Nature* **164**, 285 (1949).
87. Г. С. Саакян, *Изв. АН Арм. ССР* **6**, 65 (1954).
88. M. Sands, *Phys. Rev.* **77**, 180 (1950).
89. Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман, *ЖЭТФ* **26**, 257 (1954).