

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

**ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЯВЛЕНИЙ, ПРОИСХОДЯЩИХ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ**

*Бруно Росси *)*

ОТ РЕДАКЦИИ

Статья Б. Росси представляет собой более или менее систематический обзор, в основном посвящённый результатам экспериментальных исследований неэлектромагнитного взаимодействия частиц космических лучей с веществом. В то время как теория электромагнитного взаимодействия хорошо разработана **), главным образом усилиями советских физиков, теория ядерных сил находится ещё в крайне неудовлетворительном состоянии. Несомненно, что такое положение теории связано со скучностью и ненадёжностью эмпирического материала, относящегося к этой области. Имеющиеся в литературе данные отрывочны, неполны и зачастую противоречивы. Поэтому попытка дать сводку опытных фактов, касающихся ядерного взаимодействия частиц космических лучей, представляется весьма желательной.

Большим недостатком статьи Росси является то обстоятельство, что автор полностью обходит молчанием работы советских учёных, внесших весьма значительный вклад в науку о космических лучах. К числу работ первостепенной важности следует отнести открытие варитронов А. И. Алихановым и А. И. Алиханяном, исследования космических лучей в стратосфере, произведённые С. Н. Верновым, а также открытие и изучение участниками высокогорной экспедиции (руководитель Н. А. Добротин) фундаментального процесса в космических лучах — генерации «особых ливней».

Для того чтобы хотя бы частично восполнить эти существенные пробелы статьи, редакция сочла целесообразным дополнить её указаниями на наиболее важные работы советских учёных, относящиеся к тому кругу явлений, который обсуждается в статье.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей статье описываются основные эксперименты по изучению космических лучей и делается попытка расположить их результаты в логической последовательности.

*) *Reviews of Modern Physics* 20, № 3 (1948). Перевод П. Е. Кунина и И. Л. Розенталя.

**) См., например, книги: С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Гос. изд-во техн.-теор. литературы, 1948 г. и Б. Росси и К. Грейзен, Взаимодействие космических лучей с веществом, ГИИЛ, 1948 г.

В статье рассматриваются не все явления в космических лучах. Например, не затрагиваются вопросы, связанные с атмосферными ливнями, а геомагнитные явления обсуждаются только качественно. Здесь не освещается исторический ход развития науки о космических лучах. Поэтому автор приносит свои извинения за отсутствие ссылок на соответствующие работы.

I. НЕКОТОРЫЕ КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ДАННЫЕ О КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

1. Определения

Космические лучи, наблюдаемые нами в атмосфере, содержат электроны, фотоны, мезоны (возможно, различных сортов), протоны, нейтроны и тяжёлые ядерные осколки.

Электронная и фотонная компоненты тесно связаны между собой, так как если имеются электроны, то фотоны генерируются посредством тормозного излучения так же, как и фотоны, рождают электронно-позитронные пары. Таким образом, электроны и фотоны образуют одну компоненту, которую в последующем мы назовём электронной компонентой космических лучей. Хорошо известно, что кривая, представляющая число совпадений между двумя и более счётчиками Гейгера-Мюллера, установленными по вертикальной прямой, в функции толщины свинца, помещённого между ними, претерпевает резкое изменение в наклоне при толщине, близкой к 10 см. Будучи очень крутой для малых толщин, она делается более пологой для больших. Этот факт обусловлен присутствием в космических лучах электронов, которые быстро поглощаются. Независимо от его интерпретации он приводит к эмпирическому разделению частиц космических лучей на жёсткую и мягкую компоненты. В жёсткую компоненту включаются все частицы, способные пройти заданную толщину свинца, а к мягкой компоненте относятся все частицы, способные проникнуть через стенки счётчика, но останавливающиеся в данной толщине свинца. Выбор этой критической толщины является, конечно, до некоторой степени произвольным, и подразделение частиц космических лучей на жёсткую и мягкую компоненты имеет смысл только потому, что относительная интенсивность обеих компонент мало зависит от этого выбора.

Наблюдения прохождения частиц через свинец в камере Вильсона позволяют отличить электроны от частиц большей массы (мезоны, протоны). Действительно, для электрона вероятность излучения фотона высокой энергии в свинце значительно больше, чем для мезона или протона. Поэтому электроны испытывают большие потери энергии и имеют большую вероятность создать ливни. Так как на снимках в камере часто трудно отличить мезоны от протонов, их удобно объединить одним названием, относящимся к обоим сортам частиц. В последующем мы их будем называть проникающими.

щими частицами (независимо от их энергии). Разделение частиц космических лучей на электроны и проникающие частицы не тождественно разделению на мягкую и жесткую компоненту, так как если и верно, что жесткая компонента содержит практически только проникающие частицы, то мягкая компонента состоит не только из электронов, но также из мезонов и протонов малых энергий.

Для количественного описания различных компонент космических лучей мы определим следующие величины:

а) Интенсивность по направлению $I \cdot Id\omega d\sigma dt$ представляет число частиц данного сорта, падающих на элемент площади $d\sigma$, в течение времени dt , внутри элемента телесного угла $d\omega$, перпендикулярного $d\sigma$.

I измеряется в $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{страд}^{-1}$;

J_1 (вертикальная интенсивность) — значение I в вертикальном направлении.

б) Поток $J^2 \cdot J_1 d\sigma dt$ представляет число частиц данного сорта, пересекающих горизонтальный элемент площади $d\sigma$ сверху вниз в течение времени dt . J_1 связано с J уравнением

$$J_1 = \int J \cos \theta d\omega, \quad (1)$$

где θ — угол между вертикальным направлением и направлением $d\omega$. Интегрирование распространяется на всю верхнюю полусферу. J_1 измеряется в $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

в) Интегральная интенсивность $J_2 \cdot J_2$ определяется уравнением

$$J_2 = \int Id\omega, \quad (2)$$

где интегрирование распространяется на все направления. J_2 измеряется в $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

В этой статье используются следующие обозначения:

M — масса протона, равная $0,935 \cdot 10^9 \text{ еВ}/c^2$;

μ — масса обычного мезона, равная $10^8 \text{ еВ}/c^2$;

τ — время жизни обычного мезона, равное $2,15 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$;

c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{10} \text{ см сек}^{-1}$;

β — отношение скорости тела к скорости света;

Z — атомный номер и

A — атомный вес.

2. Жесткая и мягкая компоненты на уровне моря на геомагнитных широтах, превышающих 45°

До сих пор не было обнаружено изменения каких-либо эффектов в космических лучах с изменением геомагнитной широты от 45° до полюса (за исключением, возможно, интегральной интенсивности на очень больших высотах), поэтому мы рассмотрим в этом разделе все экспериментальные данные, полученные на широтах, больших чем 45° .

Точные измерения интенсивности жёсткой компоненты и полной интенсивности заряженных частиц (сумма мягкой и жёсткой компонент) были проделаны Грейзеном^{G3} на 50° и на высоте 259 м над уровнем моря (глубина атмосферы равна 1007 г см⁻²). Для отделения жёсткой компоненты от мягкой использовался слой свинца, толщина которого равнялась 167 г см⁻².

После внесения поправок на разницу между геометрической и эффективной длиной счётчиков Гейгера-Мюллера для жёсткой компоненты получились следующие результаты:

$$\begin{aligned} I_0 &= 0,82 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}, \\ J_1 &= 1,26 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \\ J_2 &= 1,66 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \end{aligned}$$

В вышеуказанных оценках пренебрегли уменьшением числа совпадений, обусловленным рассеянием частиц и увеличением, происходящим от ливней. Возникшие при этом ошибки могут быть оценены сравнением приведённых значений со значением этой величины, полученным Грейзеном^{G5} на установке, в которой рассеяние практически не имело значения и была введена поправка на образование ливней. Это сравнение при учёте разницы в толщинах поглотителей, использованных в обоих экспериментах (107 г см⁻² вместо 167 г см⁻², что соответствует поправке в 4%), показывает, что для учёта совместного влияния рассеяния и ливней вышеприведённые значения I_0 , J_1 и J_2 должны быть увеличены на 4%. Чтобы получить интенсивность на уровне моря (1030 г см⁻²), должна быть введена поправка примерно на 3% в противоположном направлении. С этими двумя поправками получены следующие значения для жёсткой компоненты:

$$\begin{aligned} I_0 &= 0,83 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}, \\ J_1 &= 1,27 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \\ J_2 &= 1,68 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Статистические ошибки измерений составляли около 1%. Вследствие неопределённости, связанной с различными поправками, систематические ошибки могли быть значительно больше. В отношении угловой зависимости результаты Грейзена, в согласии с предыдущими данными, показывают, что I изменяется почти как квадрат косинуса зенитного угла.

Измерение абсолютного значения полной интенсивности труднее, чем измерение интенсивности жёсткой компоненты. Вследствие присутствия в космических лучах большого количества частиц малой энергии (особенно электронов) число совпадений в телескопе при отсутствии поглотителя между счётчиками сильно зависит от толщины стенок счётчиков. Наличие какого-либо покрытия над установкой может также значительно повлиять на результаты измерений.

В экспериментах Грейзена стенки счётчиков были эквивалентны присутствию 2,3 г см⁻² латуни между эффективными объёмами

счётчиков. В результате первой серии измерений, после поправок на эффективную длину счётчиков, были получены следующие значения:

$$J_v = 1,23 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1},$$

$$J_1 = 1,93 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1},$$

$$J_2 = 2,60 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Во второй серии измерений ⁶⁵ для J_2 было получено следующее значение:

$$J_2 = 2,53 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Разница между обоими значениями, возможно, обусловливается статистической ошибкой измерения. В ином случае эта разница может быть объяснена влиянием ливней, которые были приняты во внимание во втором измерении, но не в первом. Мы будем поэтому считать

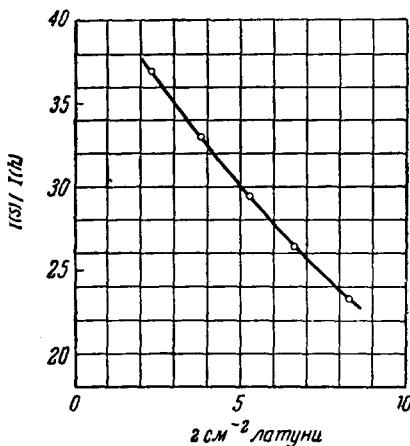


Рис. 1. Кривая поглощения «мягких» частиц космических лучей в латуни. По оси абсцисс отложен минимальный пробег мягких частиц, определяемый толщиной стенок счётчика. По оси ординат отложено отношение интенсивности мягкой компоненты к жёсткой на уровне моря.

второе значение J_2 более близким к действительному и исправим значения J_v и J_1 , полученные в 1-й серии измерений, в соответствии со значением J_2 . После введения поправки на высоту (которая для полной интенсивности составляет около 5%) мы получаем следующие значения для полной интенсивности на уровне моря и для интенсивности мягкой компоненты, измеренной при наличии $2,3 \text{ г см}^{-2}$ латуни между эффективными объёмами счётчиков:

Полная интенсивность:

$$\begin{aligned} J_v &= 1,14 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}, \\ J_1 &= 1,79 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \\ J_2 &= 2,41 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Мягкая компонента (получена как разность):

$$\begin{aligned} J_v &= 0,31 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}, \\ J_1 &= 0,52 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \\ J_2 &= 0,73 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Интенсивность мягкой компоненты в функции толщины стенок латунных счётчиков представлена на рис. 1. Эта кривая получена из измерений поглощения в графите, проведённых Грейзеном⁶⁵. Вычисление поглощения в латуни из данных по поглощению в графите основывается на сравнении средних потерь энергии электронов в обоих материалах. Рассмотренная толщина есть средняя толщина между эффективными объёмами двух крайних счётчиков для неупорядоченного распределения частиц и приблизительно равна $\pi(n-1)d/2$, где n — число счётчиков и d — толщина стенок каждого счётчика.

3. Высотный ход жёсткой и мягкой компонент на геомагнитных широтах, больших 45°

Кривая H на рис. 2 представляет вертикальную интенсивность жёсткой компоненты I_v , в функции глубины, отсчитываемой от границы атмосферы. Нижняя часть кривой (от 1030 до 616 г см $^{-2}$, т. е. от уровня моря до высоты 4300 м) основывается на измерениях Росси, Хильберри и Хога^{R4}, в которых телескоп, регистрирующий космические лучи, был хорошо защищён от боковых ливней*). Эти измерения хорошо согласуются с результатами, полученными другими авторами^{G3; B2}. Верхняя часть кривой основывается на измерениях, проведённых Гиллем, Шейном и Янгом^{G1} на шарах-зондах и самолётах. Эта кривая нормирована к значению I_v на уровне моря, данному в предыдущем разделе.

Кривая T на рис. 2 представляет полную вертикальную интенсивность в функции глубины.

Часть кривой между 616 и 250 г см $^{-2}$ основывается на измерениях, проведённых Сандсом^{S2} на самолёте. В опытах Сандса стенки счётчиков были эквивалентны 5 г см $^{-2}$ латуни, помещённой между эффективными объёмами счётчиков.

Из рис. 1 следует, что вертикальная интенсивность мягкой компоненты на уровне моря, измеряемая счётчиками с такими стенками, равна $0,25 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Измерения Сандса полной интенсивности нормированы к значению на уровне моря, равному

*.) См. также С. Азимов, В. Векслер, Г. Жданов и А. Любинов, ЖЭТФ 17, 87 (1947), (Прим. ред.).

$(0,83 + 0,25) \cdot 10^{-2} = 1,08 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Сандс не проводил измерений в интервале от 1030 до 616 г см $^{-2}$.

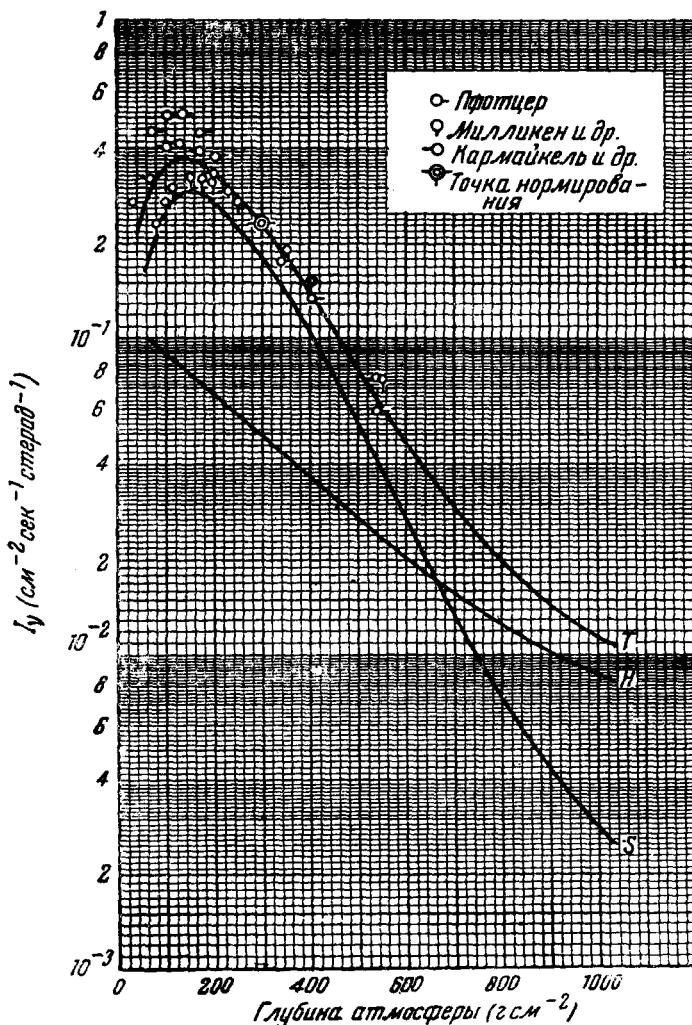


Рис. 2. Вертикальная интенсивность жёсткой компоненты (H), мягкой компоненты (S) и всей ионизующей компоненты (T), как функция глубины атмосферы на геомагнитных широтах, больших 45° . Минимальный пробег мягких частиц равен 5 г см^{-2} латуни.

Для заполнения этого пробела были использованы результаты, полученные Грейзеном на различных высотах⁶³. В этих эксперимен-

такх толщина стенок была эквивалентна $2,3 \text{ г см}^{-2}$ латуни. При построении кривой предполагалось, что изменение интенсивности мягкой компоненты с высотой между 1030 и 616 г см^{-2} одинаково, как при измерениях с толщиной стенок $2,3 \text{ г см}^{-2}$, так и при изме-

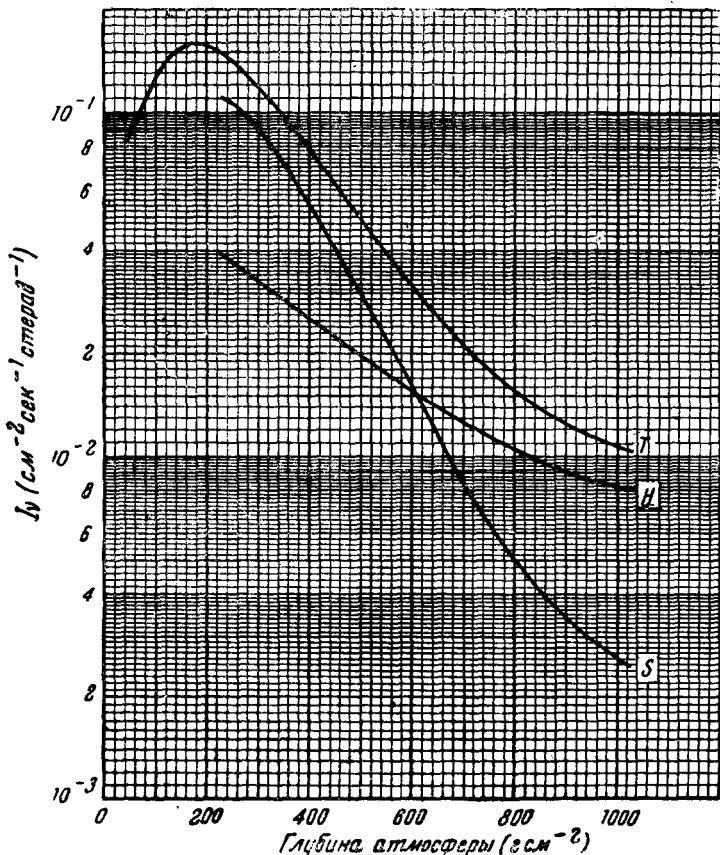


Рис. 3. Вертикальная интенсивность жёсткой компоненты (H), мягкой компоненты (S) и всей ионизирующей компоненты (T) как функция глубины атмосферы вблизи геомагнитного экватора. Минимальный пробег мягких частиц равен 5 г см^{-2} латуни.

рениях с 5 г см^{-2} латуни. Для глубин, меньших 250 г см^{-2} , имеются измерения различных экспериментаторов, проведённые на шарах-зондах *) Р2, М1, С1. Так как в некоторых из этих измерений точка

*) См. также Л. Барадзей, С. Вернов и Д. Смородин, ДАН 62, 465 (1948) (Прим. ред.)

земли не была точно определена, то данные, полученные с помощью шаров-зондов, нормированы к кривой Сандса на глубине 300 г см^{-2} . Как показано на рисунке, результаты различных экспериментов сильно отличаются друг от друга, и не ясно, являются ли эти расхождения следствием экспериментальных ошибок или флюктуациями интенсивности космических лучей на больших высотах. Поэтому имеется большая неопределенность в значениях полной интенсивности вблизи границы атмосферы. Кривая, показанная на рис. 2, является в некотором роде усредненной по данным, полученным разными экспериментаторами. Кривая S есть разность между кривыми T и H и представляет вертикальную интенсивность мягкой компоненты в функции глубины.

4. Жесткая и мягкая компоненты вблизи экватора

Кривые T , H и S на рис. 3 представляют соответственно высотный ход вертикальной интенсивности для полной интенсивности и для интенсивности жесткой и мягкой компонент вблизи экватора. Интенсивность на уровне моря была получена из измерений на широтах, больших 45° , в предположении наличия пятипроцентного широтного эффекта как для жесткой, так и для мягкой компонент, что следует из недавней работы Морриса, Сванни и Тейлора^{M4}. Полная вертикальная интенсивность на больших высотах получена из результатов Милликена, Негера и Пикеринга^{M3}. Эти результаты нормируются умножением всех интенсивностей на кривой Милликена, Негера и Пикеринга на соответствующий фактор, выбираемый так, чтобы привести значение интенсивности на широтах, больших 45° , и на глубине 300 г см^{-2} в согласие со значениями, данными на кривой рис. 2.

Вертикальная интенсивность жесткой компоненты на больших высотах, полученная из результатов Гилла и др.^{G1}, снова нормируется к значению интенсивности жесткой компоненты на 300 г см^{-2} и на широтах, больших 45° . Широтный эффект для жесткой компоненты на больших высотах обнаружен измерениями Гилла и др. в хорошем согласии с наблюдениями Морриса и др. *)^{M4}. Кривая S является разностью между кривыми T и H .

5. Спектр импульсов мезонов на уровне моря

Как уже отмечалось, методом камеры Вильсона легко отличить электроны от проникающих частиц. Измерения кривизны треков электронов в магнитном поле и наблюдения над генерацией ливней в свинцовых пластинах показали, что кривая распределения электронов по энергиям на уровне моря очень быстро спадает с ростом

*) Относительно широтного эффекта в космических лучах в стратосфере см. статью С. Н. Вернова в Трудах Физического института АН СССР, т. III, вып. 1 (1945) (Прим. ред.)

энергии. Из наблюдений над частотой появления больших ливней под несколькими сантиметрами свинца следует, что на уровне моря электроны с энергией, большей чем 10^{10} еВ, встречаются реже, чем 1 на 10 000 частиц (см., например, ^{B7}).

Проникающие частицы с импульсами, меньшими чем $7 \cdot 10^8$ еВ/с, могут быть разделены на протоны и мезоны путём оценки удельной

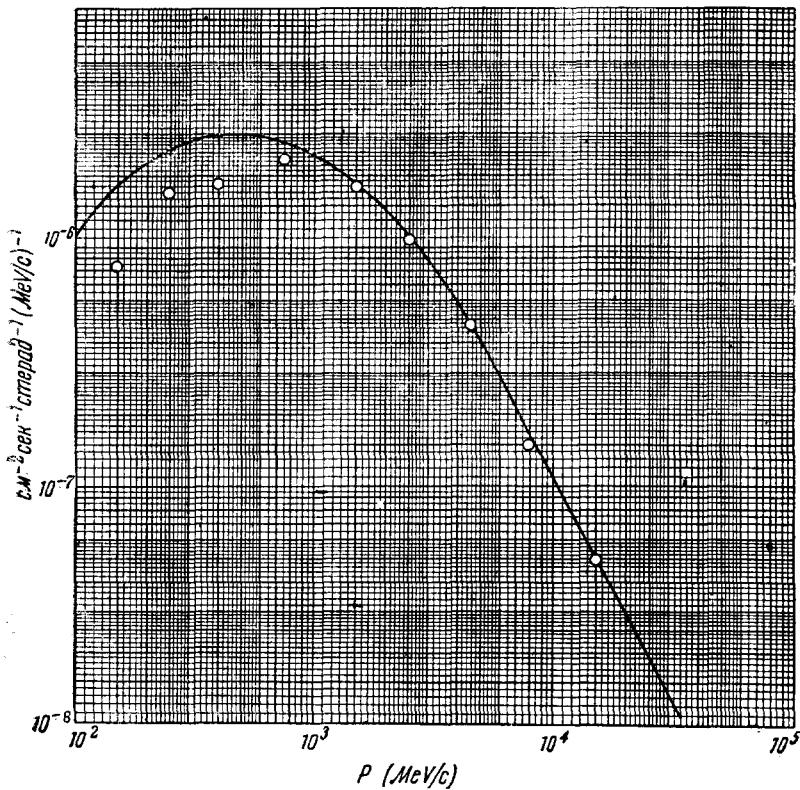


Рис. 4. Дифференциальный спектр импульсов мезонов на уровне моря. Экспериментальные результаты Вильсона ^{W7} показаны кружками.

ионизации из плотности их треков в камере Вильсона. Этот метод становится непригодным, если импульсы превышают $7 \cdot 10^8$ еВ/с. Однако, как будет показано ниже, имеются доказательства крайней малочисленности протонов высоких энергий на уровне моря (оценивается, что из всех частиц с импульсами, большими чем $7 \cdot 10^8$ еВ/с, меньше 1% являются протонами; см. § 20). Поэтому при определении спектра импульсов мезонов на уровне моря из наблюдений с находящейся в магнитном поле камерой Вильсона можно считать мезонами все

проникающие частицы, не отличающиеся заметно от мезонов по удельной ионизации.

Кружки на рис. 4 показывают дифференциальный спектр импульсов мезонов на уровне моря, измеренный Вильсоном^{W7}, чьи результаты хорошо согласуются с предыдущими определениями Блекетта^{B6} и других авторов^{16, H5}, но распространяются на область меньших импульсов.

На этом рисунке импульсы по оси абсцисс измеряются в единицах $10^6 \text{ eV}/c$. Так как относительное число частиц с импульсами, превышающими $2 \cdot 10^9 \text{ eV}/c$, хорошо известно из наблюдений в камере Вильсона, то нормировочный множитель выбран таким образом, чтобы привести число частиц с импульсами, большими чем $2 \cdot 10^9 \text{ eV}/c$, в согласие с абсолютным значением этой величины, определённым из опытов по поглощению (см. § 6). Кривая на рис. 4 показывает наиболее целесообразную оценку спектра импульсов, которая может быть сделана в настоящее время, при учёте измерений по отклонению в магнитном поле и поглощению (см. § 6).

Что касается природы мезонов, наблюдавшихся на уровне моря, то было найдено, что основная часть, если не все мезоны с достаточно малыми энергиями, встречающиеся на уровне моря, имеют массу, определённую из экспериментов в камере Вильсона или наблюдений над прохождениями их через вещество, равную 200 электронным массам^{B5, F1}, т. е. являются обычными мезонами. (Прямых доказательств существования мезонов высоких энергий на уровне моря нет.)

Доказательства существования мезонов больших масс были получены при обработке фотографической эмульсии, экспонированной на больших высотах^{L1, L2*}). Отсутствие заметного числа таких тяжёлых мезонов в камерах Вильсона на уровне моря может быть объяснено предположением распада тяжёлых мезонов на обычные с весьма малым периодом полураспада, так что они могут наблюдаться только вблизи места зарождения.

6. Распределение пробегов мезонов на уровне моря

Эмерт^{E1} и Вильсон^{W8} измеряли соответственно вертикальную интенсивность космических лучей под водой и под землёй посредством телескопов, между счётчиками которых не было свинца (см. также работы Клея^{K2, K3}). Если нанести против эквивалентных толщин поглотителя данные Эмерта и Вильсона, нормированные к одной глубине, то они попадают на одну кривую, изображённую на рис. 5. Толщины поглотителей из различных материалов считаются эквивалентными, если мезоны одинаковых энергий имеют в них один

*.) Впервые доказательство существования мезонов больших масс (варионов) было получено иными методами А. И. Алихановым, А. И. Алиханином и сотрудниками. См. примечание к § 17, е (Прим. ред.)

и тот же пробег. По абсциссе рис. 5 отложена толщина поглотителя над счётчиками, на уровне моря, в г см^{-2} воздушного эквивалента. Толщина свинца 167 г см^{-2} соответствует толщине воздуха 100 г см^{-2} . Вертикальная шкала на рис. 5 выбрана так, что орди-

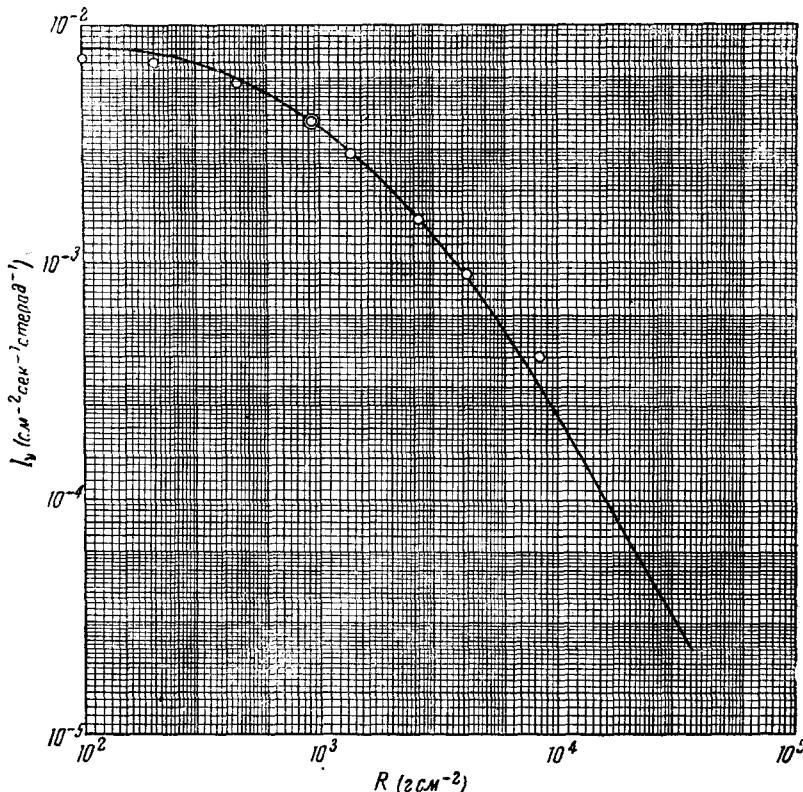


Рис. 5. И интегральный спектр пробегов мезонов на уровне моря. Пробег измеряется в г см^{-2} воздуха. Кружками показаны результаты измерений спектра импульсов W^7 , нормированные при 920 г см^{-2} (двойной круг).

ната, соответствующая 100 г см^{-2} равна $0,83 \cdot 10^{-2}$ (значение I_0 для жёсткой компоненты на уровне моря).

Можно предполагать, что рис. 5 показывает интегральный спектр пробегов мезонов на уровне моря, т. е. что ордината в каждой точке даёт число мезонов в $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$ с пробегом большим, чем соответствующая абсцисса.

Это предположение оправдывается следующими обстоятельствами:
а) число протонов в проникающей компоненте очень мало; б) число электронов, способных проникнуть через 100 г см^{-2} воздуха, также

очень мало. Электроны, обнаруженные под 100 г см^{-2} или ещё большими глубинами, должны генерироваться в основном мезонами в результате вторичных процессов. В этом случае их число должно быть пропорционально числу мезонов на всех глубинах. Эта точка зрения согласуется с результатами Эмерта, нашедшего, что процентное уменьшение числа совпадений, происходящее от введения между

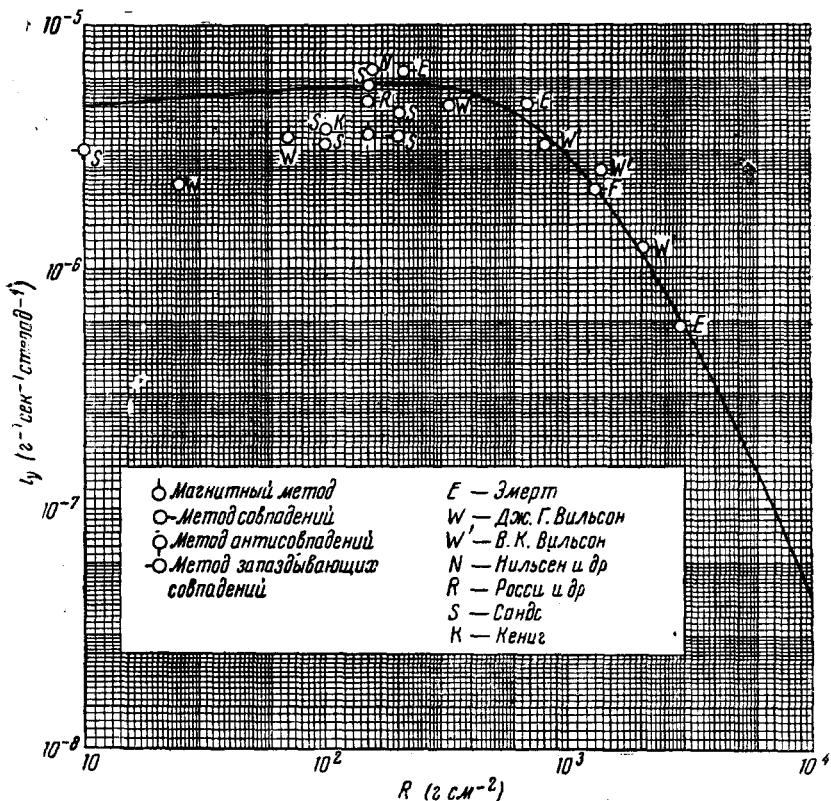


Рис. 6. Дифференциальный спектр пробегов мезонов на уровне моря. Пробег измеряется в г см^{-2} воздуха. Кружками показаны результаты, полученные следующими авторами: Эмерт ^{E¹}, Кениг ^{K¹}, Нильсен и др. ^{N²}, Росси и др. ^{R⁴}, Сандс ^{S³}, Дж. Г. Вильсон ^{W⁷}, и В. К. Вильсон ^{W⁸}.

счётчиками 5 см свинца, в пределах экспериментальных ошибок, одинаково на всех глубинах. Рис. 6 показывает дифференциальный спектр пробегов мезонов на уровне моря i_y , т. е. производную по R кривой, дающей интегральный спектр пробегов. Величина $i_y(R)d\omega$ представляет число мезонов, приходящих на уровень моря в одну секунду, внутри телесного угла $d\omega$ в вертикальном направлении и останавливающихся в 1 г лёгкого поглотителя после прохождения

толщины R того же поглотителя. Она измеряется в г^{-1} , $\text{сек}^{-1} \times \text{стэрд}^{-1}$. Экспериментальные данные, использованные для определения дифференциального спектра пробегов, показаны на рис. 6 кружками. Некоторые из этих данных получены методом совпадений, т. е. соответствуют разности в числе совпадений счётчиков телескопа при различных толщинах поглотителя над счётчиком. Точность этого метода ограничивается флуктуациями в интенсивности космических лучей и статистическими ошибками; оба обстоятельства сказываются более сильно в нижнем конце спектра пробегов, где приходится оперировать малыми разностями толщин поглотителя.

Первый источник ошибок устраняется, а второй сильно уменьшается при использовании метода антисовпадений, в котором непосредственно измеряется относительное число частиц, проходящих определённую толщину поглотителя и останавливающихся в дополнительной (малой) толщине. Некоторые данные, полученные этим методом, показаны на рис. 6. При определении абсолютного значения i , методом антисовпадений следует иметь в виду поправки на рассеяние и вторичные электроны, возникшие в результате распада мезонов, остановившихся в поглотителе. Эти поправки весьма неопределённы. Кроме того, методы совпадений и антисовпадений делаются совершенно неприменимыми для пробегов, меньших чем 100 г см^{-2} свинца, так как в этом случае электроны и протоны начинают играть значительную роль. В этой области единственным возможным методом является метод запаздывающих совпадений, при котором используется установка, весьма похожая на установку, применяемую для определения среднего времени жизни мезонов. В этих установках мезоны после прохождения определённой толщины свинца или другого материала останавливаются в поглотителе с последующим распадом на электроны, которые регистрируются счётчиками Гейгера-Мюллера, окружающими поглотитель. Некоторые данные, полученные этим методом, показаны на рис. 6.

Метод запаздывающих совпадений однозначно отличает мезоны от других частиц, и его точность при относительных измерениях ограничивается только статистическими флуктуациями. Однако определение абсолютной интенсивности дифференциального спектра пробегов, хотя бы в одной точке, требует вычисления вероятности регистрации электрона распада, рожденного в поглотителе. Точность этих вычислений весьма сомнительна. К тому же следует принять во внимание существующую ещё неопределенность в энергии электронов распада. Полученная из имеющихся данных кривая рис. 6 представляет лучшую оценку дифференциального спектра мезонов на уровне моря. При вычерчивании этой кривой данные, полученные методом запаздывающих совпадений, были использованы для определения наклона кривой между 10 и 200 г см^{-2} , в то время как оценка абсолютной интенсивности основывается на результатах, полученных методом совпадений для толщин, больших чем 150 г см^{-2} .

Если мезоны теряют энергию только на соударения, их распределение по пробегам можно вычислить из распределения по импульсам (см. § 5), используя теоретическое соотношение между импульсом и пробегом (см. приложение, § 27).

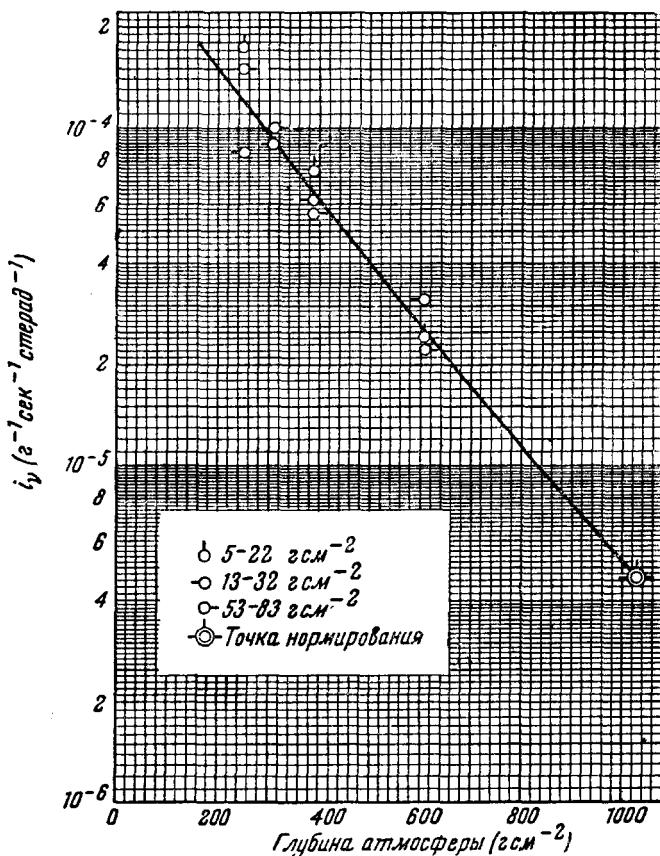


Рис. 7. Дифференциальная интенсивность медленных мезонов как функция глубины атмосферы.

Некоторые данные, полученные этим методом (магнитный метод), нанесены на рис. 5 и 6, после нормирования полного числа мезонов с импульсом, большим чем $2 \cdot 10^9 \text{ eV}/c$, к интенсивности интегрального спектра пробегов, соответствующей пробегу 920 г см^{-2} . Получается очень хорошее согласие в интервале пробегов от 920 до 4000 г см^{-2} (интервал импульсов от $2 \cdot 10^9$ до $10^{10} \text{ eV}/c$). Расхождение, получающееся при 8400 г см^{-2} ($2 \cdot 10^{10} \text{ eV}/c$), вероятно, не существенно, если принять во внимание большие ошибки, получающиеся при

измерении импульсов, превышающих $2 \cdot 10^{10}$ еВ/с. Возможно, что расхождение в области малых энергий спектра вызывается в опытах с камерой Вильсона сильным магнитным полем, препятствующим регистрации некоторых из этих частиц (хотя этот эффект принят во внимание и экспериментально оценён в опытах Блекетта и Вильсона).

7. Медленные мезоны на различных высотах

Изменение числа медленных мезонов с высотой измерялось *) R9, S3 методом запаздывающих совпадений (см. § 6). Было проделано три различных опыта, в которых регистрировались соответственно мезоны с интервалами пробегов между 5 и 22, 13 и 32 и 53 и 83 г см⁻¹ воздушного эквивалента. Существенных различий в результатах этих экспериментов не было обнаружено, что указывает на отсутствие наклона (в пределах экспериментальных ошибок) у кривой дифференциального спектра пробегов на всех высотах между 5 г см⁻² и 80 г см⁻². Расположение счётчиков допускало прохождение частиц внутри широкого телесного угла вокруг вертикали. Следовательно, измеренные величины относятся скорее к интегральной интенсивности медленных мезонов, чем к их вертикальной интенсивности. Рис. 7 представляет экспериментальные данные, нормированные на уровень моря к абсолютному значению дифференциального спектра пробегов мезонов при 10 г см⁻² (рис. 6). Проходящую через экспериментальные точки кривую следует интерпретировать как определяющую число мезонов в секунду в стерадиане, падающих в вертикальном направлении и останавливающихся в 1 г воздуха в зависимости от высоты. Подобная интерпретация основывается на предположении малой зависимости углового распределения медленных мезонов от глубины. Следует отметить, что это предположение не было проверено экспериментально.

II. ПРЕВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

8. Общие положения

Вследствие процессов, в которых элементарные частицы и кванты исчезают и рождаются, а также процессов, в которых энергия переходит к электронам и нуклонам, находившимся первоначально в покое, структура космических лучей при их прохождении через вещество постепенно изменяется. Эти процессы могут быть разделены на три категории: электромагнитное взаимодействие, ядерное взаимодействие и спонтанный распад. Теория электромагнитного взаимодействия детально разработана на основе общих принципов квантовой электродинамики и правильно представляет наблюдаемые явления. Для ядерного же взаимодействия и спонтанного распада

*) См. также Г. Жданов и А. Наумов, ДАН, 60, 1519 (1948).
(Прим. ред.)

не существует хорошо обоснованной теории. Экспериментальные данные, относящиеся к этим двум классам явлений, описываются вкратце в последующих разделах.

9. Распад мезонов

В том случае, когда мезоны останавливаются в поглотителе, происходит запаздывающее испускание заряженных частиц, являющихся, повидимому, электронами R1, M1, A4, R8, N1, C6, C7, C8, C9, C10, M2, S8, T3. Если поглотитель имеет большой атомный номер, то запаздывающее испускание электронов наблюдается только при поглощении положительных мезонов; если же поглотитель имеет малый атомный номер, то оно наблюдается после поглощения и положительных и отрицательных мезонов C7, C10, V1. Вероятность того, что электрон будет испущен с запаздыванием, большим чем t , после поглощения положительного мезона представляется экспоненциальным законом e^{-t/τ^+} . В пределах экспериментальных ошибок τ^+ имеет для всех поглотителей значение $\tau^+ = (2,15 \pm 0,1)$ микросекунды.

Испускание электронов, являющееся следствием поглощения отрицательных мезонов в лёгких материалах, обладает такой же закономерностью e^{-t/τ^-} . Однако время жизни τ^- различно для различных поглотителей T4, V2, V3, T5. На рис. 8 нанесены экспериментальные значения τ^- в зависимости от атомного номера Z поглотителя. Из рис. 8 видно, что τ^- практически совпадает с τ^+ для $Z \leq 4$ и быстро уменьшается с увеличением Z от 4 до примерно 20.

Эти результаты можно объяснить предположением о нестабильности свободных мезонов с естественным временем жизни, равным по отношению к спонтанному распаду

$$\tau = (2,15 \pm 0,1) 10^{-6} \text{ сек.} \quad (6)$$

Из-за электростатического отталкивания положительный мезон останавливается в поглотителе на большом расстоянии от атомного ядра и затем спонтанно распадается с естественным временем жизни. Однако отрицательный мезон может попасть на K -орбиту и поэтому то, что в элементах с промежуточным атомным номером τ^- меньше чем τ , а в элементах с большим атомным номером распад не наблюдается, приписывается влиянию соседних ядер.

Указывалось, что сильное электрическое поле, существующее вблизи ядер, может уменьшить естественное время жизни мезонов V2; однако более правдоподобной гипотезой является захват мезонов атомными ядрами. Конкуренция между захватом и распадом уменьшает истинное время жизни отрицательных мезонов до значений τ^- , определяемых равенством

$$\frac{1}{\tau^-} = (1/\tau) + (1/\tau_c), \quad (7)$$

где τ_c — характеристическое время жизни для процессов захвата.

Так как радиус K -орбиты мезонов обратно пропорционален атомному номеру Z , плотность волновой функции мезона в ядре пропорциональна Z^3 . С другой стороны, вероятность захвата пропорциональна плотности волновой функции мезонов в ядре и числу нуклонов в нём, которое, по крайней мере для лёгких элементов, приблизительно пропорционально Z . Следовательно, τ_c должно меняться как Z^{-4} [1]. Кривые, нарисованные на рис. 8, представляют τ^- как функцию Z , вычисленную из уравнения (7) в предположении, что τ^- изменяется соответственно как Z^{-3} , Z^{-4} и Z^{-5} . Кривые совмещены с экспериментальным значением при $Z = 13$. Хотя экспериментальные данные и согласуются со степенным законом с показателем — 4, всё же точность не является достаточной для доказательства его справедливости.

Если гипотеза захвата верна, то должно существовать соотношение, связывающее истинное время жизни отрицательных мезонов τ^- и относительное число поглощённых, а затем распавшихся отрицательных мезонов. Эта величина даётся выражением

$$f = \tau^- / \tau. \quad (8)$$

Были проделаны опыты для определения f в алюминии. Полученные результаты не обладают достаточной точностью для опровержения или доказательства гипотезы захвата.

Предполагается, что движущиеся положительные и отрицательные мезоны распадаются с характеристическим временем жизни τ . Повидимому, этим обусловлено аномальное поглощение мезонов в атмосфере; действительно, наблюдение этого явления впервые указало на радиоактивную нестабиль-

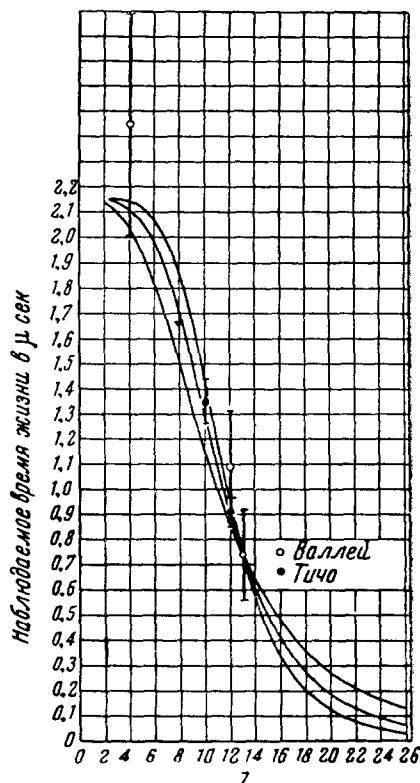


Рис. 8. Наблюдаемое время жизни отрицательных мезонов в функции атомного номера поглотителя. Экспериментальные точки были получены на основании измерений с бериллием ($Z = 4$), фтористым натрием ($Z_{\text{сред}} = 10$), магнием ($Z = 12$) и алюминием ($Z = 13$). Три кривые вычислены в предположении, что τ_c соответственно пропорционально Z^{-3} , Z^{-4} и Z^{-5} . Они нормированы к экспериментальному значению, полученному для алюминия ($Z = 13$).

ность мезонов. Следует, однако, отметить, что существуют некоторые трудности при количественном объяснении аномального поглощения, если принять для t значение, даваемое (6), и наиболее достоверные значения для массы мезонов.

10. Продукты распада мезонов

Пока имеется очень мало данных относительно продуктов распада мезонов. Законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы при распаде мезона появлялось по крайней мере две частицы *). Если рождаются только две частицы, то в системе координат, в которой мезон находился в покое, они обладают равными, но противоположно направленными импульсами. Одна из двух частиц вследствие закона сохранения заряда должна быть заряженной. Так как её масса меньше чем масса мезона, она является либо электроном, либо частицей с массой, промежуточной между массой электрона и массой обычного мезона.

Как показывают опытные данные, при остановке мезона в поглотителе испускается только одна заряженная частица W^3 , A^2 , V^3 . Также имеются экспериментальные доказательства, показывающие, что распад мезона обычно не сопровождается испусканием фотонов H^4 , S^4 . Если каждый мезон распадается на электрон и нейтральную частицу, то в системе координат, в которой мезон поконится, электрон распада должен всегда иметь одну и ту же энергию. Эта энергия равна примерно половине энергии покоя мезона, т. е. 50 MeV, в том случае, если нейтральная частица есть нейтрино. Если нейтральная частица значительно тяжелее электрона (нейтретто), то энергия электрона распада должна быть соответственно меньше. Если образуется более чем одна нейтральная частица, то энергия электронов распада имеет непрерывное распределение со средним значением энергии, меньшим чем 50 MeV.

До сих пор опубликовано только два снимка мезонов в камере Вильсона, остановившихся в газе камеры и распавшихся, повидимому, на электроны, импульсы которых измерялись по кривизне треков в магнитном поле.

Одна из фотографий W^3 даёт значение энергии электрона, равное примерно 70 ± 35 MeV, в хорошем согласии с гипотезой распада мезона на электрон и нейтрино. На второй фотографии A^2 энергия электрона равна 24 MeV, что скорее согласуется с гипотезами распада на электрон и нейтретто или на электрон и несколько нейтрино **). К скучной информации, полученной с помощью камеры Вильсона,

*) Новые данные показывают, что мезоны, возможно, распадаются на три частицы. Об этом см. Г. Жданов и В. Хайдаров, ДАН 65, 287 (1949). (Прим. ред.)

**) Одна более сомнительная фотография, показывающая, повидимому, электрон распада с энергией 24 MeV, была продемонстрирована Андерсоном на январском заседании Американского физического общества в Нью-Йорке.

можно прибавить ещё результаты опытов Конверси и Пиччиони^{C9} по поглощению, показывающие, что пробег электронов распада не может быть значительно меньше, чем вычисленный пробег электронов с энергией 50 MeV. Отсюда следует заключить о том, что прежде чем удастся с достоверностью определить природу продуктов распада мезонов, потребуется ещё большое количество экспериментов.

Проблема судьбы энергии покоя тех мезонов, которые остановились, но не распались, в элементах со средним или большими атомными номерами, не решена. При захвате мезона ядром можно ожидать, что за освобождением энергии исчезнувшего мезона последует распад ядра. До сих пор нет снимков в камере Вильсона, показывающих ядерное расщепление в конце пути мезона, хотя, как было указано Пиччиони^{P3}, если бы это явление имело место, оно едва ли осталось бы незамеченным. В фотографической эмульсии были найдены ядерные расщепления на конце треков мезонов P1, O1, L2.

Однако, вероятно, что вызвавшие эти расщепления мезоны являются не обычными, а скорее «тяжёлыми» мезонами.

Пиччиони исследовал возможность потери энергии возбуждения после поглощения отрицательного мезона ядром, в форме γ -кванта (либо непосредственно, либо при участии гипотетических короткоживущих мезонов). Его предварительные результаты показывают, что мезоны после остановки в железе не вызывают γ -лучей высокой энергии.

11. Взаимодействие мезонов с веществом*)

Исследования прохождения мезонов через вещество не дают достаточных оснований утверждать о существовании ядерного взаимодействия движущихся мезонов, т. е. такого взаимодействия, которое не может быть объяснено электромагнитными явлениями.

Прямые измерения Эренфеста^{E2} и Вильсона^{W4, W5} потерь энергии проникающих частиц в металлических пластинах камеры Вильсона, так же как и сопоставление спектра импульсов со спектром пробегов проникающих частиц на уровне моря, обсуждённые в § 6, показывают, что если мезоны и испытывают энергетические потери при ядерном взаимодействии, то среднее значение этих потерь значительно меньше потерь энергии на столкновения с электронами.

Можно ожидать, что ядерные столкновения вызывают рассеяние на большие углы и реакции, в которых появляются протоны и мезоны больших энергий. Как показывают наблюдения на уровне моря над прохождением нескольких тысяч частиц через металлические пластины в камере Вильсона, подобные явления встречаются чрезвычайно редко. Например, Вильсон^{W6} нашёл при прохождении проникающими частицами суммарной толщины, эквивалентной 50 м свинца, только один случай ядерного взаимодействия с испусканием протона.

*) К этой главе см. обзор В. Л. Гинзбурга «О ядерном рассеянии мезонов» в сборнике «Мезон», Гостехиздат, 1947. (Прим. ред.)

Броде и Стар^{B11} обнаружили три таких случая при прохождении проникающими частицами суммарной толщины, эквивалентной 200 м свинца. Фретер^{F3} не нашёл ни одного случая ядерного расщепления при прохождении проникающими частицами 180 м свинца. Коде^{C4} наблюдал прохождение около 450 проникающих частиц через 3,8 см вольфрама (суммарная толщина эквивалентна 30 м свинца). Он не наблюдал ни одного ядерного расщепления, но зато нашёл несколько случаев рассеяния на большие углы, которые трудно объяснить кулоновским взаимодействием. Предполагая, что частицы, испытывающие ядерное взаимодействие, являются мезонами, из этих скучных экспериментальных данных можно оценить, что значение эффективного сечения для мезонного взаимодействия, вызывающего ядерные расщепления больших энергий или рассеяние на большие углы, лежит в пределах от 3 до $7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ на ядро свинца. С другой стороны, это эффективное сечение может быть значительно меньше или даже равняться нулю вследствие того, что, вероятно, большинство, а возможно, и все наблюдённые случаи ядерного взаимодействия вызываются протонами больших энергий.

Синха^{S9} и Шатт^{S7} сообщили об опытах, показывающих, что частично рассеяние мезонов в веществе на малые углы вызывается некулоновским взаимодействием. Однако основания для этого вывода не кажутся достаточно убедительными. Во всяком случае, все эти явления, интересные сами по себе, не могут сильно сказываться на поведении мезонов. Таким образом, можно считать оправданным пренебрежение ядерным взаимодействием обычных мезонов при описании явлений в космических лучах.

12. Звёзды и проникающие ливни*)

Наблюдения некоторых вторичных явлений в космических лучах явно свидетельствуют о существовании ядерного взаимодействия. Среди таких наблюдений имеются:

а) Фотографии «звёзд» в камере Вильсона (см., например, D¹, M², P⁴). На снимках в неуправляемой камере Вильсона иногда встречаются группы сильно ионизующих частиц, расходящихся под большими углами из точки, расположенной в газе, стеклах камеры или твёрдом материале, который может находиться внутри камеры. Такие группы частиц, независимо от их сопровождения быстрыми, слабо ионизирующими частицами, мы назовём «звездами». Треки звёзд могут быть часто отождествлены с треками протонов, α -частиц или тяжёлых ядерных осколков.

Число частиц, двигающихся вверх, сравнимо с числом частиц, двигающихся вниз. Энергия отдельных частиц звёзд имеет поря-

*) К этой главе см. обзоры С. З. Беленьского и Л. Е. Лазаревича «Проникающие ливни в космических лучах» и В. Л. Гинзбурга «Тяжёлые частицы и ядерные расщепления в космических лучах» в сборнике «Мезон», Гостехиздат, 1947. (Прил. ред.)

док 10^6 — 10^7 еВ. Это явление интерпретируется как ядерный взрыв, требующий передачи ядру внешним агентом энергии порядка 10^8 еВ. На большинстве фотографий отсутствует видимый след быстрых ионизующих частиц. Это даёт право утверждать, что большинство звёзд создаётся неионизующей компонентой. Согласно Хазену, частота фотографий, на которых имелись звёзды, полученных на высоте 4300 м, примерно в 5 раз превышает частоту появления звёзд на высоте 3000 м.

б) Фотографии «проникающих ливней» в камере Вильсона (см. например, F2, I2, S7, P4, H1, R³). На некоторых снимках в камере Вильсона имеются группы слабо ионизующих частиц, расходящихся преимущественно вниз из общей точки, расположенной либо вне, либо внутри камеры (однако до сих пор не опубликовано ни одной фотографии групп частиц, созданных в газе). Такие группы частиц называются «проникающими ливнями». Из удельной ионизации частиц проникающих ливней можно заключить, что они несут однократный заряд и имеют релятивистскую скорость. Некоторые из этих частиц могут быть отождествлены с протонами, некоторые — с мезонами. Однако в большинстве случаев их природа не может быть определена, и поэтому относительные числа мезонов и протонов в проникающих ливнях неизвестны. За исключением, возможно, одного или двух случаев H1, R³, также невозможно установить, являются ли мезоны проникающих ливней обычными мезонами. Изредка из того же центра, где создаются проникающие частицы больших энергий, появляются протоны малых энергий, α -частицы и тяжёлые осколки ядер. Это показывает, что, по крайней мере в некоторых случаях, образование проникающих ливней сопровождается ядерными расщеплениями. Но даже если это и происходит всегда, возможно, что продукты расщепления малых энергий обнаруживаются редко, а именно только в том случае, когда точка рождения отделена от эффективного объёма камеры достаточно малой толщиной поглотителя. Проникающие ливни интерпретируются как реакции, в которых создаются мезоны, а ядро распадается на много осколков малой энергии и малое число нуклонов большой энергии. Для возникновения таких явлений требуется передача ядру энергии порядка 10^9 еВ или ещё большей. Проникающие ливни, повидимому, создаются как ионизирующими, так и неионизирующими частицами. Фотографии проникающих ливней были получены и при неуправляемых расширениях и при расширениях, управляемых счётчиками Гейгера-Мюллера. Счётчики располагались таким образом, чтобы проникающие ливни регистрировались предпочтительно перед остальными явлениями. При неуправляемых расширениях звёзды появлялись значительно чаще, чем проникающие ливни.

в) Звёзды в фотографической эмульсии. Ядерные взрывы того же типа, что и вызывающие звёзды в камере Вильсона, являются, повидимому, причиной «звёзд», которые обнаруживаются

при микроскопическом исследовании фотографической эмульсии. Так как релятивистские частицы не оставляют в эмульсии заметных следов, то в ней обычно регистрируются только протоны малых энергий и ядерные осколки. Поэтому фотографический метод не позволяет различить ядерные явления больших энергий от ядерных взрывов малых энергий. Однако последнее усовершенствование в фотографической технике сделали возможным обнаружение в ядерных взрывах мезонов малых энергий^{L1, L2}. Частота образования звёзд быстро возрастает с высотой. Согласно новым измерениям Перкинса *)^{P1} количество звёзд возрастает в 10 раз от уровня моря до 3600 м и вдвое от 3600 м до 4300 м. Это соответствует приблизительно экспоненциальной зависимости от глубины атмосферы со средним пробегом 135 г см⁻².

13. Ионизационные толчки

Изменение частоты ядерных реакций в функции высоты и других параметров удобно изучать при помощи наблюдений над толчками в ионизационной камере. Толчки в тонкостенной неэкранированной ионизационной камере могут быть вызваны либо прохождением через камеру большого числа электронов воздушных ливней или несколькими сильно ионизирующими частицами из звёзд. Разделить оба явления можно одновременной регистрацией импульсов в двух или нескольких ионизационных камерах, расположенных близко друг к другу. В то время как воздушные ливни создают во всех камерах импульсы примерно одинаковой величины, ядерные расщепления большей частью создают импульсы в одной из камер, реже в двух и совсем редко в нескольких **). Кроме того, созданные ядерными расщеплениями импульсы в нескольких камерах имеют обычно различную величину. Росси и Вильямс^{R10} с помощью такого метода показали, что на высоте 3500 м около 98% импульсов в тонкостенной ионизационной камере с двухлитровым объёмом, наполненной аргоном под давлением 5 atm, соответствовавших энергетическим потерям, превышающим 6 MeV, вызывались ядерными расщеплениями. Воздушные ливни являлись причиной 2% импульсов.

Порог регистрации и характеристики камеры должны быть определены точно, так как отношение числа толчков, происходящих от ливней, к числу толчков, созданных ядерными расщеплениями, сильно увеличивается при возрастании порога регистрации и давления.

Некоторые предварительные результаты по частоте толчков на разных высотах представлены на рис. 9. Эти результаты были получены следующими исследователями: Бриджем^{B7, B9} и Вильямсом^{R10} на

*) См. также Г. Беловицкий и Л. Сухов, ДАН 62, 207 (1948) (Прим. ред.) *

**) Это утверждение, повидимому, не совсем верно. Об этом свидетельствуют опыты Л. Разоренова и А. Князева, ДАН 60, 1531 (1948). (Прим. ред.)

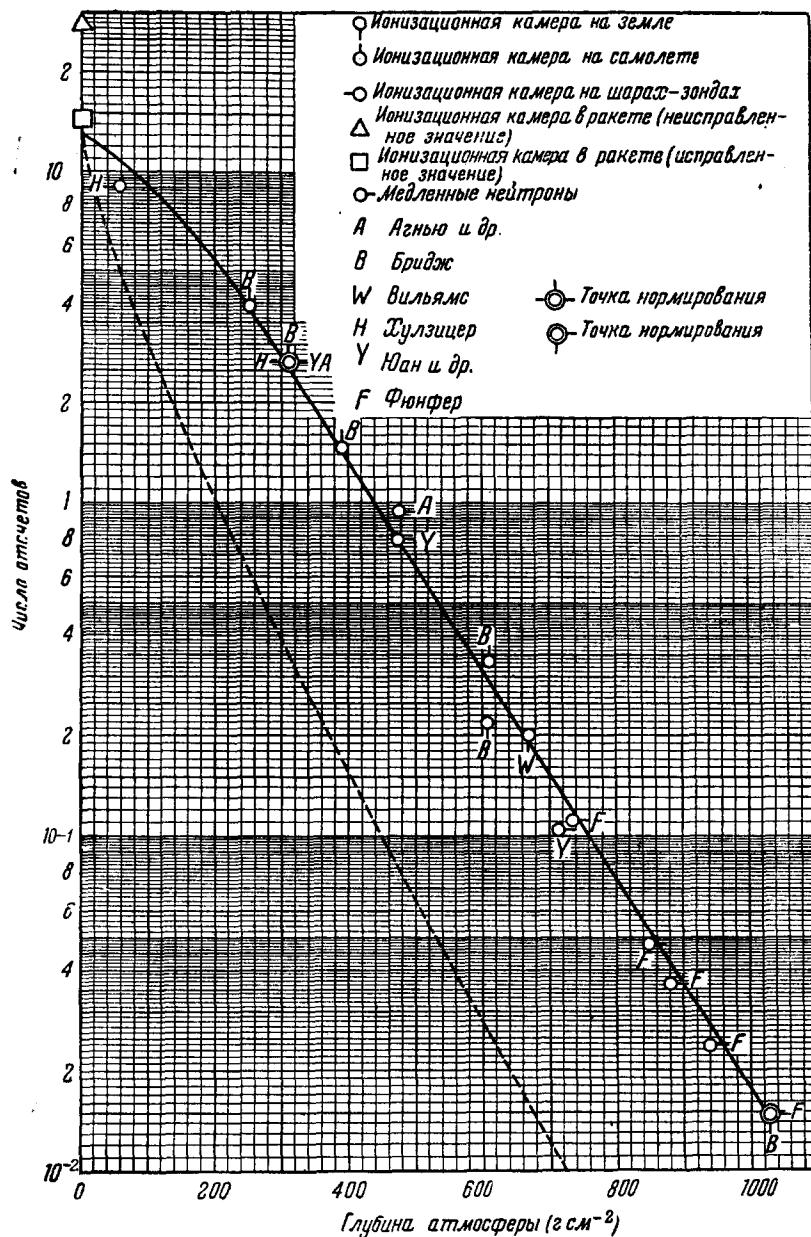


Рис. 9. Число отсчётов неэкранированных ионизационных камер и детекторов медленных нейтронов на различных глубинах атмосферы.

земле (обе работы проводились на уровне моря и на различных высотах в горах); Бриджем^{B7} на самолёте; Хулзицером^{H6} с помощью шаров-зондов; Тателем и Ван Алленом^{T2} с камерами, смонтированными в головной части ракеты. Все эксперименты, исключая опыты Хулзицера, проводились с двухлитровыми цилиндрическими камерами описанного выше типа. Камера, использованная Хулзицером, имела такую же конструкцию, но меньшие размеры. С камерой Хулзицера проводились измерения на высоте 9000 м на самолёте, и затем результаты были использованы для нормировки данных, полученных с этой камерой, к данным Бриджа на этой высоте.

Для медленных нейтронов данные, полученные Агню и др. и Юаном и др., нормируются при глубине 310 г см^{-2} . Данные Фюнфера о медленных нейтронах нормируются при 1030 г см^{-2} .

Как уже указывалось выше, на высоте 3500 м только малая часть толчков вызывалась ливнями. С другой стороны, высотный ход воздушных ливней с плотностью частиц, достаточной для создания толчков, в нижней части атмосферы, повидимому, мало отличается от высотного хода частоты толчков. Выше 5000 м воздушные ливни растут с увеличением высоты медленнее, чем толчки^{K2}.

Таким образом, можно с уверенностью предположить, что на всех высотах участие воздушных ливней в появлении толчков невелико (см. рис. 9). Однако в ракетных экспериментах, вероятно, значительное число толчков было вызвано ливнями, рожденными в тяжёлых материалах, расположенных в непосредственной близости к камерам. Так как здесь использовались четыре камеры, то толчки, вызываемые ливнями, можно идентифицировать по примерно одинаковой величине толчков в двух или нескольких камерах. Такое же правило отбора может быть применено и к измерениям, проведённым Вильямсом на высоте 3500 м с четырьмя ионизационными камерами того же типа. Из сравнения обоих опытов было получено, что частота толчков, вызываемых ядерными расщеплениями, возрастает от 3500 м до границы атмосферы в 73 раза. Этот результат показан на рис. 9 квадратом. Зависимость частоты толчков от глубины для высот ниже 10 000 м представляется, в пределах экспериментальных ошибок, экспоненциальным законом e^{-x/L_a} , где $L_a = 138 \text{ г см}^{-2}$. Этот средний пробег мало отличается от среднего пробега для звёзд, полученного при помощи фотографического метода.

Пунктирная кривая на рис. 9 представляет функцию

$$e^{-x/138} + \frac{x}{138} Ei\left(-\frac{x}{138}\right).$$

Данные, показанные на рис. 9, относятся к толчкам, большим чем 8 MeV. Следует отметить, что по крайней мере для глубин, больших чем 250 г см^{-2} , примерно такая же кривая получается, если порог регистрации отбираемых толчков лежит в пределах от 5 до 10 MeV.

14. Протоны, α -частицы и нейтроны малых энергий

Наблюдения в камере Вильсона и исследования фотографических пластинок показали существование большого числа протонов и α -частиц в атмосфере *). Эти частицы имеют приблизительно изотропное распределение по направлениям.

Число одиночных следов в фотографической эмульсии, согласно Перкинсу^{P1}, возрастает от уровня моря до высоты 4300 м, так же как и число звёзд.

Естественно предположить, что наблюдаемые медленные протоны и α -частицы создаются при ядерных расщеплениях того же типа, что и процессы, генерирующие звёзды. При этом предположении можно, исходя из наблюдаемого распределения частиц звёзд по пробегам и среднему числу частиц на звезду, подсчитать отношение числа одиночных треков к числу звёзд.

Перкинсом было установлено, что результаты вычислений согласуются с экспериментальными данными. Из того, что отношение числа одиночных треков к числу звёзд мало изменяется от уровня моря до 4300 м, вытекает малое изменение среднего числа частиц на звезду и распределения частиц звёзд по пробегам между этими двумя высотами.

Другим эффектом, связанным, повидимому, с ядерными расщеплениями, является присутствие в атмосфере нейтронов тепловых или почти тепловых скоростей. Регистрация этих нейтронов производится обычно посредством нейтронных счётчиков. Так как эффективное сечение реакции (n, α) для бора обратно пропорционально скорости нейтронов, то можно предполагать, что число отсчётов борового детектора измеряет плотность медленных нейтронов.

Большинство наблюдаемых нейтронов имеет, вероятно, энергию того же порядка, что и ионизующие частицы в звёздах, т. е. энергию около 10^7 еВ. Затем они замедляются, вначале благодаря неупругим соударениям, а потом из-за упругих соударений с ядрами атомов воздуха, до тех пор, пока не будут поглощены азотом при реакции типа (n, p). Согласно Бете, Корфу и Плачеку^{B4} средний пробег нейтронов от места их возникновения до места поглощения равен, по порядку величины, 150 г см^{-2} . Таким образом, на расстояниях, больших чем 150 г см^{-2} , от границы атмосферы плотность медленных нейтронов должна изменяться как число ядерных расщеплений. Из рис. 9 видно, что это подтверждается экспериментами; на этом рисунке данные по медленным нейтронам, полученные Фюнфером^{F4}, Агню, Брейтом и Фроманом^{A1} и Юаном и Ладенбургом^{Y2} представлены вместе с данными о толчках в тонкостенных ионизационных камерах.

*) См. также А. Алиханов, А. Алиханян и С. Никитин, J-of Phys. 9, 167 (1945) и В. Векслер, Н. Добротин и В. Холес J-of Phys. 9, 277 (1945).

15. Генерация электронной компоненты при ядерном взаимодействии*)

Часть электронов и фотонов в атмосфере создаётся при распаде обычных мезонов или при электромагнитном взаимодействии мезонов с веществом (главным образом при столкновениях). Однако недавно получены экспериментальные доказательства генерации электронной компоненты в иных процессах, в которых существенная роль принадлежит ядерному взаимодействию.

Были получены снимки в камере Вильсона, на которых электроны появлялись одновременно со звёздами D^1 . На других опубликованных

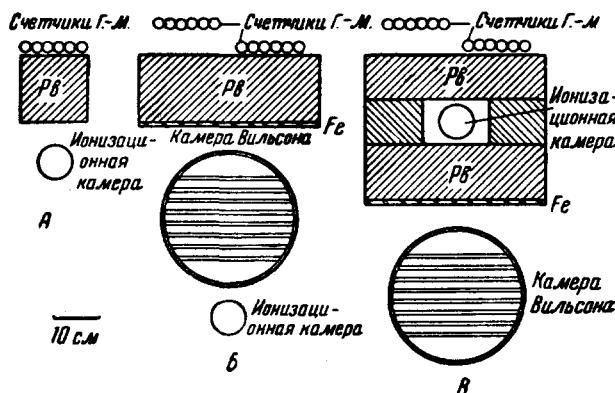


Рис. 10. Установки для изучения генерации ливней проникающими частицами.

снимках можно видеть ливни, содержащие и электроны и проникающие частицы F_2 , B_{10} .

В экспериментах иного типа B^8 ионизационная камера располагалась под группой счётчиков Гейгера-Мюллера, причём между обоими приборами находился 15-сантиметровый слой свинца (рис. 10, А).

Некоторые из импульсов в ионизационной камере сопровождались одновременным разрядом в счётчиках Гейгера-Мюллера и интерпретировались как результат прохождения через ионизационную камеру группы электронов, созданных в свинце ионизирующими частицами. Эти частицы не могли быть электронами, так как для создания под 15 см свинца ливня такой величины (35 частиц или более) последние должны были бы обладать энергией, превышающей 10^{12} eV.

*) К этому разделу см. статьи, посвящённые «особым ливням». Например: В. Векслер, Л. Курносова и А. Любимов, ЖЭТФ 17, 1026 (1946); Н. Биргер, ДАН 61, 245 (1948); С. Азимов, Н. Биргер, А. Горбунов, ДАН (в печати). (Прим. ред.)

Но электроны такой энергии встречаются слишком редко, чтобы им можно было приписать наблюдаемые ливни. Высотный ход эффекта исключает также возможность генерации наблюдаемых ливней обычными мезонами при столкновениях или в процессах излучения. Предварительные результаты⁸⁸ показывают, что частота эффекта возрастает в несколько сотен раз от уровня моря (1030 г см^{-2}) до 9000 м (310 г см^{-2}). Полная интенсивность проникающей компоненты возрастает в этом интервале высот всего в 6 раз. Можно предполагать, что число мезонов с энергией, достаточно большой для генерации ливней наблюданной величины, растёт ещё медленнее.

Данные о высотной зависимости толчков, генерируемых под большими толщинами свинца, представлены на рис. 12.

Весьма подробно исследовалась генерация ливней проникающими частицами с помощью установки, показанной на рис. 10, *B*¹⁰. Совпадения разрядов в группе счётчиков Гейгера-Мюллера и ионизационной камере управляли камерой Вильсона, содержащей восемь свинцовых пластин толщиной 6 мм каждая. Было получено много фотографий, которые показывали генерацию проникающими частицами электронных ливней в свинцовых пластинах. Некоторые из этих ливней настолько велики, что нижняя граница энергии генерирующих их частиц должна быть порядка 10^{10} eV . $2/3$ электронных ливней на этих фотографиях сопровождается проникающими частицами или звёздами или и теми и другими одновременно. Иногда некоторые из проникающих частиц могут быть идентифицированы с мезонами.

В остальной части фотографий плотность электронных ливней была столь велика, что оказалось невозможным обнаружение в них проникающих частиц.

Чтобы получить более подробную информацию о проникающей компоненте ливней, установка была изменена, как показано на рис. 10, *B*. Для отделения электронной компоненты между ионизационной камерой и камерой Вильсона находился блок свинца. На большей части фотографий, полученных при помощи такой установки, присутствовали проникающие частицы. Этот экспериментальный результат согласуется с предположением, что при ядерных явлениях, в которых генерируются электронные ливни, всегда создаются также и проникающие частицы. С другой стороны, неясно, всегда ли сопровождаются проникающие ливни электронной компонентой. Из факта, что на большей части фотографий проникающих ливней нет треков электронов, нельзя сделать заключения об отсутствии совместной генерации проникающих ливней и электронов. Действительно, электронная часть ливней поглощается значительно быстрее проникающей и поэтому может быть обнаружена только в том случае, если точка возникновения ливня не лежит слишком глубоко в поглотителе.

16. ЖЁСТКИЕ ЛИВНИ

Иногда наблюдались совпадения разрядов в счётчиках Гейгера-Мюллера, отделённых друг от друга толстыми слоями свинца и расположенных не на одной прямой. Джаносси¹¹ показал, что причиной, вызывающей эти совпадения, не являются обычные каскадные ливни. Такие явления были названы жёсткими ливнями. На рис. 11

показаны две типичные установки для изучения жёстких ливней.

Повидимому, ядерное взаимодействие, при котором генерируются жёсткие ливни, того же типа, что и создающее проникающие ливни и электронную компоненту. При этом нужно иметь в виду возможность последующего взаимодействия частиц жёстких ливней с ядрами. Если это действительно имеет место, то, принимая во внимание очень большое количество материала вокруг счётчиков Гейгера-Мюллера,

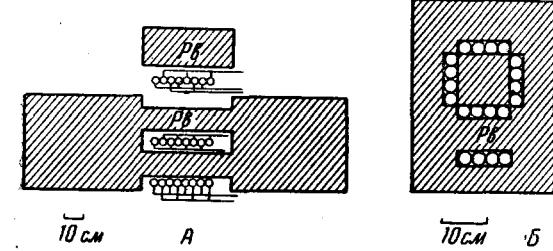


Рис. 11. Две установки для изучения жёстких ливней. A^{J_3} ; совпадения регистрировались только в том случае, если по крайней мере в одном из счётчиков каждой из семи групп, показанных на рисунке, произошёл разряд. B^{T_6} ; совпадения регистрировались только в том случае, если по крайней мере в двух счётчиках каждой из трёх горизонтальных групп произошёл разряд. (Показанные на рисунке две вертикальные группы предназначались для получения дополнительной информации о структуре ливней.)

следует заключение, что множественные процессы могут играть существенную роль в генерации жёстких ливней. Здесь не обсуждаются подробно многочисленные экспериментальные результаты, полученные при изучении жёстких ливней Джаносси и его сотрудниками.

Мы только отметим, что число жёстких ливней быстро растёт с уменьшением глубины атмосферы. Джаносси и Рочестер¹⁵, исследуя барометрический эффект жёстких ливней, нашли десятипроцентное увеличение числа жёстких ливней при уменьшении атмосферного давления на 1 см Hg. На рис. 12 показаны предварительные результаты недавнего исследования Тинлотом¹⁶ высотной зависимости жёстких ливней. Эти данные, так же как и барометрический эффект, соответствуют поглощению жёстких ливней в атмосфере по экспоненте e^{-x/L_a} , где $L_a = 125 \text{ г см}^{-2}$. Аналогичный результат был получен Сала и Ватагиным⁵¹, которые использовали установку, регистрировавшую проникающие ливни предпочтительнее, чем ливни, рожденные в поглотителе.

Данные, полученные Бриджем⁸⁹, изучавшим генерацию толчков проникающими частицами с помощью установки, показанной на

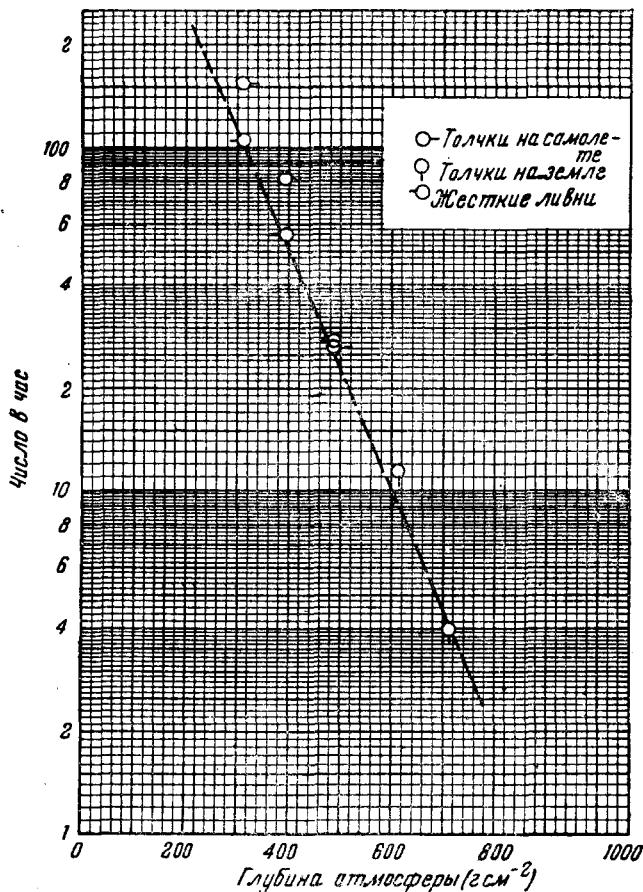


Рис. 12. Жёсткие ливни и толчки, генерируемые проникающими ионизирующими частицами, в функции глубины атмосферы. Жёсткие ливни наблюдались при помощи установки, показанной на рис. 11, *Б*; диаметр счётчиков был равен 2,5 см, длина — 25 см. Генерация толчков наблюдалась при помощи установки, показанной на рис. 10, *А*. Счётчики имели диаметр, равный 2,5 см, длину — 50 см; камера имела 7,5 см в диаметре, 52 см в длину; давление аргона в камере равнялось 5 атмосферам; регистрировались толчки, вызывавшие в камере ионизацию более чем 3,2 MeV. По оси ординат отложено истинное число отсчётов в час.

рис. 10, *А*, включены в график, представленный на рис. 12. Из этого графика следует, что число толчков растёт с высотой несколько быстрее, чем число жёстких ливней, но различие не выходит из пределов экспериментальных ошибок.

17. Происхождение ядерных явлений. *N*-компоненты

Весьма возможно, что любые частицы, обладающие достаточно большой энергией, могут вызывать ядерные реакции, описанные в предыдущих разделах. Однако несомненно, что эффективное сечение для ядерного взаимодействия различно для разных типов частиц. Поэтому с феноменологической точки зрения удобно считать, что частицы, генерирующие ядерные расщепления, образуют отдельную компоненту, которую для краткости назовём *N*-компонентой. Следующей задачей является решение вопроса о природе этой компоненты.

а) Мезоны с импульсами от $3 \cdot 10^8$ до 10^{10} eV/c. Эти частицы составляют основную долю жёсткой компоненты на уровне моря. Так как все ядерные эффекты растут с увеличением высоты значительно быстрее, чем жёсткая компонента, то можно сделать вывод о незначительной роли мезонов с указанными выше импульсами в генерации ядерных расщеплений на больших высотах.

б) Мезоны с импульсами, меньшими чем $3 \cdot 10^8$ eV/c. Эти мезоны не могут создавать ядерных реакций высоких энергий, но нельзя исключить их участия в генерации расщеплений малых энергий, например, звёзд. Действительно, часто предполагалось, что большинство звёзд генерировалось в процессе захвата ядрами обычных отрицательных мезонов. Но, как было уже упомянуто, эта гипотеза опровергается отсутствием указаний на существование этого эффекта в камере Вильсона.

В самом деле, на большинстве снимков звёзд в камере Вильсона не было заметно следов, которые можно было бы отнести к медленным мезонам. Кроме того, число медленных мезонов с высотой возрастает менее быстро, чем число звёзд.

в) Мезоны с импульсами, большими чем 10^{10} eV/c. Нельзя исключить возможного участия мезонов очень высоких энергий в значительной части ядерных расщеплений. При этом следует предположить, что эффективное сечение для ядерного взаимодействия быстрых мезонов настолько велико, что им определяется быстрое поглощение этих частиц в атмосфере.

г) Электроны и фотоны. Следующие экспериментальные факты показывают, что электроны и фотоны не играют существенной роли в генерации ядерных расщеплений.

1) В камере Вильсона, расположенной под свинцом, были получены фотографии звёзд и проникающих ливней, в которых отсутствовали электроны.

Но известно, что вероятность появления из свинцового экрана фотона большой энергии без сопровождения электронного ливня ничтожно мала.

2) Анализ фотографических пластинок, экспонированных под толстыми свинцовыми экранами, показывает, что поток звёздаобра-

зующей компоненты под свинцом незначительно меньше, чем над свинцом P_1 .

3) Помощью опытов с группой ионизационных камер, установленных таким образом, чтобы можно было отличить ливни от ядерных расщеплений (см. § 13), было грубо измерено B^{10} поглощение компоненты, генерирующей звёзды. 30 см свинца уменьшило частоту толчков до 30% от её первоначального значения. Количество электронов и фотонов больших энергий под 30 см свинца значительно меньше, чем *30% от их числа на воздухе.

д) Протоны и нейтроны. Нуклоны высоких энергий, несомненно, играют важную роль в наблюдаемых ядерных явлениях, хотя эти нуклоны не могут вызвать всех расщеплений. Известно из экспериментов H^3 , что эффективное сечение ядерного взаимодействия нейтронов с энергией, близкой к 10^8 eV, имеет тот же порядок величины, что и эффективное сечение взаимодействия N -компоненты, получаемое из её коэффициента поглощения. Кроме того, если верна современная гипотеза о мезонном характере ядерных сил, то можно предположить, что мезоны достаточно больших энергий создаются при взаимодействии двух нуклонов. Возможно, что проникающие ливни являются проявлением такого процесса генерации.

е) Новые частицы. Возможно, что N -компоненты содержит частицы (заряженные и незаряженные), отличные от электронов, протонов и обычных мезонов. Недавно Оккиалини, Поуэлл и сотрудники L^1, L^2 экспериментально доказали существование таких частиц *). Из их опытов следует, что эти частицы сильно взаимодействуют с ядрами, в то время как обычные мезоны, вероятно, не возникают в процессе ядерных расщеплений, а являются продуктом распада тяжёлых частиц, возникающих при ядерном взаимодействии.

В последнее время возникло много теоретических спекуляций, связанных с нейтральными мезонами. Возможно, что верна имеющая некоторые теоретические основания гипотеза о том, что сопровождающие ядерные расщепления электронные ливни возникают от фотонов, появляющихся при распаде короткоживущих мезонов.

В заключение следует ещё раз отметить, что то, что мы называем N -компонентой, в значительной части состоит из протонов и нейтронов высоких энергий, а также, вероятно, содержит новые типы частиц. Если эти частицы имеют очень короткое время жизни, то производимые ими эффекты трудно экспериментально отличить от ядерного взаимодействия, в котором они генерируются.

*) Ранее Оккиалини и Поуэлла А. И. Алиханов, А. И. Алиханян и А. Вейсенберг обнаружили новые частицы в космических лучах, обладающие спектром масс. Авторы назвали эти частицы варитронами. О варитронах см. A. Alichanian, A. Alichanov and A. Weissenberg, Journ. of Phys. XI, 97, 199 (1947); A. Alichanian, A. Alichanov and A. Weissenberg, ЖЭГФ 18, 301 (1948); A. Alichanian, A. Alichanov, B. Morozov, Г. Мусхелишвили и А. Хримян, ЖЭТФ 18, 673 (1948). (Прим. ред.)

III. ОБЩЕЕ РАССМОТРЕНИЕ ЯВЛЕНИЙ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

18. Первичная компонента

Изучение структуры космических лучей, взаимодействия между различными их компонентами и веществом, зависимости различных эффектов от высоты, широты и направления даёт достаточно много данных для того, чтобы попытаться заполнить пробел в наших знаниях обоснованными гипотезами и создать общую картину явлений в космических лучах.

Для этого в первую очередь рассмотрим экспериментальные данные, помогающие сделать заключение о природе первичной компоненты космических лучей.

а) Широтный эффект показывает, что первичная компонента содержит большое количество заряженных частиц с импульсами от $4,5$ до $15 \cdot 10^9$ еВ/с. Форма широтной кривой свидетельствует о том, что частицы с импульсами, меньшими чем $4,5 \cdot 10^9$ еВ/с, встречаются сравнительно редко, если они вообще существуют.

б) Из восточно-западной асимметрии следует, что большинство, а возможно, и все проникающие частицы, наблюдающиеся на высотах от уровня моря до 9000 м, происходят от положительно заряженной первичной компоненты J₇; S₅; Y₁; S₆.

в) Обычные мезоны, вследствие их короткого времени жизни, не могут входить в состав первичного излучения.

г) Высотная зависимость явлений, рассмотренных в §§ 12—16, заставляет предположить, что первичная компонента сильно взаимодействует с ядрами, вследствие чего быстро поглощается в атмосфере. Действительно, ни один эффект, вызываемый космическими лучами, не может убывать с увеличением глубины быстрее, чем вызвавшее его прямо или косвенно первичное излучение.

д) Шейном^{S5} было указано, что в первичной компоненте, повидимому, не содержится сколько-нибудь значительного количества электронов или фотонов^{*)}). Недавно были проведены опыты с целью количественного изучения этого важного вопроса^{H6}. Цилиндрическая ионизационная камера диаметром 5 см и длиной 10 см, заключённая в свинцовую оболочку толщиной 2,5 см, с помощью шара-зонда посыпалась на большую высоту. Регистрировались ионизационные толчки, большие некоторой определённой величины. Порог выбирался равным ионизации, производимой 80 релятивистскими частицами, проходящими через камеру перпендикулярно её оси. Это соответствует среднему размеру ливня, образуемого в свинцовой оболочке электроном или фотоном с энергией $4,5 \cdot 10^9$ еВ.

^{*)} Более строгое доказательство отсутствия большого числа электронов в составе первичной компоненты дано в статье С. Бриккер, С. Вернов, И. Еврейнова, Г. Соколов и Т. Чарахчян, ДАН 57, 141 (1947). (Прим. ред.)

На высоте в 27 000 м (глубина в 20 г см⁻²) регистрировалось 300 толчков в час. Сравнение с частотой отсчетов в камере, не защищенной свинцом, показывает, что, повидимому, 50% этих толчков были обусловлены ядерными расщеплениями в стенках камеры или в газе, ее наполняющем (см. § 13). Если принять, что все толчки обусловлены ливнями, исходящими из свинца, и учесть геометрию экспериментальной установки, то в качестве приближенного верхнего предела для интегральной интенсивности электронов и фотонов с энергией, большей чем $4,5 \cdot 10^9$ еВ, получаем

$$J_2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ при } x = 20 \text{ г см}^{-2}.$$

Так как 20 г см⁻² составляет в воздухе около $1/2$ радиационной единицы длины, то интегральная интенсивность электронов и фотонов большой энергии в верхней части атмосферы не может быть намного больше приведенного выше значения. С другой стороны, значение J_2 для полного падающего на границу атмосферы излучения равно приблизительно 0,4 см⁻² сек⁻¹ (см. § 25). Отсюда можно заключить, что электроны и фотоны с энергией, превышающей $4,5 \cdot 10^9$ еВ, составляют не более 1% первичных частиц. Действительно, предположение о наличии в первичной компоненте электронов или фотонов большой энергии не обязательно, так как наблюдаемые в небольшом количестве ливни могут быть обусловлены взаимодействием быстрых протонов с ядрами (см. § 15). Во всяком случае можно считать установленным, что большинство эффектов в космических лучах может быть объяснено без предположения о наличии в первичной компоненте электронов и фотонов больших энергий.

Из изложенного можно сделать вывод, что, по всей вероятности, первичная компонента состоит почти исключительно из протонов большой энергии^{7; 55}. В самом деле, кроме этого, возможны только два других предположения: а) первичное излучение, по крайней мере частично, состоит из ядер более тяжелых, чем ядра водорода, и б) кроме электронов и протонов, существуют иные устойчивые элементарные частицы. Как ни мало правдоподобны такие предположения, они все же не могут быть отвергнуты только на том основании, что подобные гипотетические компоненты первичного излучения никогда не обнаруживались вблизи уровня моря, так как причиной этого могло явиться быстрое поглощение их в атмосфере, что, как известно, характерно для первичного излучения.

Рассматривая проблемы космического излучения феноменологически, будем предполагать, что первичная компонента состоит из положительно заряженных частиц, отличных от электронов и обычных мезонов и сильно взаимодействующих с атомными ядрами. Несмотря на наше убеждение в том, что эти частицы являются протонами, мы будем применять для них менее специфическое название первичной компоненты космических лучей. Исходя из этого, получается сле-

дующая общая картина явлений в космических лучах. Первичная компонента, проникая в атмосферу, взаимодействует с атомными ядрами. При таких взаимодействиях ядра распадаются, испуская нуклоны различных энергий. При этих же взаимодействиях возникают элементарные частицы, идентичные с обычными мезонами или

превращающиеся в эти мезоны в результате распада. При этом рождаются электроны или фотоны, либо те и другие вместе, непосредственно или в результате распада короткоживущих мезонов. Электронная компонента космических лучей частично обусловлена такими электронами или фотонами, а частично возникает при распаде или при других вторичных процессах, происходящих с обычными мезонами. N -компоненты состоит частично из дошедшей до точки наблюдения первичной компоненты, частично из нуклонов большой энергии, возникающих при соударениях с ядрами, и, возможно, из

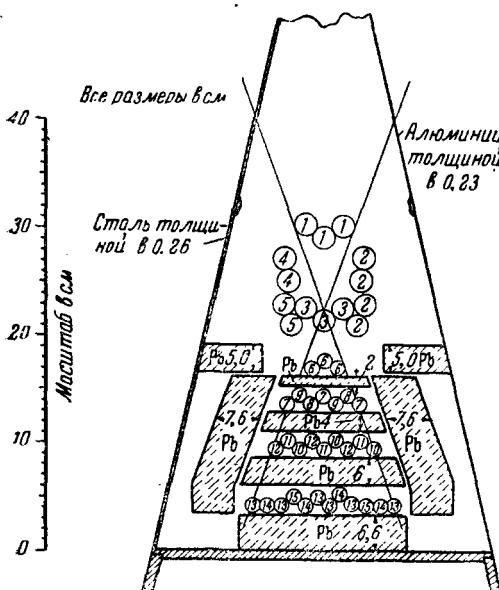


Рис. 13. Схема расположения счётчиков Гейгера-Мюллера в головной части ракеты^{G2}.

новых частиц (отличных от обычных мезонов), образующихся в результате этих соударений.

19. Явления в космических лучах за пределами атмосферы

Недавно были произведены эксперименты с космическими лучами на высоте до 160 км с помощью ракет. Результаты, полученные на высоте большей, чем соответствующая давлению, равному около $2,5 \text{ г см}^{-2}$, характеризуют свойства космических лучей в свободном пространстве.

В ряде экспериментов применялись счётчики Гейгера-Мюллера с поглотителями, необходимыми для измерения проникающей способности космического излучения за пределами атмосферы и вызываемых им вторичных эффектов. Мы здесь подробно опишем результаты, полученные Голианом и Краузе^{G2}, которые, по крайней мере качественно, совпадают с результатами других авторов.

Их установка изображена на рис. 13. Регистрировались различные комбинации совпадений и антисовпадений между счётчиками Гейгера-Мюллера. Некоторые из полученных наиболее важных результатов приведены в табл. I. Одна или несколько цифр в скобках указывают номера счётчиков, совпадения или антисовпадения которых регистрируются. Знак «плюс» указывает на совпадения, а знак «минус» — на антисовпадения.

Было также обнаружено, что когда происходило событие типа $(1) + (3) + (6) + (7, 8, 9)$, $(1) + (3) + (6) + (10, 11, 12)$ или $(1) + (3) + (6) + (13, 14, 15)$, то разряд часто происходил более чем в одном счётчике систем $(7, 8, 9)$, $(10, 11, 12)$ или $(13, 14, 15)$.

Анализ этих данных приводит к следующим выводам:

а) Космические частицы, наблюдаемые за пределами атмосферы, весьма интенсивно вызывают вторичные эффекты.

б) Совпадение между счётчиками вертикального телескопа сопровождается более чем в 50% случаев разрядами в счётчиках, расположенных вне телесного угла, определяемого телескопом. Таким образом, в данной экспериментальной установке большинство совпадений между счётчиками, расположенными на прямой, вызывалось не одной и той же частицей, проходящей через счётчики, а скорее группой частиц, возникших при вторичных процессах. Поэтому по наблюдаемым совпадениям или антисовпадениям трудно определить число падающих частиц.

в) В очень большом числе случаев в неэкранированных счётчиках телескопа $(1, 3, 6)$ происходил разряд, в то время как в экранированных счётчиках $(10, 11, 12, 13, 14)$ его не наблюдалось.

Так как над установкой не находилось тяжёлых веществ, то для объяснения наблюдения б) необходимо предположить, что большинство вторичных явлений, зарегистрированных счётчиками, происходило в свинцовой оболочке. Последняя была расположена под счётчиками $(1, 2, 3, 4, 5)$. Следовательно, можно сделать вывод, что многие вторичные частицы образуются под большими углами к направлению падающих частиц. Однако углы эти будут не столь велики из-за того, что вне атмосферы число падающих частиц, образующих с вертикалью угол от θ до $\theta + d\theta$, пропорционально $\sin \theta d\theta$. Таким

Таблица I

Частота отсчётов, регистрируемых системой счётчиков, показанной на рис. 13, в свободном пространстве

Тип регистрации	Число отсчётов в минуту
$(1) + (3) + (6)$	219
$(1) + (3) + (6) - (2, 4, 5)$	68
$(1) + (3) + (6) + (10, 11, 12)$	144
$(1) + (3) + (6) + (13, 14, 15)$	98
$(1) + (3) + (6) + (13, 14, 15) - (2, 4, 5)$	40

образом, значительная часть первичных частиц, попадающих в установку, имеет почти горизонтальное направление. Существование таких взаимодействий космических лучей с ядрами, при которых образующиеся вторичные частицы вылетают под большим углом, подтверждается рядом снимков проникающих ливней в камере Вильсона. Соображения, приводимые в § 28 (приложения), показывают, что даже для частиц значительной энергии можно ожидать больших углов вылета, если допустить, что ядерные взаимодействия, при которых возникают вторичные частицы, могут быть описаны как столкновения между двумя свободными нуклонами.

Результат в) можно истолковать как указание на существование в излучении, попадающем на границу атмосферы, частиц, останавливающихся в не очень больших толщинах свинца и не производящих каких-либо вторичных частиц, способных вызвать разряды в находящихся под свинцом счётчиках Гейгера-Мюллера. Возможно, что эта интерпретация неоднозначна. Из табл. I видно, что в 80% случаев, когда в счётчиках 1, 3, 6 происходит разряд, а в счётчиках 13, 14, 15 он не происходит, регистрируется импульс в боковых счётчиках 2, 4, 5. Трудно поэтому быть уверенным в том, что те сравнительно немногие случаи, когда в 1, 3, 6 происходит разряд и ни в 13, 14, 15 ни в 2, 4, 5 он не происходит, действительно обусловлены прохождением через счётчики 1, 3, 6 частиц, останавливающихся в 12 сантиметрах свинца между 6 и 13, 14, 15. Однако если эта интерпретация правильна, то можно прийти к выводу, что частицы, наблюдающиеся на границе атмосферы, не являются первичными. Действительно, трудно представить, что частицы, обладающие достаточно большой энергией для прохождения через геомагнитный барьер, могут поглощаться в 12 см свинца без образования вторичных частиц, которые наблюдались бы под свинцом. Присутствие вторичных частиц на границе атмосферы может быть объяснено лишь при предположении, что эти частицы образуются с широким угловым распределением.

Если заряженная частица имеет импульс, направленный вверх, но меньший, чем необходимый для преодоления геомагнитных сил, то сама частица или заряженные продукты её распада возвратятся на землю под действием магнитного поля земли. Таким образом, у границы атмосферы вторичные частицы будут двигаться во всех направлениях как вверх, так и вниз (за исключением частиц, отличных от обычных мезонов, или частиц со сравнимым или меньшим временем жизни, встречающихся в направленном вниз потоке). Теоретическая оценка энергии движущихся вверх частиц даётся в приложении (§ 29).

20. Ядерные взаимодействия больших энергий

N-компоненты феноменологически определяется как компонента космических лучей, ответственная за ядерные взаимодействия. Поэтому всякое измерение частоты ядерных расщеплений может рассматри-

ваться как измерение интенсивности N -компоненты. Излишне подчёркивать, что различные методы по разному регистрируют различные части N -компоненты и имеют различную чувствительность в зависимости от направления падающего излучения. Не приходится поэтому удивляться, что различные ядерные реакции отличаются друг от друга высотным ходом. Действительно, по частоте возникновения тех или иных ядерных реакций на различных высотах возможно установить высотный ход полной интенсивности, а также состав, энергетический спектр и угловую зависимость N -компоненты.

Экспериментальные данные, которыми мы располагаем в настоящее время, настолько неполны, что пока можно сделать только предварительные выводы.

В настоящем параграфе мы рассмотрим результаты наблюдений жёстких ливней и образования проникающими частицами толчков. Оба указанные явления обусловлены N -компонентой большой энергии. В экспериментах обоих типов вертикальное излучение имеет наибольшую вероятность регистрации. Высотный ход этих явлений будет поэтому таким же, как высотный ход вертикальной интенсивности N -компоненты большой энергии. Результаты экспериментов, приведённые на рис. 12, показывают, что эта интенсивность приблизительно является экспоненциальной функцией глубины атмосферы и что «средний пробег» L_a имеет величину порядка 125 г см^{-2} .

Ослабление высокоэнергичной части N -компоненты с увеличением глубины атмосферы не может рассматриваться как простой процесс поглощения. Другими словами, нельзя считать, что вся присутствующая на какой-либо глубине N -компонента представляет собой первичные частицы, которые не испытывали никаких соударений с ядрами в верхних слоях атмосферы. Действительно, имеются доказательства того, что большая часть наблюдаемой на известной глубине от границы атмосферы N -компоненты большой энергии имеет вторичное происхождение и, вероятно, представляет собой протоны и нейтроны, образующиеся при ядерных соударениях.

Наблюдения в камере Вильсона показывают, что ионизующие и неионизующие частицы ответственны за примерно равные количества проникающих ливней⁴. То же самое справедливо для жёстких ливней, регистрируемых при экспериментах со счётчиками^{4*)}. С другой стороны (см. § 18), существует уверенность, что первичная компонента не содержит большого количества нейтральных частиц.

Далее возникает вопрос о соотношении между глубиной проникновения L_a , определяющей изменение N -компоненты большой энергии с глубиной, и «пробегом» L_c , т. е. расстоянием, проходимым частицами между двумя последовательными ядерными соударениями. Прежде

^{4*)} О наличии нейтральной компоненты, генерирующей взрывы большой энергии, см. А. Любимов, Л. Кораблёв и В. Миллер, ДАН 61, 633 (1948). (Прим. ред.)

всего следует отметить, что L_a не может быть меньше, чем L_c . Однако L_a может быть значительно больше, чем L_c . Возможно, например, что при большинстве ядерных соударений N -частицы теряют только небольшую часть своей энергии. Возможно также, что прохождение N -компоненты через атмосферу является каскадным процессом, в котором средний пробег зависит от энергетического спектра излучения, аналогично тому, как это происходит в случае каскадных ливней, в которых размножение продолжается до тех пор, пока энергия вторичных частиц не становится меньше некоторой «критической энергии».

С теоретической точки зрения разумно предположить, что эффективное сечение для ядерных взаимодействий при больших энергиях просто равно геометрическому поперечному сечению ядра, значение которого приближенно можно представить в виде

$$\sigma = \pi (1.4 \cdot 10^{-13})^2 A^{1/3}. \quad (9)$$

Средний пробег в воздухе, соответствующий геометрическому поперечному сечению, равен 65 г см^{-2} . Отсюда можно найти следующие пределы для значения L_c :

$$65 < L_c < 125.$$

Протоны большой энергии могут либо входить в состав N -компоненты, либо возникать при взаимодействии N -компоненты большой энергии с веществом. Поэтому можно ожидать, что их число меняется с глубиной, как $e^{-x/25}$. Имеющиеся в настоящее время весьма скучные экспериментальные данные согласуются с предположением, что по крайней мере в интервале глубин от 250 до 1030 г см^{-2} это справедливо для протонов, энергия которых больше, чем примерно $\frac{1}{10}$ их энергии покоя, и что в этом же интервале глубин их энергетический спектр резко не меняет своей формы. В табл. II даны результаты некоторых весьма грубых оценок интенсивностей, сделанных на основании следующих экспериментов.

а) Андерсон^{A3} недавно измерил спектр импульсов одиночных положительных и отрицательных частиц, регистрируемых на высоте 9000 м счётчиком, управляющим камерой Вильсона. Обнаружив значительно больший избыток положительных частиц над отрицательными, чем на уровне моря, он предположил, что это обусловлено протонами. Эта интерпретация подтверждается тем, что такой избыток наблюдается только для частиц, импульсы которых больше, чем примерно $4 \cdot 10^8 \text{ eV}/c$, что соответствует минимальному импульсу протона, способного пройти через всё вещество, находящееся между эффективным объёмом камеры и нижним счётчиком. Из измерений Андерсона можно оценить, что на высоте в 9000 м число протонов с импульсами от $4 \cdot 10^8 \text{ eV}/c$ до $10^9 \text{ eV}/c$ составляет около 20% от общего числа «жёстких» частиц на этой высоте и что число протонов с импульсами от $10^9 \text{ eV}/c$ до $3 \cdot 10^9 \text{ eV}/c$ составляет 15%.

б) На высоте в 1000 м Лепринс Ринге¹³ нашёл, что от 2,5 до 3% частиц, выходящих из 12 см свинца с импульсами от $3 \cdot 10^8$ до $7 \cdot 10^8$ eV/c, являются протонами. При переходе от импульсов к пробегам отношение числа протонов к числу мезонов на единицу интер-

Таблица II

Оценка числа протонов в различных интервалах энергии. Принимается, что изменение этого числа с глубиной подчиняется экспоненциальному закону e^{-x/L_a} , где $L_a = 125 \text{ г см}^{-3}$. Импульсы выражены в 10^8 eV/c , интервалы — в г см^{-2} воздуха

Величина	Единицы	Экспериментальные данные	Принятое значение на уровне моря
Число частиц с $4 < p < 10$ ($6 < R < 100$)	$\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$	$\sim 10^{-2}$ на 9000 м (Андерсон)	$3 \cdot 10^{-5}$
Число частиц с $10 < p < 30$ ($100 < R < 1000$)	$\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$	$\sim 7 \cdot 10^{-4}$ на 9000 м (Андерсон)	$2 \cdot 10^{-5}$
Дифференциальный спектр пробегов i , при $R = 20$	$\text{г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$	$\sim 5 \cdot 10^{-7}$ на уровне моря (Рочестер)	$5 \cdot 10^{-7}$
Дифференциальный спектр пробегов i , при $R = 100$	$\text{г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$	$\sim 4 \cdot 10^{-7}$ на 1000 м (Лепринс Ринге)	$1,7 \cdot 10^{-7}$

вала пробегов при толщине свинца в 12 см получается равным примерно 6%.

в) На уровне моря Рочестер и Баунд^{R2}, применяя камеру Вильсона, управляемую антисовпадениями, отбирающими частицы, останавливающиеся в интервале в 2 см свинца (нижняя граница этого интервала определялась толщиной стенок камеры и счётчиков, оценивавшейся в 10 г см^{-2}), нашли не менее 8, а возможно 12 треков протонов за 372 часа наблюдений. При учёте геометрии экспериментальной установки число протонов в интервале пробегов, выделяемом установкой, получается равным примерно $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадан}^{-1}$.

Нам очень мало известно о поведении N -компоненты большой энергии в других веществах помимо воздуха. Бридж произвёл некоторые предварительные измерения на высоте в 4300 м при помощи экспериментальной установки типа, показанного на рис. 10, А. Частота совпадений между группой счётчиков Гейгера-Мюллера и ионизацион-

ной камерой была найдена как функция от толщины свинца между обоими приборами. Полученные результаты показаны на рис. 14.

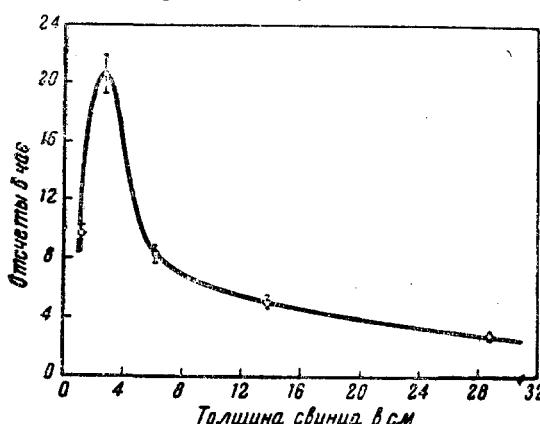


Рис. 14. Переходная кривая образования ливней ионизирующими частицами, полученная Бриджем^{в9} на экспериментальной установке, подобной изображённой на рис. 10, А.

нного над верхней группой счётчиков, получили результаты, представленные на рис. 15. Форма «переходной кривой» объяснялась предположением, что наблюдаемые совпадения обусловливаются ливнями проникающих частиц, образованных в верхнем слое свинца излучением, средний пробег которого в свинце порядка 5 см. Приводившиеся выше результаты эксперимента Бриджа делают такую интерпретацию весьма сомнительной. Представляется более вероятным, что во многих случаях, интерпретирующихся как жёсткие ливни, разряды в счётчиках верхней группы были обусловлены электронными ливнями, возникающими при прохождении проникающих частиц. Толщина, при которой наступает насыщение, определяется скорее поглощением этих электронных ливней, чем поглощением первичного излучения.

*) В действительности пробег в свинце $L_a = 430 \pm 90 \text{ г см}^{-2}$. Величина, приведённая в статье, связана с ошибкой в вычислении, см. H. Bridg e, and B. Rossi, Phys. Rev. 75, 810 (1949). (Прим. переводчика.)

Максимум, соответствующий примерно 3 см, объясняется образованием ливней электронами, а хвост кривой связан с образованием ливней N-компонентой большой энергии. Из наклона кривой получается глубина проникновения в свинце, равная $L_a = 280 \pm 50 \text{ г см}^{-2}$).

Джаносси и Рочестер¹³, измеряя на установке, показанной на рис. 11, А, частоту возникновения жёстких ливней в функции толщины свинца, помещён-

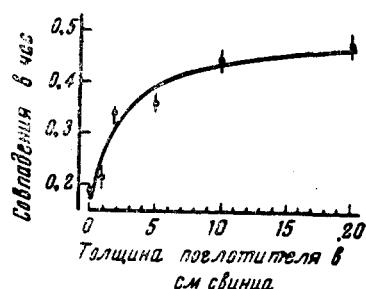


Рис. 15. Переходная кривая для жёстких ливней, полученная Джаносси и Рочестером¹³ на экспериментальной установке, изображённой на рис. 11, А. По оси абсцисс отложена толщина свинца над верхней системой счётчиков

Росси и Регенер^{R5}, так же как и Джаносси и Рочестер^{J4}, обнаружили образование проникающих частиц неионизующей компонентой. «Пробег» частиц этой компоненты, определяемый в данном случае как среднее расстояние между двумя последовательными образованиями вторичных ионизующих частиц, оказался равным 5—10 см свинца. Этот результат трудно объясним, так как пробег, соответствующий геометрическому поперечному сечению ядер свинца, составляет примерно 160 г см⁻² или 14 см.

21. Ядерные взаимодействия малых энергий

Рассмотрим теперь наблюдения над звёздами и одиночными треками в фотографических пластинках, над толчками в тонкостенных экранированных ионизационных камерах и над эффектами, связанными с медленными нейтронами. Эти явления связаны с образованием при ядерных расщеплениях частиц сравнительно малой энергии. Все эти явления имеют, повидимому, один и тот же высотный ход, по крайней мере в нижних слоях атмосферы. Как видно из рис. 9, для глубин, больших чем 250 г см⁻², этот высотный ход приближённо может быть представлен экспоненциальной функцией e^{-x/L_a} , в которой средний пробег L_a равен 138 г см⁻². Минимум энергии, необходимой для осуществления этого явления, значительно меньше минимальной энергии, при которой возникают явления, описанные выше. Кроме того, используемая для регистрации рассматриваемых явлений аппаратура не столь чувствительна к направлению генерирующего излучения. Поэтому можно считать, что кривая на рис. 9 представляет высотный ход интегральной интенсивности N -компоненты всех энергий. Из изучения кривой можно сделать вывод, что за ядерные расщепления ответственна не только первичная компонента, поглощающаяся в атмосфере экспоненциально. Действительно, если интенсивность, наблюдаемая при глубине атмосферы x под углом с вертикалью ϑ , является функцией $J(x/\cos \vartheta)$, то интегральная интенсивность J_2 связана с интенсивностью по направлению I уравнением

$$J_2(x) = 2\pi x \int_x^{\infty} I(y) \frac{dy}{y^2}, \quad (10)$$

которое для случая экспоненциального поглощения, когда $I(x) = I_0 e^{-x/L_a}$, переходит в

$$J_2(x) = 2\pi I_0 e^{-x/L_a} + \frac{x}{L_a} E_i\left(-\frac{x}{L_a}\right). \quad (11)$$

Так как при $x \gg L_a$ логарифмический наклон $J_2(x)$ равен $\frac{1}{L_a}$, то, чтобы представить наблюдения в нижних слоях атмосферы при помощи функций типа, указанного в уравнении (11), надо положить

$L_a = 138 \text{ г см}^{-2}$. Функция $J_2(x)$, вычисленная при указанном значении L_a , представлена на рис. 9 пунктирной кривой. Несмотря на то, что точность измерений на больших высотах далеко не достаточна, несомненно, что экспериментальная кривая у границы атмосферы падает по мере увеличения глубины гораздо медленнее, чем теоретическая пунктирная кривая. Это ясно указывает на то, что при прохождении первичной компоненты через атмосферу образуется много вторичных частиц (в основном, вероятно, протонов и нейтронов сравнительно малой энергии), способных вызывать ядерные расщепления. Действительно, возможно, что достаточное количество этих вторичных частиц направлено вверх, благодаря чему значительно увеличивается частота возникновения ядерных реакций малых энергий вблизи границы атмосферы.

Другие экспериментальные данные подтверждают вышеописанную картину. Если предположить, что протоны и нейтроны генерируются в примерно равных количествах и с одинаковой вероятностью вызывают ядерные расщепления, то количество ядер, распавшихся в результате действия каждой из указанных частиц, будет примерно одинаковым. Это справедливо в случае, когда энергии частиц настолько велики, чтобы можно было пренебречь ионизационными потерями протонов в сравнении с их потерями на соударения с ядрами. Напротив, при малых энергиях большинство протонов будет тормозиться в результате ионизационных потерь прежде, чем они успеют испытать соударения с ядром, и большинство ядерных реакций будет обусловлено нейтронами. Переход от одного случая к другому происходит в области энергий, соответствующих пробегу между двумя ядерными соударениями. Эта энергия имеет величину порядка $5 \cdot 10^8 \text{ eV}$. Таким образом, то обстоятельство, что практически все образования звёзд вызываются, повидимому, неионизующей компонентой, находится в согласии с предположением, что они в основном вызваны нуклонами с энергиями, меньшими чем $5 \cdot 10^8 \text{ eV}$.

Средний пробег для ядерных реакций малых энергий ($L_a = 138 \text{ г см}^{-2}$, повидимому, несколько больше, чем средний пробег для реакций больших энергий ($L_a = 125 \text{ г см}^{-2}$)). Возможно, что 138 г см^{-2} соответствует среднему пробегу в воздухе для нейтронов с энергией порядка нескольких единиц 10^8 eV . В связи с этим можно указать на результаты последних измерений, произведённых с помощью 184-дюймового циклотрона в Беркли H_3 , C_3 . Эти измерения показывают, что средний пробег для нейтронов с энергией около 10^8 eV сильно зависит от геометрии экспериментальной установки. В кислороде средний пробег равен 35 г см^{-2} при «хорошей геометрии» и 100 г см^{-2} при «плохой геометрии». Даже больший средний пробег в воздухе для звездообразующей компоненты не находится в противоречии с гипотезой, что эта компонента состоит из нейтронов, так как средняя энергия космических нейтронов может отличаться от энергии нейтронов из циклотрона в Беркли, а при экспери-

ментах с космическими лучами коллимирование ещё хуже, чем в экспериментах на циклотроне с «плохой геометрией».

В табл. III представлена попытка оценки вероятности возникновения различных ядерных реакций на уровне моря. Вычисление вероятности образования звёзд сделано на основании опытов Перкинса^{Р1} и Латтеса и др.^{Л2}. По данным Латтеса, в 1 см³ эмульсии

Таблица III

Оценка частоты различных ядерных реакций. Принимается, что изменение частоты с глубиной подчиняется экспоненциальному закону e^{-x/L_a} , где $L_a = 138 \text{ г см}^{-2}$ при глубине, большей чем 250 г см^{-2}

Тип реакции	Единицы	Экспериментальные данные	Принятое значение на уровне моря
Образование звёзд (с 5-ю треками и больше)	$\text{с}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ (в воздухе)	Эксперименты Перкинса на уровне моря, Латтеса и др. на высоте 2800 м	10^{-5}
Образование нейтринов	$\text{с}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ (в воздухе)	Наблюдения Юана на разных высотах	$2 \cdot 10^{-5}$
Треки медленных протонов ($E < 20 \text{ MeV}$)	$\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	Измерения Перкинса на уровне моря	$3,5 \cdot 10^{-6}$

на высоте 2800 м образуется приблизительно по 10 звёзд в день. По данным Перкинса, на уровне моря образуется 1 звезда на 1 см³ в день. В работе Латтеса отмечается, что в расчёт принимались только звёзды с количеством треков больше четырёх. В работе Перкинса нет никаких указаний на критерий, которым он руководствовался при отборе звёзд. Оба автора использовали пластиинки Ильфорда. Перкинс констатирует, что из 8 звёзд 7 представляют распады лёгких ядер (C, O, N). Поскольку плотность лёгких элементов в эмульсии близка к единице, количество звёзд на 1 см³ эмульсии не будет сильно отличаться от количества звёзд на 1 г воздуха.

Вычисление частоты появления треков медленных протонов основано на наблюдениях Перкинса^{Р1}, который обнаружил на уровне моря 0,3 трека на 1 см² в день. В использовавшейся эмульсии различные треки могли быть оставлены протонами с энергией вплоть до 80 MeV. Однако, повидимому, не было отмечено ни одного трека протона с энергией, большей чем 20 MeV. Таким образом, число треков протонов на единицу площади в единицу времени представляет поток протонов с энергией, меньшей чем 20 MeV.

Данные различных авторов об интенсивности образования в атмосфере медленных нейтронов не являются достаточно определёнными. Оценка, данная в табл. III, основана на последних измерениях, сделанных на самолёте Юаном и Ладенбургом Y_2 на разных высотах (см. § 14). Следует отметить, что приведённая оценка интенсивности образования нейтронов оказывается несколько заниженной по сравнению с интенсивностью образования звёзд, так как нужно ожидать, что на каждую звезду с 5 или большим количеством треков должно приходиться больше чем 2 нейтрона. Оценить значение этого расхождения пока довольно трудно, так как наши оценки интенсивности имеют весьма грубый характер.

22. Анализ жёсткой и мягкой компонент

Согласно нашим определениям, интенсивность жёсткой компоненты измеряется частотой совпадений двух счётчиков Гейгера-Мюллера, разделённых 167 г см^{-2} свинца. На уровне моря почти все эти совпадения обусловлены мезонами, проходящими через оба счётчика и находящимися между ними свинец. Однако на больших высотах значительная часть совпадений обусловлена протонами большой энергии или, вообще говоря, N -компонентой большой энергии, если считать, что N -компонента содержит отличные от протонов ионизующие частицы. Часть N -компоненты при прохождении через свинец будет взаимодействовать с ядрами, так что во многих случаях совпадения будут обусловлены прохождениями первичной частицы через верхний счётчик и одной из вторичных частиц, образовавшихся при ядерном взаимодействии, через нижний счётчик. Может также случиться, что в обоих счётчиках, как в верхнем, так и в нижнем, разряд будет производиться вторичными частицами, возникшими при ядерном взаимодействии нейтральной или заряженной частицы, входящей в состав N -компоненты и проходящей вне обоих счётчиков.

На границе атмосферы мезоны отсутствуют, и все совпадения обусловлены первичным космическим излучением. За неимением более определённых данных мы будем считать, что количество совпадений, обусловленных N -компонентой, изменяется с глубиной, как e^{-x/L_a} , где $L_a = 125 \text{ г см}^{-2}$. Это предположение согласуется с экспериментальными данными о высотном ходе N -компоненты большой энергии, рассмотренными в § 20.

Чтобы получить вертикальную интенсивность мезонов жёсткой компоненты, мы экстраполируем кривую, представляющую вертикальную интенсивность всей жёсткой компоненты *) (см. рис. 2), до точки, где $x = 0$, и вычитаем из неё кривую, имеющую при $x = 0$ ту же ординату и убывающую, как $e^{-x/125}$. Разность обеих кривых показана на рис. 16. Следует отметить, что, согласно нашим предположениям, обусловленная протонами (или, вообще говоря, N -компо-

*) Критерий возможности такой экстраполяции будет рассмотрен в § 23.

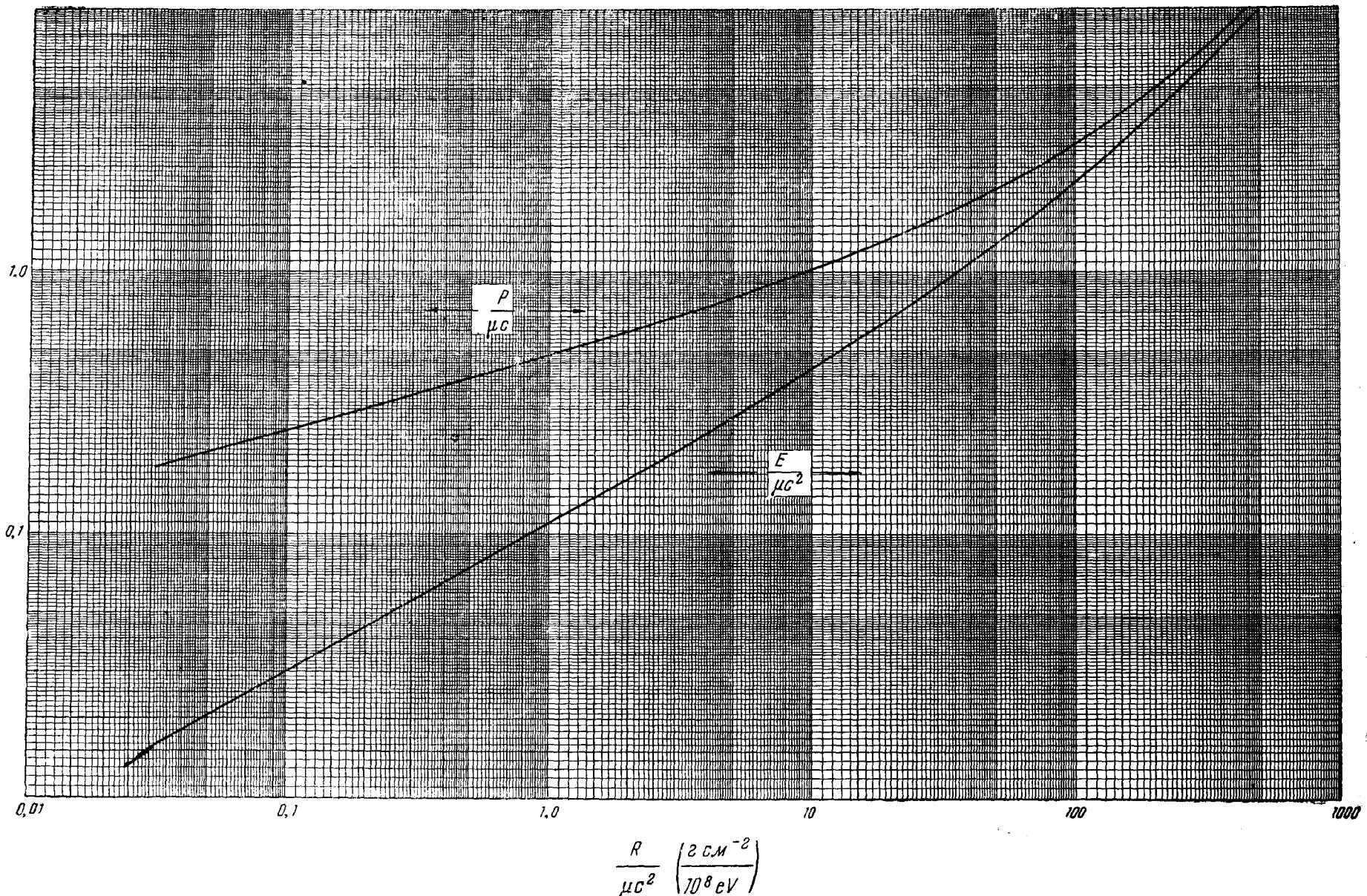


Рис. 22. $p/\mu c$ и $E/\mu c$ в функции от $R/\mu c^2$ в воздухе; p — импульс, E — кинетическая энергия, R — пробег, μ — масса. Кривые справедливы для частиц с любой массой при условии, что радиационные потери и потери на ядерные взаимодействия ничтожны по сравнению с ионизационными потерями (по Смиту⁵¹⁰).

см. 2662.

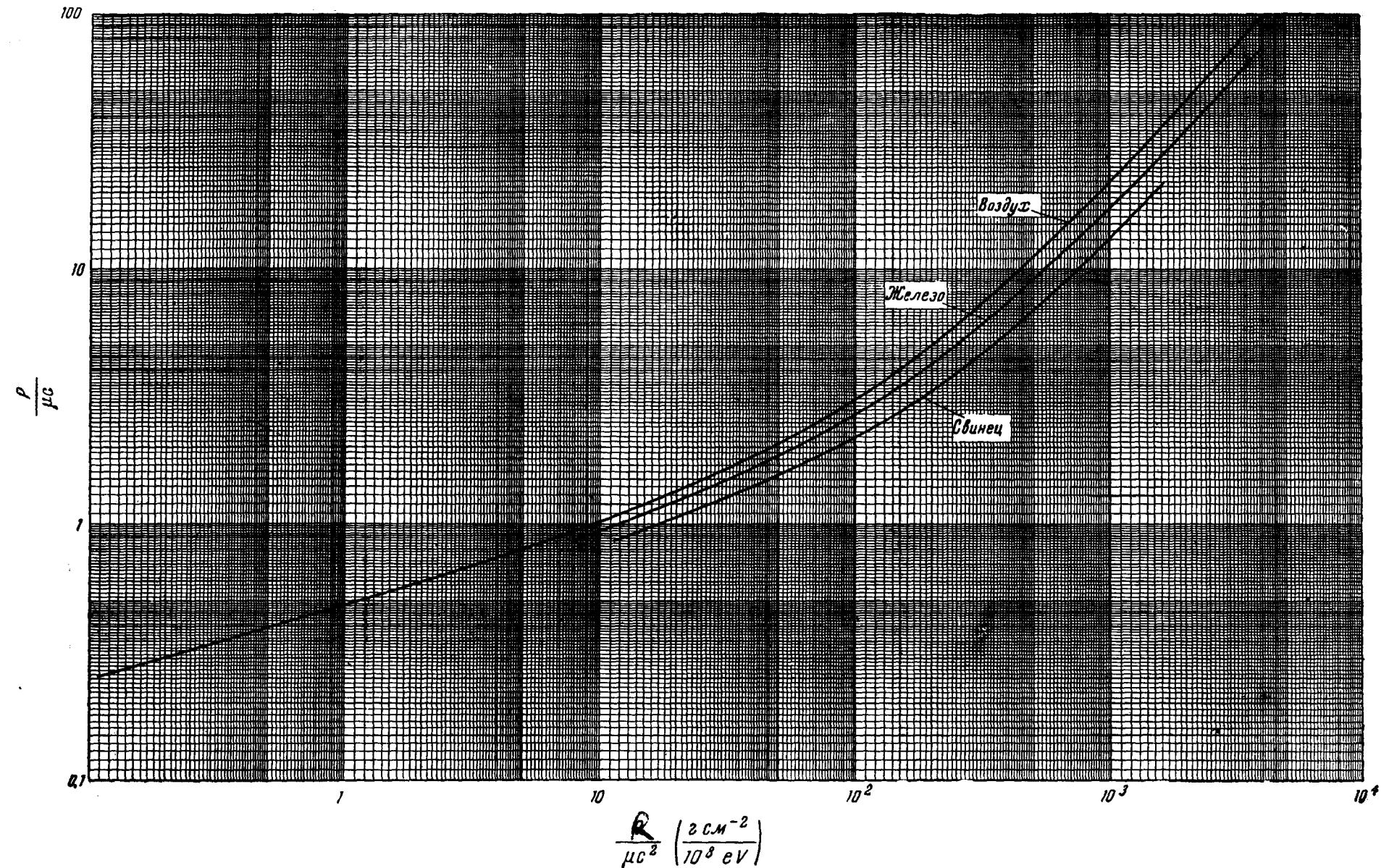


Рис. 23. $p/\mu c$ в функции $R/\mu c^2$ в воздухе, железе и свинце; p — импульс, R — пробег, μ — масса. Кривые справедливы для частиц с любой массой при условии, что радиационные потери и потери на ядерные взаимодействия ничтожны в сравнении с ионизационными потерями (по Ваку^{W2}).

нентой) часть полной интенсивности жёсткой компоненты на уровне моря составляет 0,4%. Это значение согласуется с оценкой числа протонов большой энергии, данной в табл. II.

Мягкая компонента, измеренная с поглотителем толщиной 5 г см^{-2} латуни между эффективными объёмами счётчиков, содержит электроны

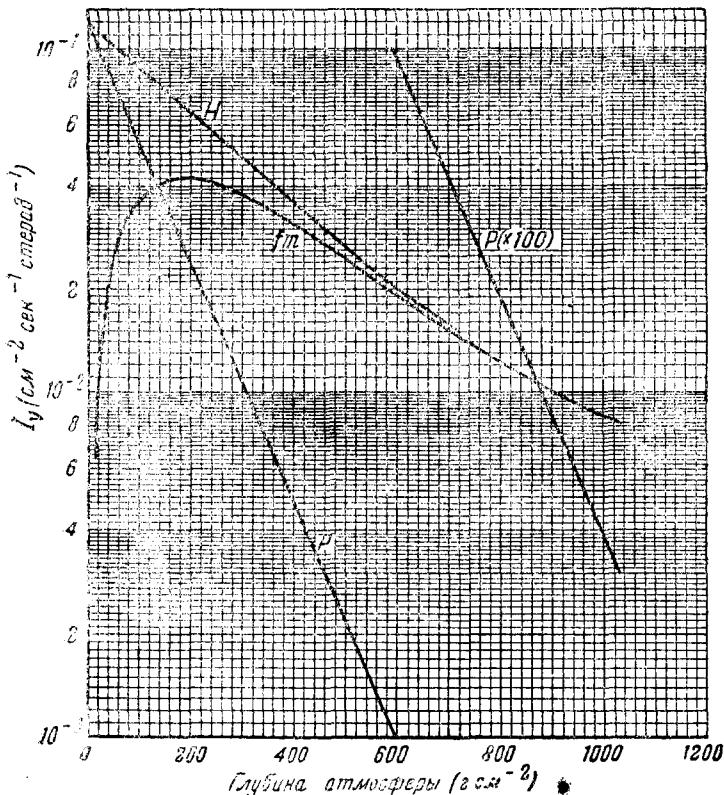


Рис. 16. Анализ жёсткой компоненты. Кривая f_m показывает вертикальную интенсивность мезонов с пробегом, большим чем 167 г см^{-2} свинца («быстрые мезоны»). Кривая P показывает вклад N -компоненты (протоны большой энергии) в измеренную интенсивность жёсткой компоненты, но не даёт абсолютного значения вертикальной интенсивности N -компоненты.

практически всех энергий выше 10 MeV, мезоны с импульсами от $0,7 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^8$ eV/c и протоны с импульсами от $4 \cdot 10^8$ до 10^9 eV/c. Интенсивности мезонов и протонов, входящих в состав мягкой компоненты, при глубине атмосферы, большей чем 250 г см^{-2} , могут быть оценены, по крайней мере приближённо, из эксперименталь-

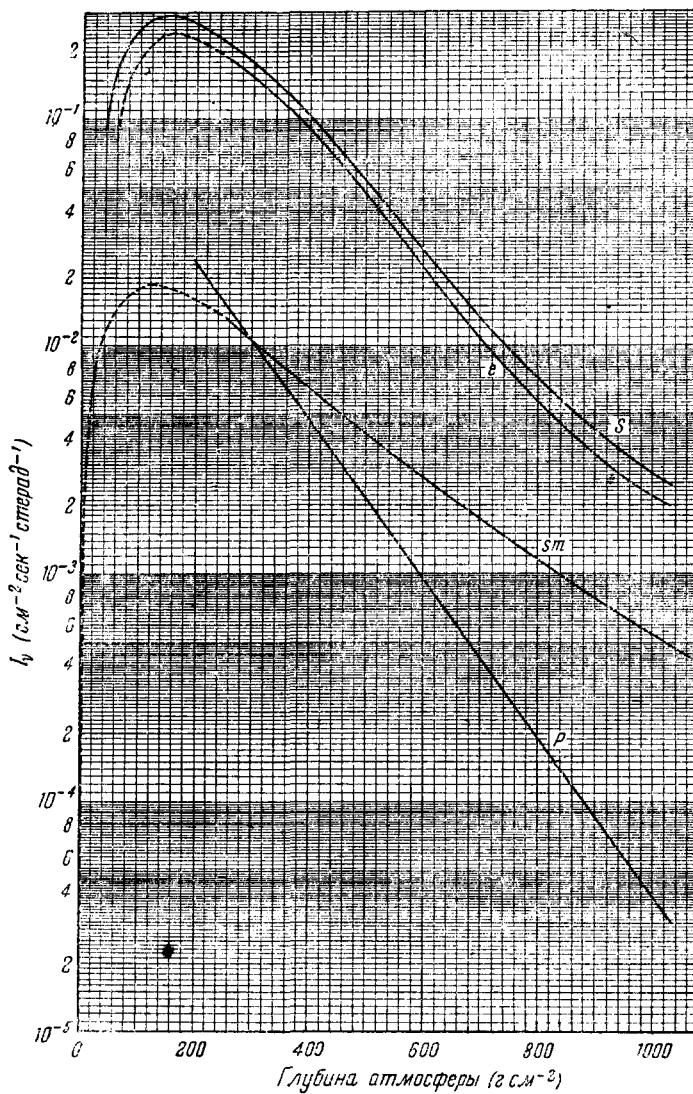


Рис. 17. Анализ мягкой компоненты. Кривые показывают вертикальную интенсивность в функции глубины атмосферы для следующих составных частей: «медленные мезоны» или практически все мезоны с импульсами, меньшими чем $3 \cdot 10^8$ eV/c (*sm*); протоны (или другие заряженные частицы *N*-компоненты) с импульсами от $4 \cdot 10^8$ до 10^9 eV/c (*P*); электроны практически всех энергий, больших чем 10^7 eV (*e*).

ных данных, представленных на рис. 7 и в табл. II. Интенсивность же электронов можно тогда получить вычитанием интенсивности мезонов и протонов из полной интенсивности мягкой компоненты, данной на рис. 2. Результаты такого вычисления представлены на рис. 17 сплошной кривой. Повидимому, на всех глубинах, больших чем 250 г см^{-2} , интенсивность протонов и мезонов составляет незначительную часть полной интенсивности мягкой компоненты. Поэтому остающаяся пока большая неопределенность их значений существенно не отражается на оценке величины интенсивности электронов.

В настоящее время нельзя достаточно точно оценить интенсивность электронов на глубине, меньшей чем 250 г см^{-2} . Величина интенсивности мягкой компоненты в верхних слоях атмосферы неизвестна отчасти из-за того, что результаты измерения полной интенсивности (см. рис. 2) не согласуются между собой, отчасти же из-за того, что в этой области невозможно точно определить интенсивность жесткой компоненты, в основном состоящей из первичных частиц большой энергии. Более того, не существует измерений интенсивностей мезонов и протонов мягкой компоненты на глубине, меньшей чем 250 г см^{-2} . В то время как интенсивность мезонов ещё может быть определена с помощью некоторых общих рассуждений (см. § 23), для оценки интенсивности протонов пока нет достаточных оснований.

При рассмотрении энергетического баланса в космическом излучении, который будет произведён нами ниже, важно знать для каждого типа частиц величину

$$\int_0^{1030} I_s dx,$$

которая представляет длину пути в атмосфере. Результаты вычислений длины пути для различных компонент космических лучей даны в табл. IV.

Указанные в ней ошибки оценены из погрешностей различных экспериментов. При определении длины пути ионизующих частиц N -компоненты с $R > 100 \text{ г см}^{-2}$ учитывалось то, что эффективность регистрации телескопа для указанных частиц больше, чем для мезонов (см. § 19).

23. Энергия мезонной компоненты

Для описания происходящих в атмосфере процессов, связанных с обменом энергией, введём для каждой группы космических частиц функцию $k(x)$, так чтобы $k(x)d\omega$ представляло потерю энергии в единицу времени на 1 грамм воздуха на глубине x частицами данной группы, проходящими внутри телесного угла $d\omega$ около вертикального направления. Величина $k(x)$ измеряется в $\text{eV г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$.

В воздухе мезонная компонента теряет энергию в результате процессов соударений и распада (радиационными потерями энергии мезонов при энергиях, меньших чем 10^{12} eV, можно пренебречь). Рассмотрим отдельно мезоны, входящие в состав жёсткой и мягкой компонент, причём для краткости будем их в дальнейшем называть соответственно «быстрыми мезонами» и «медленными мезонами».

Таблица IV
Длина пути различных компонент космических лучей в атмосфере.

Компоненты	Длина пути $\text{г см}^{-4} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$
Все ионизующие частицы $R > 5 \text{ г см}^{-2}$ латуни	133 ± 17
Мезоны 5 г см^{-2} латуни $< R < 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха . . .	6 ± 3
Мезоны $R > 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха	24 ± 2
Протоны 5 г см^{-2} латуни $< R < 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха . . .	6 ± 3
Ионизующая N -компоненты (протоны?) $R > 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха	8 ± 4
Электроны (как разность) $R > 5 \text{ г см}^{-2}$ латуни	89 ± 18

В воздухе для быстрых мезонов скорость рассеяния энергии при соударениях может считаться не зависящей от энергии и равной $2 \cdot 10^8 \text{ eV г}^{-1} \text{см}^2$. Поэтому ионизационные потери быстрых мезонов могут быть представлены в виде:

$$k_c^{(fm)}(x) = 2 \cdot 10^8 / v^{(fm)}(x) \text{ eV г}^{-1} \text{сек}^{-1} \text{стерадан}^{-1}, \quad (12)$$

где $v^{(fm)}$ — вертикальная интенсивность быстрых мезонов.

Если ограничиться рассмотрением мезонов, энергия которых велика в сравнении с их энергией покоя, то полная энергия, выделяющаяся при распаде мезонов в слое воздуха в 1 г см^{-2} , не будет зависеть от распределения мезонов по энергиям и будет равна числу падающих мезонов, умноженному на $\mu c/\tau p$, где p — плотность воздуха R^6 . Поэтому потери быстрых мезонов на распад представляются выражением

$$k_d^{(fm)}(x) = \frac{\mu c}{\tau p} / v^{(fm)}(x). \quad (13)$$

Для того чтобы найти ионизационные потери и потери при распаде для медленных мезонов, предположим, что на всех высотах от

0 до 100 г см^{-2} дифференциальный спектр пробегов мезонов будет постоянным. Как упоминалось в § 6, это действительно оказалось более или менее справедливым для всех высот, на которых производились измерения. Тогда средние ионизационные потери медленных мезонов получаются делением максимальной кинетической энергии медленных мезонов ($E_m = 2,2 \cdot 10^8 \text{ eV}$) на соответствующий пробег ($R_m = 100 \text{ г см}^{-2}$). Таким образом получаем:

$$k_c^{(sm)}(x) = 2,2 \cdot 10^6 I_v^{(sm)}(x) \text{ eV} \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}, \quad (14)$$

где $I_v^{(sm)}$ — вертикальная интенсивность медленных мезонов.

При том же предположении о распределении пробегов, потери, обусловленные распадом медленных мезонов, получаются в следующем виде:

$$k_d^{(sm)}(x) = 1,2 \frac{\mu c}{\tau_p} I_v^{(sm)}(x). \quad (15)$$

Необходимо, наконец, рассмотреть мезоны, останавливающиеся в воздухе и, вследствие этого, распадающиеся или захватываемые ядрами. Энергия, теряемая при этих процессах мезонным пучком, равна

$$k^{(nr)}(x) = \frac{I_v^{(sm)}}{R_m} \mu c^2, \quad (16)$$

где $I_v^{(sm)}/R_m$ представляет дифференциальную интенсивность медленных мезонов.

Различные энергетические потери, испытываемые мезонами, вычисленные при помощи уравнений (13), (15) и (16), а также результаты измерений величин $I_v^{(fmr)}$ и $I_v^{(sm)}$ представлены на рис. 18 сплошными кривыми. Для экстраполяции этих кривых на область меньших глубин исследуем поведение обусловленных распадом потерь при $x \rightarrow 0$. Для этой цели рассмотрим мезоны с заданным импульсом p и обозначим через $K(x)$ энергию на 1 г сек стерадиан, необходимую для образования этих мезонов на глубине x . Если x достаточно мало, то ионизационными потерями можно пренебречь, а также можно принять, что отношение $\frac{x}{p} = z_0$, где z_0 — постоянная (рис. 21). Тогда вероятность того, что мезон, образованный на глубине x , распадётся на глубине x_1 в интервале dx_1 , будет равна

$$\frac{z_0}{\lambda} \left(\frac{x}{x_1} \right)^{z_0/\lambda} \frac{dx_1}{x_1},$$

где $\lambda = \frac{\tau_p}{\mu}$ представляет средний свободный пробег до распада. Отсюда потери k_d , обусловленные распадом мезонного пучка на глубине x_1 , представляются в виде:

$$k_d(x_1) = \frac{z_0}{\lambda} x_1^{-\frac{z_0}{\lambda}-1} \int_0^{x_1} K(x) x^{z_0/\lambda} dx.$$

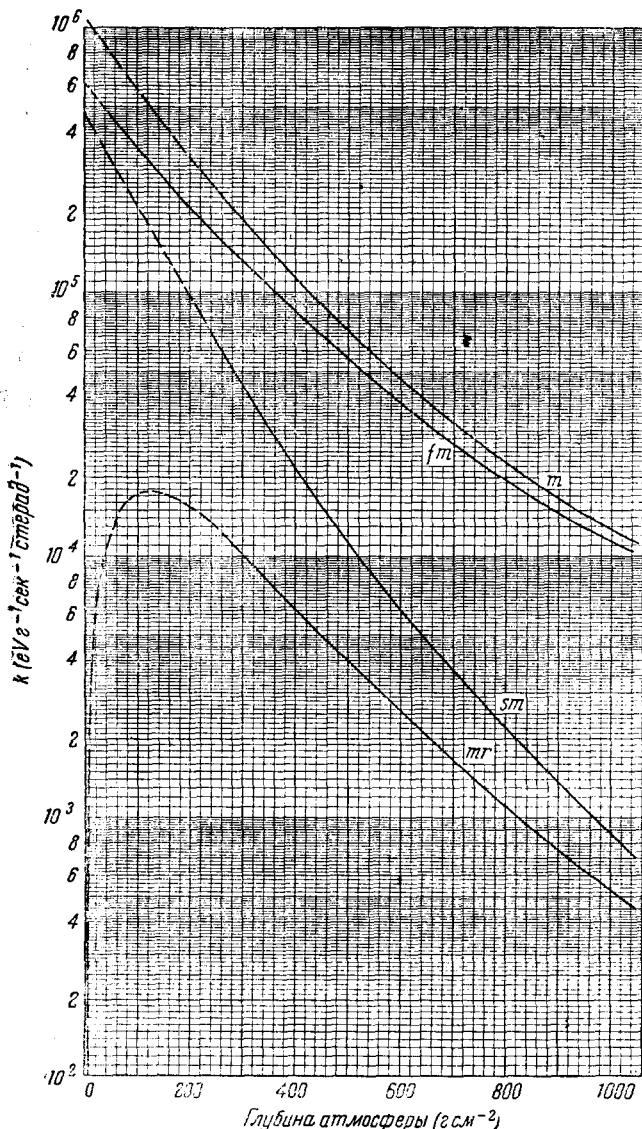


Рис. 18. Потери различных мезомных компонент при распаде в атмосфере, а именно быстрых мезонов (fm), медленных мезонов (sm) и покоящихся мезонов (mr). Кривая mr кроме энергий спонтанно распадающихся мезонов включает также энергию покоя мезонов, захватываемых ядрами. Кривая t показывает сумму всех трёх кривых.

Разлагая $K(x)$ в ряд Тейлора вблизи $x = 0$ и интегрируя, получим для $k_d(x_1)$ ряд:

$$k_d(x_1) = \frac{K(0)}{1 + \lambda/z_0} + \frac{K'(0)}{1 + 2\lambda/z_0} x_1 + \dots \quad (17)$$

Следовательно, на границе атмосферы справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} k_d(0) &= \frac{K(0)}{1 + \lambda/z_0}, \\ \left(\frac{d}{dx} \ln k_d \right)_{x=0} &= \frac{1 + \lambda/z_0}{1 + 2\lambda/z_0} \left(\frac{d}{dx} \ln K \right)_{x=0}. \end{aligned} \quad (18)$$

Очевидно, что на очень небольшой глубине атмосферы потеря энергии мезонным пучком на один грамм воздуха всегда меньше, чем энергия, получаемая мезонным пучком в той же массе воздуха *). Значения λ для медленных мезонов находятся между 0 и $2 \cdot 10^6 \text{ см}$. С другой стороны, на границе атмосферы $z_0 = 6,4 \cdot 10^5 \text{ см}$. Для медленных мезонов поэтому среднее значение дроби $(1 + \lambda/z_0)/(1 + 2\lambda/z_0)$ находится между 1 и 0,8 и, в первом приближении, можно принять, что логарифмическая производная от $k_d(x)$ вблизи границы атмосферы равна логарифмической производной от $K(x)$. Согласно нашему предположению, мезоны образуются N -компонентой большой энергии, интенсивность которой изменяется с глубиной, как $e^{-x/125}$. Отсюда заключаем, что $\frac{d}{dx} (\ln k_d^{(sm)})$ стремится к 1/125, когда x стремится к нулю.

С другой стороны, рис. 18 показывает, что $\frac{d}{dx} (\ln k_d^{(sm)})$ равно приблизительно 1/125 уже при $x = 250 \text{ г см}^{-2}$. Естественно поэтому предположить, что $k_d^{(sm)}$ представляется функцией $e^{-x/125}$ в области от 0 до 250 г см^{-2} , как показывает пунктирная кривая на рис. 18.

Для быстрых мезонов непосредственное определение k_d может быть произведено до значительно больших высот, чем для медленных мезонов. Поскольку из высказанных нами соображений ясно, что нельзя ожидать резкого изменения наклона k_d вблизи $x = 0$, линейная экстраполяция до $x = 0$ экспериментальной кривой, представляющей $\ln k_d^{(fm)}$, как функцию от x , представляется вполне оправданной. Из экстраполированных величин $k_d^{(fm)}$ и $k_d^{(sm)}$ можно при помощи уравнений (13) и (15) вычислить соответствующие значения $I_v^{(fm)}$ и $I_v^{(sm)}$. Последние даны на рисунках 16 и 17.

*) Это доказывает ошибочность следующего, казалось бы очевидного, положения: «На границе атмосферы плотность воздуха так мала, что мезоны распадаются ещё до того, как они проходят заметную толщу атмосферы; и о этой причине энергия, получаемая мезонной компонентой в некотором слое атмосферы, равна энергии, теряемой ею в том же слое».

Интегрирование по x функций, представляющих различные энергетические потери на 1 г *сек стерадиан*, даёт соответствующие потери энергии (на 1 сек. *стерадиан*) мезонного пучка в вертикальном столбике с сечением в 1 см^2 . Результаты приведены в табл. V.

Таблица V

Потери энергии мезонами в $\text{MeV см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$

Интервалы глубин (г см^{-2})	$0 < x < 250$	$250 < x < 1030$	$x > 1030$	Сумма
Ионизационные потери				
Быстрые мезоны . . .	17	81	37	85
Медленные мезоны . .	8	6	—	14
Потери при распаде				
Быстрые мезоны . . .	84	38	—	122
Медленные мезоны . .	52	9	—	61
Покоящиеся мезоны . .	4	3	—	7
Полные потери энергии	165	87	37	289

Ионизационные потери под землёй ($x > 1030 \text{ г см}^{-2}$) были вычислены из экспериментальных данных о спектре мезонов на уровне моря.

Для полных потерь энергии мезонами получаем:

$$W^{(m)} = 289 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерадиан}^{-1}. \quad (19)$$

Эта величина представляет также полную энергию мезонов (на 1 сек *стерадиан* в вертикальном направлении), образованных в вертикальном столбике сечением в 1 см^2 , простирающемся от границы атмосферы до максимальной глубины, на которой ещё образуются мезоны.

24. Анализ электронной компоненты

Часть электронов, наблюдаемых в атмосфере, обусловлена производимой мезонами ионизацией и последующим размножением этих электронов. Так как интенсивность мезонов мало меняется с глубиной, а при ионизации образуются электроны с малой средней энергией, можно вычислить число возникающих таким образом электронов в предположении, что мезонная интенсивность остаётся примерно одинаковой на расстоянии, равном среднему пробегу ливня, созданного δ -электроном. Как уже упоминалось, минимальная энергия элек-

tronov в мягкой компоненте равна примерно 10^7 eV. Число δ -электронов с большей энергией может быть получено из вычислений Росси и Клапмана^{R7} и Тамма и Беленьского^{T1}. На уровне моря оно составляет 6,7% от числа быстрых мезонов. Медленные мезоны при этом никакой роли не играют, так как максимальная энергия, которую мезон с импульсом в $3 \cdot 10^8$ eV/c может передать электрону, равна 9 MeV. При анализе электронной компоненты мы будем предполагать, что отношение числа δ -электронов к числу быстрых мезонов остаётся одним и тем же на всех высотах, хотя в действительности это отношение немножко зависит от спектра мезонов, который меняется с высотой. Возникающая при этом ошибка не оказывается заметна при вычислении интенсивности электронов другого происхождения, так как относительный вклад δ -электронов в полную электронную интенсивность быстро уменьшается с увеличением высоты. Кроме того, мы будем пренебречь δ -электронами, образованными протонами, так как последние могут передать максимальную энергию, примерно в 100 раз меньшую, чем мезоны с тем же импульсом.

Согласно нашим предположениям, помимо процессов ионизации, имеются два других более существенных источника электронов, а именно, распад мезонов и ядерные взаимодействия. Можно с уверенностью принять, что средняя энергия электронов или фотонов, образованных в таких процессах, велика по сравнению с критической энергией в воздухе. Можно далее показать^{R7, T1}, что истинное распределение энергии этих электронов или фотонов очень мало оказывается на энергетическом спектре электронов малых энергий, возникающих при их размножении. Таким образом, из числа электронов, падающих на 1 см^2 с энергией, большей данной, возможно вычислить потери энергии в одном грамме воздуха электронами всех энергий. Рассматривая электроны, падающие вертикально, и используя результаты Росси и Клапмана, получим следующее соотношение:

$$k^{(e)} = 3,26 \cdot 10^6 I_v^{(e)} \text{ eV} \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}, \quad (20)$$

где $I_v^{(e)}$ — вертикальная интенсивность электронов с энергией, большей чем 10^7 eV, и $k^{(e)}$ — потери энергии на $1 \text{ г сек стерадиан}$ электронами всех энергий, возникающими в результате распада мезонов и ядерных взаимодействий. Величина $k^{(e)}(x)$ представлена на рис. 19 в функции глубины атмосферы x . Значения, соответствующие глубинам, меньшим чем 250 г см^{-2} , изображённые пунктирной кривой, так же как и соответствующие значения $I_v^{(e)}$, весьма неопределены (см. § 22).

Полная потеря энергии в атмосфере электронной компонентой может быть вычислена интегрированием кривой, изображённой на рис. 19, что даёт:

$$W^{(e)} = 285 \cdot 10^6 \text{ eV} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}. \quad (21)$$

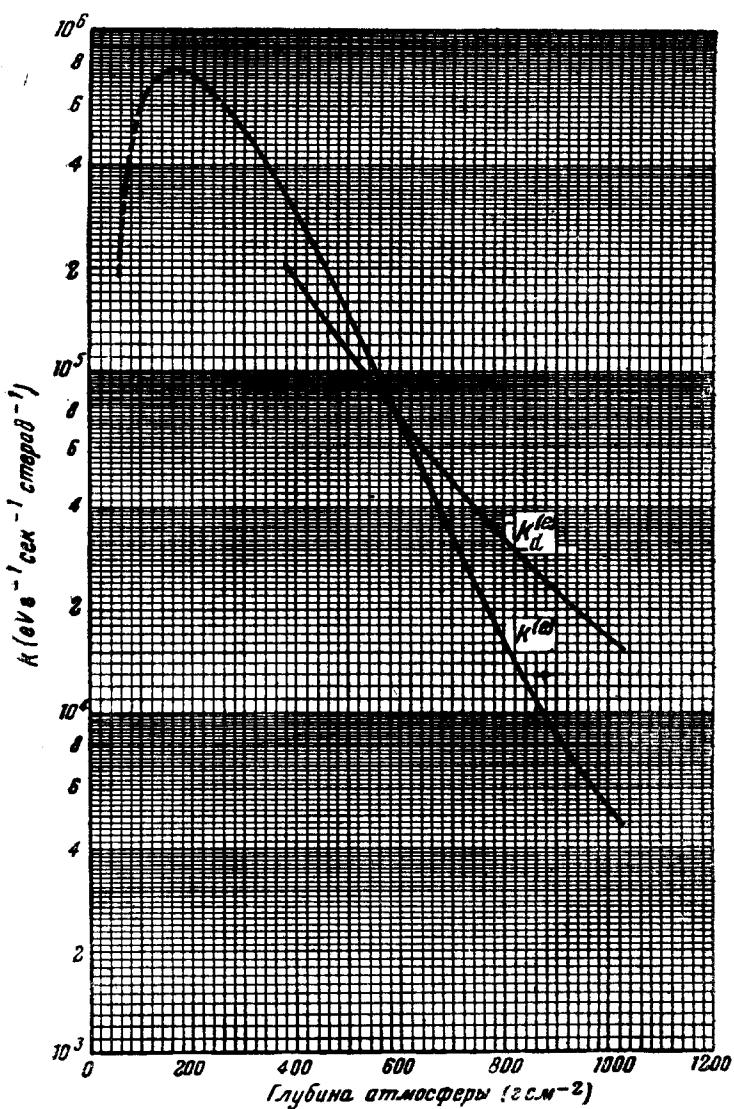


Рис. 19. Кривая $\Lambda^{(e)}$ представляет потери энергии в атмосфере электронами космических лучей (за исключением δ -электронов). Кривая $\Lambda_d^{(e)}$ показывает потери энергии электронами, возникающими при распаде мезонов, вычисляемые в предположении, что вся энергия, освободившаяся при распаде, переходит в электронную компоненту.

Так как энергия электронной компоненты на уровне моря ничтожна по сравнению с $W^{(e)}$, последняя величина представляет полную энергию (на 1 сек стерадиан в вертикальном направлении), приходящуюся на электронный поток в вертикальном столбике атмосферы сечением в 1 см².

Какое относительное количество энергии, выделяющейся при распаде мезонов, переходит в электронную компоненту, пока с достоверностью не выяснено*). Поэтому невозможно точное определение относительных вкладов процессов распада ($k_d^{(e)}$) и ядерных взаимодействий ($k_n^{(e)}$) в полные потери энергии электронами $k^{(e)}$. Величина $k_d^{(e)}$ для нижних слоёв атмосферы была вычислена теоретически, методом описанным Росси и Грейзеном^{R6}, в предположении, что указанное выше отношение равно единице. Именно, энергия, рассеиваемая электронами в 1 г воздуха на некоторой глубине x , полагается равной энергии, получаемой электронной компонентой в 1 г воздуха на глубине $x - \bar{x}$, где \bar{x} — средний пробег ливня, вызванного электронами или фотонами, возникающими при распаде. Средняя длина \bar{x} принимается равной 130 г см⁻² для электронов распада быстрых мезонов, 65 г см⁻² — для электронов распада медленных мезонов, и нулю — для электронов распада покоящихся мезонов. Результаты вычислений изображены на рис. 19 кривой $k_d^{(e)}$. Эта кривая, как неоднократно отмечалось^{B1, R6, B3}, показывает гораздо менее быстрый рост с уменьшением глубины, чем наблюдаемая интенсивность электронов. Это свидетельствует о том, что большинство электронов, наблюдавшихся на больших высотах, не связано с распадом мезонов. На уровне моря абсолютное значение $k_d^{(e)}$ более чем вдвое превышает абсолютное значение $k^{(e)}$. Сам по себе этот результат казалось бы показывает, что при распаде мезонов менее половины всей энергии переходит в электронную компоненту. Однако этот вывод не может считаться окончательным, вследствие остающейся большой неопределённости в оценке экспериментальных данных. В то время, как разумная оценка неточности даёт для отношения $k_d^{(e)}/k^{(e)}$ возможную ошибку в 20%, $k_d^{(e)}/2$ превышает $k^{(e)}$ на 40%. Во всяком случае, возможность того, что вся энергия, выделяющаяся при распаде, переходит в электронную компоненту, должна быть исключена.

Из табл. V видно, что полная энергия продуктов распада мезонов равна $190 \cdot 10^6$ еВ см⁻² сек⁻¹ стерадиан⁻¹. Так как не больше чем половина этой энергии переходит в электронную компоненту и так как полная энергия $W^{(e)}$ электронной компоненты равна

*) Следует отметить, что это относительное количество одно и то же как в лабораторной системе, так и в системе отсчёта, в которой мезон покоятся.

$285 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$, то минимальная энергия той части электронной компоненты, которая обусловлена ядерными взаимодействиями, равна

$$W_n^{(e)} = 190 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}.$$

Интересно сравнить это значение с полной энергией $W^{(m)}$ мезонной компоненты, которая в § 23 была найдена равной $289 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \times \times \text{сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$. Повидимому, $W_n^{(e)}$ и $W^{(m)}$ имеют один и тот же порядок величины, но их отношение в настоящее время точно не определено. Если учесть неточность оценки величины полной энергии электронов и неточность оценки части этой энергии, обусловленной распадом мезонов, то можно заключить, что значение $W_n^{(e)}$ во всяком случае может лежать в пределах от $\frac{W^{(m)}}{2}$ до $W^{(m)}$.

25. Полная энергия космических лучей на широтах, больших 45°

Полная энергия попадающего на землю космического излучения (на $1 \text{ см}^2 \text{ сек стерадиан}$) может быть получена сложением энергий, теряемых в различных вторичных процессах, вызванных этим излучением.

Результаты такой оценки даны в табл. VI *). Ионизационные потери частиц с пробегами, большими чем 5 г см^{-2} латуни, в атмосфере и под землёй были вычислены из данных, приведённых в предыдущих параграфах. Средние ионизационные потери ионизующей N -компоненты (протонов?) с $R > 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха принимались равными 2 MeV на г см^{-2} . Средние ионизационные потери протонов с R от 5 г см^{-2} латуни до 100 г см^{-2} воздуха были произвольно приняты равными $6 \cdot 10^6 \text{ eV}$ на г см^{-2} (они равнялись бы $4 \cdot 10^6 \text{ eV}$, если бы распределение пробегов протонов было постоянным, в действительности дифференциальный спектр их пробегов возрастает с уменьшением R). Энергия вертикально падающего первичного излучения (на $1 \text{ см}^2 \text{ сек стерадиан}$), которая тратится на образование рассмотренных выше часгииц, не точно равна энергии, полученной этими частицами, так как при образовании вторичных частиц происходит изменение направления. Разность между этими двумя энергиями оценивается примерно в 10% (см. приложение, § 30).

В потери энергии при ядерных расщеплениях включаются как энергия, затрачиваемая на разрушение ядра, так и энергия, рассеянная нейтронами, протонами и другими ядерными осколками, обра-

*) Подобную оценку полной энергии космических лучей дал Х. А. Бете в июле 1947 г. на Shelter Island конференции. Результаты его оценок согласуются с результатами, приводимыми нами.

зующимися при этих распадах и нерегистрируемых телескопом. В настоящее время нельзя точно определить потери энергии при ядерных расщеплениях. Всякая оценка частоты ядерных расщеплений на уровне моря вследствие расхождения между данными экспериментов со звёздами и с нейтронами (см. табл. III) возможна лишь с точностью

Таблица VI

Оценка полной энергии космических лучей в $\text{MeV см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стераид}^{-1}$

Ионизационные потери всех мезонов в атмосфере	62
Ионизационные потери всех мезонов под землёй	37
Ионизационные потери ионизующей N -компоненты (протонов?)	
$R > 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха	16
Ионизационные потери протонов	
5 г см^{-2} латуни $< R < 100 \text{ г см}^{-2}$ воздуха	36
Ионизационные потери электронов (за исключением δ -электронов)	285
Сумма всех ионизационных потерь	436
С поправкой на угловое распределение	480
Потери энергии на ядерные расщепления	120
Потери на образование нейтрино	95
Полная падающая энергия	695

до множителя 2. Принимаемое нами значение для воздуха равно $2 \cdot 10^{-5} \text{ г}^{-1} \text{сек}^{-1}$. Из кривой для общего числа ядерных расщеплений в атмосфере (рис. 9) получается значение $3,6 \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$. Трудно также оценить среднюю энергию, переходящую при ядерных расщеплениях в неионизующую компоненту. Если предположить, что эта энергия равна 10^8 eV , то для полной энергии, выделяемой в атмосфере, получим $3,6 \cdot 10^8 \text{ eV см}^{-2} \text{сек}^{-1}$. Часть этой энергии, обусловленная первичной компонентой в одном стердиане, равна $3,6 \cdot 10^8 / \pi = = 1,2 \cdot 10^8 \text{ eV см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стераидан}^{-1}$.

Наконец, нам остаётся рассмотреть энергию, уносимую «нейтрино», или другими не регистрируемыми нейтральными частицами. Мы принимаем эту энергию равной половине полных потерь при распаде мезонов или $95 \text{ MeV г см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стераидан}^{-1}$. Эта оценка является минимальной, так как возможно, что в электронную компоненту переходит меньше половины энергии распада или что нерегистрируемые частицы возникают также и в других процессах.

Ошибка при определении полных ионизационных потерь оценивается в $60 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стераидан}^{-1}$. Причиной её является главным образом неопределённость длины пути всех ионизующих частиц (см. табл. IV). Неопределённость в потерях энергии при ядерных расщеплениях составляет около $100 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стераидан}^{-1}$.

дизан^{-1} , а неопределённость в потерях на «нейтрино» при распаде мезонов составляет около $50 \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$. Такие

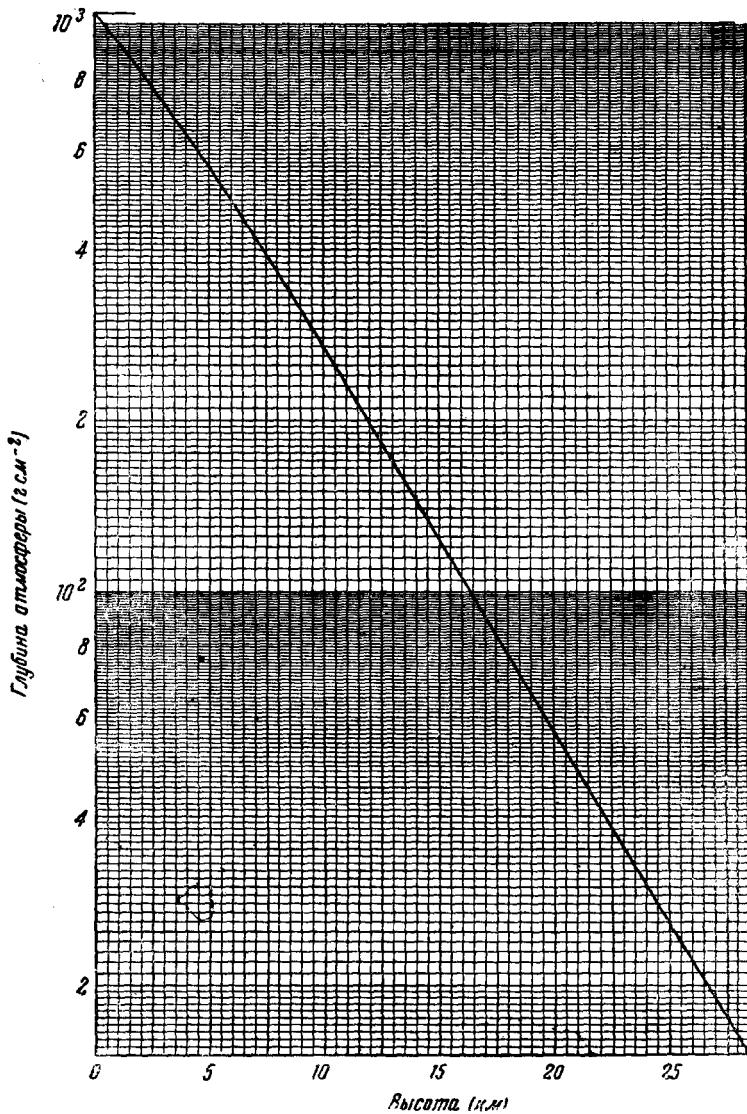


Рис. 20. Глубина атмосферы в функции высоты для стандартной атмосферы.

образом, если распад мезона является единственным процессом, в котором образуются нерегистрируемые частицы, то полная энергия пер-

вичного космического излучения на геомагнитных широтах, больших 45° , равна:

$$W^{(p)} = (695 \pm 130) \cdot 10^6 \text{ eV см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}. \quad (22)$$

Число первичных космических частиц может быть получено делением полной падающей энергии на среднюю энергию первичных частиц. Из геомагнитных эффектов известно, что минимальная энергия первичных частиц, если они являются протонами, равна около $4 \cdot 10^9$ eV. Из тех же эффектов средняя энергия оценивается равной приблизительно 10^{10} eV. Если принять это значение, то можно заключить, что интенсивность по направлению первичных частиц равна:

$$I^{(p)} = (0,07 \pm 0,013) \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}. \quad (23)$$

Приведённое число можно сравнить со значением в $0,12 \text{ см}^{-2} \times \text{сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$ для «интенсивности жёсткой компоненты» вблизи границы атмосферы, показанной на рис. 2. Его можно также сопоставить с полной интенсивностью на границе атмосферы, измеренной недавно Ван-Алленом и Тателем^{v4} при помощи счётчика Гейгера-Мюллера, помещённого в передней части ракеты на большом расстоянии от её корпуса и оказавшейся равной также $0,12 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерадиан}^{-1}$. На основании изложенных выше соображений (см. § 19), каждая из этих величин, вероятно, больше, чем истинная интенсивность первичного излучения (если не учитывать широтного эффекта, который следовало бы принять во внимание при втором измерении, производившимся на широте в 40°). Следовательно, разность между значениями интенсивности первичной компоненты, полученными прямыми измерениями на больших высотах и оценёнными из полной энергии космических лучей, не служит доказательством того, что количество энергии, переходящей в нейтрину или в другое нерегистрируемое излучение, значительно больше чем половина энергии, выделяющейся при распаде мезонов.

См. Р. Р.

4.8. 8/9 (1950)

ПРИЛОЖЕНИЯ

26. Стандартная атмосфера

Соотношения между глубиной атмосферы, высотой над уровнем моря и плотностью воздуха в атмосфере приведены на рисунках 20 и 21.

27. Потери энергии и импульсов тяжёлых частиц

Зависимость длины пробега для различных веществ от энергии и импульса ионизующих частиц показана на рисунках 22 и 23. Они получены из вычислений Вика^{w2} и Смита^{s10} и справедливы для всех частиц, у которых потери энергии на тормозное излучение и ядерные взаимодействия ничтожны по сравнению с ионизационными потерями. Рис. 24 даёт dR/dE и dR/dp в воздухе в функции R .

28. Угловое распределение вторичных частиц, образующихся при ядерных соударениях

Рассмотрим неупругое соударение между нуклоном с импульсом p и покоящимся нуклоном, при котором образуется два мезона. Уравнение

$$\frac{\beta_c}{1 - \beta_c^2} = \frac{p}{2Mc} \quad (A1)$$

определяет скорость $c\beta_c$ обоих нуклонов в системе отсчёта, в которой их центр масс покоится. Предположим, что в системе центра масс

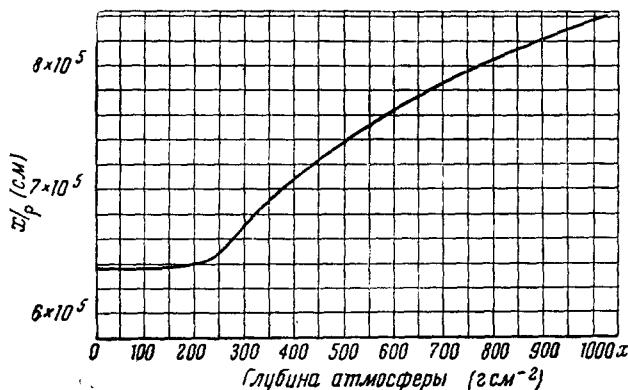


Рис. 21. x/ρ в функции x в стандартной атмосфере;
 x — глубина атмосферы, ρ — плотность воздуха.

после соударения оба нуклона обладают полной энергией, в α раз превышающей их энергию покоя, тогда как остальная энергия распределяется поровну между обоими мезонами. Полная энергия E_0 , импульс p_0 и скорость β_0 каждой частицы в системе центра масс после соударения представляется следующими уравнениями:

нуклоны:

$$E_0 = \alpha Mc^2, \quad p_0 = \frac{\beta_0 E_0}{c}, \quad \frac{1}{(1 - \beta_0^2)^{1/2}} = \alpha,$$

мезоны:

$$E_0 = Mc^2 \left(\frac{1}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} - \alpha \right), \quad p_0 = \frac{\beta_0 E_0}{c},$$

$$\frac{1}{(1 - \beta_0^2)^{1/2}} = \frac{M}{\mu} \left[\frac{1}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} - \alpha \right]. \quad (A2)$$

Предположим, далее, что в системе центра масс нуклоны и мезоны вылетают под прямыми углами к первоначальному направлению

движения нуклонов. Тогда энергия E и угол вылета ψ каждой из частиц в лабораторной системе будут определяться следующими уравнениями:

нуклоны:

$$E = \alpha Mc^2 / (1 - \beta_c^2)^{1/2}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{\beta_0}{\beta_c} (1 - \beta_c^2)^{1/2},$$

мезоны:

$$E = Mc^2 \left[\frac{1}{1 - \beta_c^2} - \frac{\alpha}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} \right],$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\beta_0}{\beta_c} (1 - \beta_c^2)^{1/2}. \quad (\text{A3})$$

Различные функции от β , появляющиеся в уравнениях (A1), (A2) и (A3), графически изображены на рис. 25. В качестве приме-

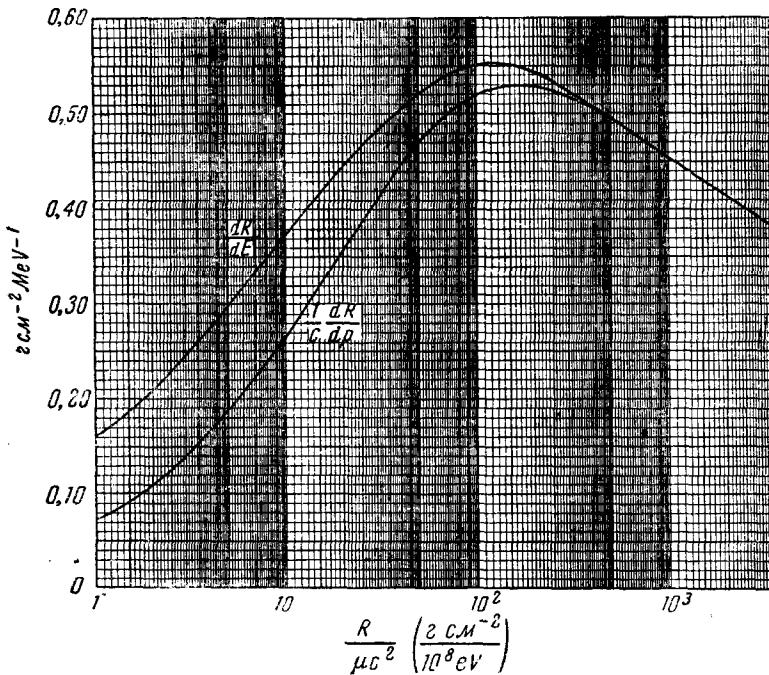


Рис. 24. dr/dE и dR/dp в функции $R/\mu c^2$. R — пробег в воздухе, E — энергия, p — импульс.

ра в табл. VII даны некоторые значения E и ψ , соответствующие $p/Mc = 10$.

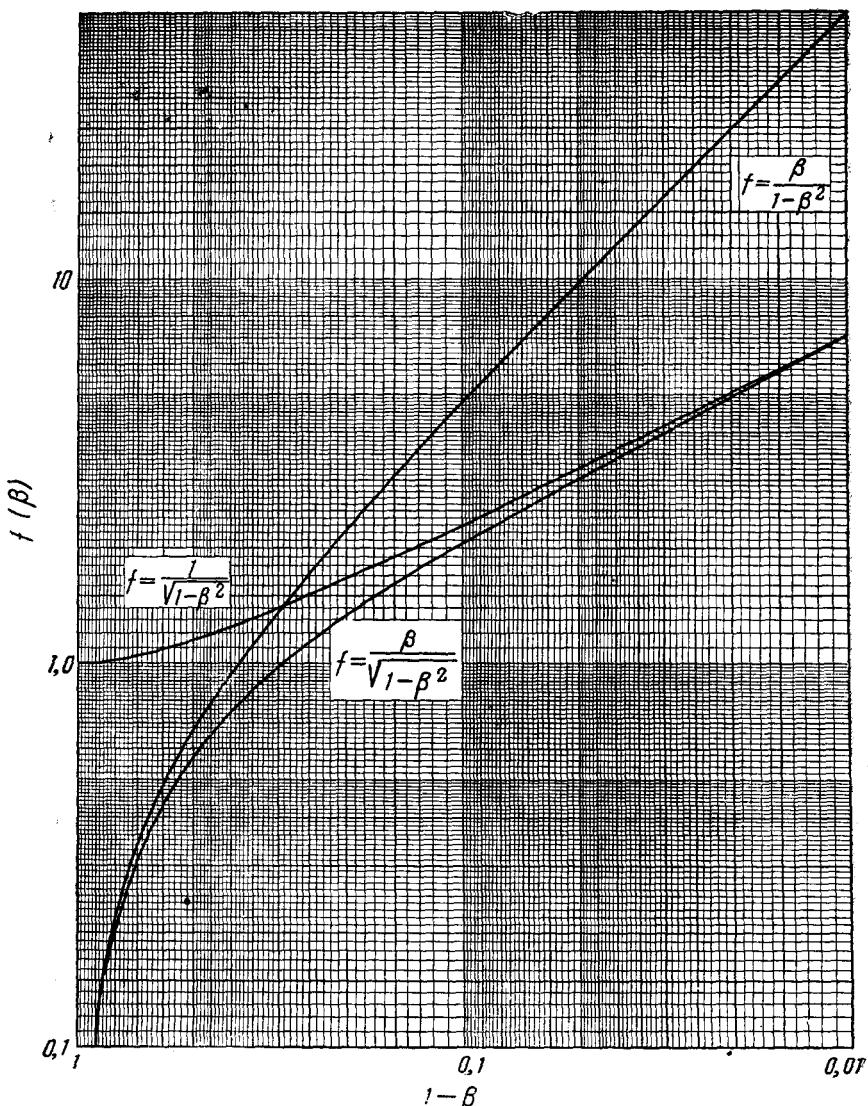


Рис. 25. Величины $\frac{\beta}{1-\beta^2}$, $\frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}}$ и $\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}}$ в функции $1 - \beta$.

29. Определение направленного вверх потока энергии космического излучения, испускаемого при ядерных взаимодействиях

Предположим, что первичными частицами являются протоны. При соударениях их с атомными ядрами образуются мезоны и электроны или фотоны (прямо или косвенно). Мезоны с импульсом p , движущиеся вверх, распадаются после среднего пробега pt/μ . Средний угол, на который они отклоняются магнитным полем земли H перед распадом, определяется средним пробегом делённым на радиус кривизны. Если траектории частиц перпендикулярны полю, то $R = pc/300H$, а угол отклонения равен $300 \frac{H\pi}{pc}$.

Так как H — величина порядка $\frac{1}{2}$ гаусса, то этот угол имеет порядок величины 0,1. В первом приближении мы можем пренебречь этим отклонением и принять, на основе закона сохранения импульса, что мезон распадается непосредственно после своего образования. Допустим, далее, что неупругие соударения, при которых образуются вторичные частицы, являются соударениями двух свободных нуклонов, и рассмотрим явление распада в системе отсчёта, в которой центр масс покоятся. Пусть в этой системе отсчёта полная средняя энергия вторичных лёгких частиц (электронов, фотонов, нейтрино) будет E_0 , независимо от того, образованы ли они непосредственно или в результате процесса распада. Об угловом распределении этих частиц априори ничего неизвестно, за исключением того, что оно должно быть в среднем симметричным по отношению к плоскости, проходящей через центр масс перпендикулярно к первоначальному направлению движения нуклонов. Рассмотрим поэтому два крайних случая, в которых а) вторичные лёгкие частицы испускаются в двух противоположных направлениях параллельно направлению движения и б) вторичные лёгкие частицы испускаются под прямыми углами к направлению движения. Предположим, что вторичные лёгкие частицы имеют релятивистские скорости. В случае а) средний полный импульс частиц, движущихся в каждом из двух противоположных направлений, равен $E_0/2c$. При переходе в лабораторную систему получаем следующие значения для средних полных энергий обеих групп частиц:

для направления вперёд:

$$\frac{E_0}{2} \frac{1 + \beta_c}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}}$$

Таблица VII

α	Нуклоны		Мезоны	
	$\frac{E}{Mc^2}$	ϕ	$\frac{E}{Mc^2}$	ϕ
1	2,35	0°	3,17	25°
1,2	2,82	15°	2,70	25°
1,5	3,52	19,5°	2,00	25°
2,0	4,70	22°	0,82	24°
2,25	5,29	23°	0,23	0°

и для направления назад:

$$\frac{E_0}{2} \frac{1 - \beta_c}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}},$$

где β_c — скорость центра масс, определяемая уравнением (A1). Поэтому доля полной энергии, соответствующая движению назад, будет равна

$$\rho = \frac{1 - \beta_c}{2}. \quad (\text{A4})$$

В случае б) лёгкие частицы в лабораторной системе движутся под углом ψ , определяемым уравнением (см: уравнение (A3)):

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{(1 - \beta_c^2)^{1/2}}{\beta_c}.$$

Простое вычисление показывает, что если принять, что первичные частицы падают на атмосферу с одинаковой интенсивностью по всем направлениям над горизонтом, то относительное число вторичных частиц, испускаемых вверх, даётся выражением:

$$\rho = \frac{\operatorname{tg} \phi}{\pi} \int_0^1 \frac{\arcsin y dy}{(1 + y^2 \operatorname{tg}^2 \psi)^{3/2}}. \quad (\text{A5})$$

Рис. 26. График функции $f(\psi)$. Величина $\operatorname{tg} \psi f(\psi)/\pi$ представляет относительное число вторичных частиц, удаляющихся от земли под углом ψ с вертикалью, в предположении, что эти частицы образуются первичной компонентой, изотропно распределённой в верхней полусфере.

На рис. 26 представлен график интеграла, входящего в уравнение (A5). В табл. VIII приведены значения ρ , вычисленные для некоторых значений p/Mc , при каждом из предположений а) и б). Величина среднего импульса первичных протонов, вероятно, порядка 10^{10} eV/c. Табл. VIII показывает, что соответствующее значение ρ находится между 5 и 14 %.

В действительности, эта оценка представляет лишь нижнюю границу, так как по всей вероятности, значительная часть вторичных лёгких частиц образуется вторичными нуклонами с энергиями значительно меньшими, чем 10^{10} eV. Более точное определение доли энергии, соответствующей движению вверх, не

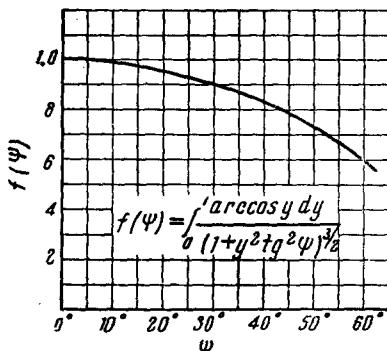


Таблица VIII
 ρ — часть энергии, излучаемой вверх
в результате ядерных соударений

$\frac{p}{Mc^2}$	Предположение (а) ρ	Предположение (б)	
		ψ	ρ
2	0,19	52°	0,29
5	0,09	35°	0,19
10	0,046	25°	0,14
15	0,032	21°	0,11

представляется возможным до тех пор, пока мы не будем располагать более подробными данными о вторичных процессах, в которых возникают вторичные частицы. Однако приведённые вычисления показывают, что этой частью энергии нельзя пренебречь.

30. Учёт влияния углового распределения на полную энергию вторичного излучения, направленного вертикально

Пусть W_1 представляет энергию (на 1 сек стерадиан) в сех вторичных частиц, образованных первичной компонентой, вертикально падающей на 1 см² атмосферы, W_2 — энергию (на 1 сек стерадиан) вторичных частиц, двигающихся вертикально вверх, образованных в сей первичной компонентой, падающей на 1 см² атмосферы.

Требуется вычислить отношение W_2/W_1 . Для этого предположим, что первичное излучение состоит из протонов и что их взаимодействие с атомными ядрами может быть описано как соударения между свободными нуклонами. Предположим, далее, что в системе отсчёта, в которой центр масс двух соударяющихся нуклонов покоятся, все вторичные частицы, образовавшиеся в результате любого из таких соударений, имеют одну и ту же энергию E_0 , а следовательно, и один и тот же импульс p_0 . Поскольку результаты окажутся не зависящими от E_0 , это допущение не ограничивает общности рассуждений.

Пусть в системе центра масс $n_0(\psi_0)d\omega_0$ представляет среднее число вторичных частиц, направления движения которых находятся в элементе телесного угла $d\omega_0$, образующего угол ψ_0 с направлением движения первичного протона. Пусть, далее, $n(\psi)d\omega, E, p$ представляют величины, соответствующие $n_0(\psi_0)d\omega_0, E_0, p_0$ в лабораторной системе. Если относительная скорость обеих систем будет β_c , то имеют место следующие уравнения:

$$\beta \cos \psi = \frac{p_0 \cos \psi_0 + \frac{\beta_c E_0}{c}}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}},$$

$$n(\psi) \sin \psi d\psi = n_0(\psi_0) \sin \psi_0 d\psi_0. \quad (A6)$$

С другой стороны, если принять, что интенсивность первичного излучения имеет постоянное значение $I^{(p)}$ во всех направлениях выше горизонта и равно нулю во всех направлениях ниже горизонта, и если обозначить через $p, d\omega$ полный импульс вторичных частиц, направления движения которых находятся в элементе телесного угла $d\omega$ около вертикали и образованных в сей первичной компонентой, падающей на 1 см² атмосферы, то для p_v получим выражение

$$p_v = 2 \pi I^{(p)} \int_0^{\pi/2} p n(\psi) \cos \psi \sin \psi d\psi. \quad (A7)$$

Если воспользоваться уравнением (A6) и принять, что в силу симметрии

$$n_0(\psi_0) = n_0(\pi - \psi_0),$$

то уравнение (A7) примет вид:

$$\begin{aligned} p_* &= \frac{\beta_c E_0/c}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} I(p) N - \\ &- \frac{2\pi I(p)}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} \int_{\psi_0}^{\pi} n_0(\psi_0) \left[p_0 \cos \psi_0 + \frac{p_0 E_0}{c} \right] \sin \psi_0 d\psi_0, \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

где N — полное число вторичных частиц, образующихся при одном соударении, а ψ'_0 — значение ψ_0 , соответствующее $\psi = \frac{\pi}{2}$, и определяемое из уравнения:

$$\cos \psi'_0 = - \frac{\beta_c E_0}{cp_0}. \quad (\text{A9})$$

Так как β_c близко к единице, то угол ψ'_0 близок к π и вклад интеграла в уравнении (A8) становится ничтожным, за исключением случая, когда в системе центра масс большинство вторичных частиц образуется в направлениях очень близких к направлению падающего протона. Отвлекаясь от этого случая и принимая, далее, что вторичные частицы имеют в лабораторной системе релятивистские скорости, получим следующее выражение для энергии W_2 , определённой выше:

$$W_2 = cp_* = \frac{\beta_c E_0}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} NI(p). \quad (\text{A10})$$

С другой стороны, W_1 имеет значение

$$W_1 = \frac{E_0}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} NI(p). \quad (\text{A11})$$

Следовательно, отношение W_2/W_1 равно

$$W_2/W_1 = \beta_c. \quad (\text{A12})$$

Для протонов с импульсами в $10^{10} \text{ eV}/c$, что соответствует среднему импульсу первичной компоненты космических лучей, значение β_c равно примерно 0,9, так что W_2 на 10% меньше, чем W_1 . На самом деле разность между W_2 и W_1 может быть даже больше, так как возможно, что часть наблюдаемого излучения образована вторичными нуклонами, энергия которых значительно меньше, чем энергия первичной компоненты. Следует отметить, что в предельном случае, когда

$n_0(\psi_0)$ не равно нулю только при $\psi_0 = 0$ или $\psi_0 = \pi$, уравнение (A8) даст следующее значение для W_2 :

$$W_2 = \frac{E_0 \beta_c + c p_0}{2(1 - \beta_c^2)^{1/2}} N J(p).$$

Если же вторичные частицы имеют в системе центра масс релятивистские скорости, то

$$W_2 = \frac{E_0}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} \cdot \frac{\beta_c + 1}{2} \cdot N J(p),$$

из чего следует, что

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{\beta_c + 1}{2}.$$

В этом случае для протонов с импульсами в 10^{10} еВ/с величина W_2/W_1 равна приблизительно 0,95.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- A1. H. M. Agnew, W. C. Bright and D. Froman, Phys. Rev. **72**, 203 (1947).
- A2. C. D. Anderson, R. V. Adams, P. E. Lloyd and R. R. Rau, Phys. Rev. **72**, 724 (1947).
- A3. C. D. Anderson, Rev. Mod. Phys. **20**, 334 (1948).
- A4. P. Auger, R. Maze and R. Chaminade, Comptes Rendus **213**, 381 (1941).
- B1. G. Bernardini, B. N. Cacciapuoti, B. Ferretti, O. Piccioni and G. C. Wick, Phys. Rev. **58**, 1017 (1940).
- B2. G. Bernardini, Zeits. f. Physik **120**, 413 (1943).
- B3. G. Bernardini, B. N. Cacciapuoti and R. Querzoli, Phys. Rev. **73**, 335 (1948).
- B4. H. A. Bethe, S. A. Korff and G. Placzek, Phys. Rev. **57**, 573 (1940).
- B5. H. A. Bethe, Phys. Rev. **70**, 821 (1946).
- B6. P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. A**159**, 1 (1937).
- B7. H. Bridge and B. Rossi, Phys. Rev. **71**, 379 (1947).
- B8. H. Bridge, B. Rossi and R. W. Williams, Phys. Rev. **72**, 257 (1947).
- B9. H. Bridge, результаты не опубликованы.
- B10. H. Bridge, W. E. Hazen and B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 179 (1948).
- B11. R. B. Brode and M. A. Starr, Phys. Rev. **53**, 3 (1938).
- C1. H. Carmichael and E. G. Dymond, Proc. Roy. Soc. A**171**, 321 (1939).
- C2. J. Clay, C. G. THooft, L. J. L. Dey and J. T. Wiersma, Physica **4**, 2, 121 (1937).
- C3. J. H. Clay and P. H. Clay, Physica **2**, 10, 1033 (1935).
- C4. F. L. Code, Phys. Rev. **59**, 229 (1941).
- C5. L. J. Cook, E. M. McMillan, J. M. Peterson and D. C. Swell, Phys. Rev. **72**, 1264 (1947).
- C6. M. Conversi and O. Piccioni, Nuovo Cimento **2**, 40 (1944).
- C7. M. Conversi, E. Pancini and O. Piccioni, Phys. Rev. **68**, 232 (1945).
- C8. M. Conversi and O. Piccioni, Phys. Rev. **70**, 859 (1946).
- C9. M. Conversi and O. Piccioni, Phys. Rev. **70**, 874 (1946).

- C10. M. Conversi, E. Pancini and O. Piccioni, Phys. Rev. **71**, 209 (1947).
- D1. M. J. Daudin, Comptes Rendus **218**, 830, (1944).
- E1. A. Ehmkert, Zeits. f. Physik **106**, 751 (1937).
- E2. P. Ehrenfest, Comptes Rendus **207**, 573 (1938).
- F1. W. B. Fretter, Phys. Rev. **70**, 625 (1946).
- F2. W. B. Fretter, Phys. Rev. **73**, 41 (1948).
- F3. W. B. Fretter, частное сообщение.
- F4. E. Fünfer, Zeits. f. Physik **111**, 351 (1938).
- G1. P. S. Gill, M. Schein and V. Yngve, Phys. Rev. **72**, 733 (1947).
- G2. S. E. Golian and E. H. Krause, Phys. Rev. **71**, 918 (1947).
- G3. K. I. Greisen, Phys. Rev. **61**, 212 (1942).
- G4. K. I. Greisen and N. G. Nereson, Phys. Rev. **62**, 316 (1942).
- G5. K. I. Greisen, Phys. Rev. **63**, 323 (1943).
- H1. E. Hayward, Phys. Rev. **72**, 937 (1947).
- H2. W. E. Hazen, Phys. Rev. **63**, 213 (1943); **65**, 67 (1944).
- H3. R. Hildebrand and B. J. Moyer, Phys. Rev. **72**, 1258 (1947).
- H4. E. P. Hinck and B. Pontecorvo, Phys. Rev. **73**, 257 (1948).
- H5. D. J. Hughes, Phys. Rev. **57**, 592 (1940).
- H6. R. I. Hulsizer, Phys. Rev. **73**, 1252 (1948).
- J1. L. Janossy, Proc. Roy. Soc. **A179**, 361 (1942).
- J2. L. Janossy, C. B. McCusker and G. D. Rochester, Phys. Rev. **64**, 345 (1943).
- J3. L. Janossy and G. D. Rochester, Proc. Roy. Soc. **A183**, 181 (1944).
- J4. L. Janossy and G. D. Rochester, Proc. Roy. Soc. **182**, 180 (1943).
- J5. L. Janossy and G. D. Rochester, Proc. Roy. Soc. **A183**, 186 (1944).
- J6. H. Jones, Rev. Mod. Phys. **11**, 235 (1939).
- J7. T. H. Johnson, Rev. Mod. Phys. **11**, 207 (1939).
- K1. H. P. Koenig, Phys. Rev. **69**, 590 (1946).
- K2. H. L. Kraybill and P. J. Ovrebo, Phys. Rev. **72**, 351 (1947).
- L1. C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature **159**, 694 (1947).
- L2. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature **160**, 463 (1947); **160**, 486 (1947).
- L3. L. Leprince Ringuet, Comptes Rendus **221**, 406 (1945).
- M1. R. Maze and R. Chaminade, Comptes Rendus **214**, 266 (1941).
- M2. R. Maze and R. Chaminade, A. Freon, J. de phys. et rad. **7**, 202 (1955).
- M3. R. S. Millikan, H. V. Neher and W. H. Pickering, Phys. Rev. **63**, 234 (1943).
- M4. P. A. Morris, W. F. G. Swann and H. C. Taylor, Phys. Rev. **72**, 1263 (1947).
- N1. N. Nereson and B. Rossi, Phys. Rev. **64**, 199 (1943).
- N2. W. M. Nielsen, C. M. Ryerson, L. W. Nordheim and K. Z. Morgan, Phys. Rev. **59**, 547 (1941).
- O1. G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature **159**, 186 (1947).
- P1. D. H. Perkins, Nature **159**, 126 (1947); **160**, 707 (1947).
- P2. G. Pfotzer, Zeits. f. Physik **102**, 23 (1936).
- P3. O. Piccioni, Phys. Rev. **73**, 411 (1948).
- P4. W. M. Powell, Phys. Rev. **69**, 385 (1946).
- R1. F. Rasetti, Phys. Rev. **59**, 613 (1941); **60**, 198 (1941).
- R2. G. D. Rochester and M. Bound, Nature **146**, 745 (1940).
- R3. G. D. Rochester, C. C. Butler and S. K. Runcorn, Nature **159**, 227 (1947).
- R4. B. Rossi, N. Hilberry and J. D. Hoag, Phys. Rev. **57**, 461 (1940).
- R5. B. Rossi and V. H. Regener, Phys. Rev. **58**, 837 (1940).

- R6. B. Rossi and K. I. Greisen, Phys. Rev. **61**, 121 (1942).
 R7. B. Rossi and S. J. Klapman, Phys. Rev. **61**, 414 (1942).
 R8. B. Rossi and N. Nereson, Phys. Rev. **62**, 417 (1942).
 R9. B. Rossi, M. Sands and R. Sard, Phys. Rev. **72**, 120 (1947).
 R10. B. Rossi and R. W. Williams, Phys. Rev. **72**, 172 (1947).
 S1. U. Sala and G. Wataghin, Phys. Rev. **67**, 55 (1946); **70**, 430 (1946).
 S2. M. Sands, Phys. Rev. **73**, 1338 (1948).
 S3. M. Sands, результаты не опубликованы.
 S4. R. Sard and E. J. Althaus, Phys. Rev. **73**, 1251 (1948).
 S5. M. Schein, W. P. Jesse and E. O. Wollan, Phys. Rev. **59**, 615 (1941).
 S6. M. Schein, Phys. Rev. **73**, 1239 (1948).
 S7. R. P. Shutt, Phys. Rev. **61**, 6 (1942); **69**, 128 (1946); **69**, 261 (1946).
 S8. T. Sigurgeirsson and A. Yamakawa, Phys. Rev. **71**, 319 (1947).
 S9. M. Sinha, Phys. Rev. **68**, 153 (1945).
 S10. J. H. Smith, Phys. Rev. **71**, 32 (1947).
 T1. I. Tamm and S. Belel'ny, Phys. Rev. **70**, 660 (1946).
 T2. H. E. Tate and J. A. Van Allen, Phys. Rev. **73**, 87 (1948).
 T3. H. K. Ticho, Phys. Rev. **71**, 463 (1947).
 T4. H. K. Ticho and M. Schein, Phys. Rev. **73**, 81 (1948).
 T5. H. K. Ticho, Phys. Rev. **73**, 1229 (1948).
 T6. J. Tinlot, Phys. Rev. в печати.
 V1. G. E. Valley, Phys. Rev. **72**, 772 (1947).
 V2. G. E. Valley and B. Rossi, Phys. Rev. **73**, 177 (1948).
 V3. G. E. Valley, результаты не опубликованы.
 V4. J. A. Van Allen and H. E. Tate, Phys. Rev. **73**, 245 (1948).
 W1. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **71**, 320 (1947).
 W2. G. C. Wick, Nuovo Ciment. (июнь 1943).
 W3. E. J. Williams and G. E. Roberts, Nature **145**, 102 (1940).
 W4. J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **A166**, 482 (1938).
 W5. J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **A172**, 517 (1939).
 W6. J. G. Wilson, Proc. Roy. Soc. **A174**, 73 (1940).
 W7. J. G. Wilson, Nature **158**, 415 (1946).
 W8. V. C. Wilson, Phys. Rev. **53**, 337 (1938).
 Y1. V. H. Yngve, M. Schein and H. Kraybill, Phys. Rev. **73**, 1226 (1948).
 Y2. L. C. L. Yuan and R. Ladenburg, частное сообщение.