

Информация E_i выводится на «оперативную память» (пересчетные ячейки), которая опрашивается один раз в 13 мин. и после опроса отправляется в «долговременную память».

Авторы признательны Г. А. Скуридину за большую помощь в работе и Л. С. Александрову, В. В. Бугакову, Б. М. Волченкову, И. С. Инжеваткину, О. М. Коврижных, Е. В. Королько, В. В. Матросову, Ю. В. Минееву, Л. Г. Мищенко, А. С. Муратову, Б. М. Новожилову, Н. Г. Рябовой, Л. Г. Смоленскому, Е. А. Сысоеву, Ю. В. Тригубову, В. Я. Ширяевой, В. Ф. Щербакову, Ю. А. Элькину, Ж. Д. Юрченко, Б. А. Яковлеву и Б. М. Яковлеву — за участие в разработке, настройке и проведении эксперимента.

Дата поступления
30 января 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скудин. Космич. исслед., 2, № 5, 724, 1964.
2. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скуридин. Докл. на Междунар. конф. по космическим лучам, Лондон, сентябрь 1965.
3. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скуридин. Докл. на XVI Междунар. астронавтическом конгрессе, Афины, сентябрь 1965.

Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт,
И. А. Савенко, Г. А. Скуридин, А. Ф. Тименков

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА ИСЗ «ПРОТОН-1» И «ПРОТОН-2»

Приводятся экспериментальные результаты измерения энергетического спектра протонов в области энергий 10^{10} — 10^{13} эв и спектра всех частиц (сумма протонов и тяжелых ядер) в области энергий $6 \cdot 10^{10}$ — $1,5 \cdot 10^{14}$ эв.

Интегральный спектр всех частиц в диапазоне энергий $6 \cdot 10^{10}$ — 10^{14} эв квазистепенной с показателем $\gamma = 1,74 \pm 0,06$.

Измеренный спектр протонов в области энергий 10^{10} — $5 \cdot 10^{11}$ эв подобен спектру всех частиц. При энергиях $\geq 10^{12}$ эв показатель степени интегрального спектра протонов равен 2,3—2,5.

Проводится анализ возможных методических эффектов, способных увеличить крутизну спектра протонов. Показано, что рассмотренными методическими эффектами нельзя объяснить результаты измерений.

Вид энергетического спектра частиц первичных космических лучей и их состав в широком интервале энергий является важной характеристикой, знание которой необходимо не только в связи с изучением собственно космических лучей: решением проблемы их происхождения, изучением процессов, сопутствующих их распространению в Галактике. Эта характеристика широко привлекается в многочисленных попытках выяснения основных механизмов взаимодействия первичных частиц высоких и сверхвысоких энергий с атомными ядрами земной атмосферы и рождения в этих взаимодействиях вторичных частиц высокой и сверхвысокой энергии.

Поэтому выяснению вида энергетического спектра в наименее изученном интервале энергий 10^{11} — 10^{14} эв в последние годы посвящено много экспериментальных работ. В ряде работ авторы пытаются по спектру вторичного космического излучения, наблюдаемого в нижней части атмосферы (мюонам [1], ядерно-активным частицам [2]), восстановить спектр первичных космических лучей. Такой косвенный метод базируется на определенных моделях образования вторичных частиц и, в лучшем случае, может дать только вид спектра, не решая вопроса о химическом составе первичных космических лучей в области высоких и сверхвысоких энергий.

Наиболее непосредственные данные о виде энергетического спектра первичных частиц в области энергий $\sim 10^{11}$ — 10^{13} эв были получены методом эмульсионных камер, содержащих слои ядерной эмульсии и тяжелого вещества (свинца, вольфрама), которые экспонировались на высотах 25—30 км [3—5].

В исследованиях с помощью эмульсионной камеры по существу измерялся энергетический спектр электронно-фотонных каскадов, генерируемых в веществе камеры частицами первичных космических лучей. Чтобы перейти к спектру самих первичных частиц, авторы делали предположение

о независимости доли энергии, передаваемой π^0 -мезонам в первом взаимодействии от E — энергии первичной частицы.

Если интегральный энергетический спектр первичных частиц в диапазоне энергий $10^{11} - 10^{13}$ эв описывать степенным законом типа $I(\geq E) = AE^{-\gamma}$, то результаты изучения спектра с ядерными фотоэмульсиями дают для показателя γ значения $1,9 \pm 0,2$ (по данным [3]); $1,9$ (по данным [4]) и $1,44 \pm 0,05$ (по данным [5]). Косвенные методы дают $\gamma = 1,7$ [1] и $\gamma = 1,9$ [2]. Очевидно, что большой разброс значений γ , не укладывающийся в статистические ошибки, обусловлен какими-то, не выясненными пока методическими эффектами.

Несмотря на то, что фотоэмульсионная методика, по крайней мере в принципе, позволяет получить информацию о химическом составе первичных частиц в области высоких энергий, в работах [3—5] этот вопрос не обсуждается.

Имея в виду отмеченную неопределенность в виде энергетического спектра первичных частиц в области энергий $10^{11} - 10^{13}$ эв и будучи уверенными, что выяснение энергетического спектра и химического состава космических лучей вплоть до энергий $\sim 10^{15}$ эв может быть однозначно проведено только за пределами атмосферы с помощью тяжелых искусственных спутников Земли, авторы предприняли попытку измерения энергетического спектра всех частиц в диапазоне энергий $6 \cdot 10^{10} - 10^{14}$ эв и спектра протонов в диапазоне энергий $10^{10} - 10^{13}$ эв на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2».

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПРОТОНОВ

Для изучения спектра протонов был использован прибор СЭЗ-14, в основу которого для измерения энергии частиц был положен принцип ионизационного калориметра [6]. Подробно устройство и работа отдельных блоков этого прибора изложены в [7].

Протоны отбирались при выполнении следующих условий:

а) В обоих пропорциональных счетчиках амплитуда импульса должна лежать в «окне» дифференциального амплитудного анализатора, отбирающего импульсы от $0,2V_{\text{вер}}$ до $3V_{\text{вер}}$ ($V_{\text{вер}}$ — наиболее вероятное значение амплитуды, создаваемой в пропорциональном счетчике релятивистским мюоном). При такой ширине «окна» в нем оказывается $\sim 90\%$ всех однозарядных релятивистских частиц.

б) В детекторе взаимодействий амплитуда импульса должна лежать в «окне» дифференциального амплитудного дискриминатора, отбирающего амплитуды от $0,4V_{\text{вер}}$ до $1,7V_{\text{вер}}$. При этом в пределах «окна» оказывается $\sim 90\%$ однозарядных релятивистских частиц.

в) В детекторе энергий (ионизационном калориметре) должна выделяться энергия E_i , регистрируемая каким-либо интегральным дискриминатором номера i ($i = 1 \div 9$, значению $i = 1$ соответствует $E_1 \approx 10^{10}$ эв, значению $i = 9$ соответствует $E_9 \approx 10^{14}$ эв. Весь интервал от 10^{10} до 10^{14} разбит на 8 примерно равных частей в логарифмической шкале).

г) Через нижний сцинтилляционный счетчик, который вместе с детектором взаимодействия и пропорциональными счетчиками задает телесный угол прибора, должна пройти по крайней мере одна заряженная частица.

События, удовлетворяющие выполнению этих условий, мы называем $Z_1N_1E_{c_i}$, они соответствуют прохождению через прибор протона ($Z = 1$), который в детекторе взаимодействий зафиксирован в виде одной частицы ($N = 1$, т. е. не было ливня), а в детекторе энергий выделил энергию $\geq E_i$. Таким образом, интенсивность событий типа $Z_1N_1E_{c_i}$ дает вид энергетического спектра протонов.

Если говорить только о виде энергетического спектра протонов, то для этого достаточно знать величины импульсов от ФЭУ, регистрирующих амплитуды сигналов, пропорциональных энерговыделению в ионизационном калориметре, которые соответствуют срабатыванию каждого из девяти амплитудных дискриминаторов.

Путем радиотехнической градуировки в процессе настройки прибора устанавливалось соответствие между амплитудой выходного сигнала с ФЭУ в вольтах и номером срабатывающего дискриминатора.

На рис. 1 приведены интегральные спектры по результатам измерений на «Протон-2» обеими половинами СЭЗ-14 за время ~ 960 час. полета. По оси абсцисс на этом рисунке отложены амплитуды (в вольтах) сигналов, соответствующих порогу срабатывания интегральных дискриминаторов E_i , по оси ординат — число событий $Z_1N_1E_{c_i}$ в секунду, регистрируемых соответствующим дискриминатором в тех случаях, когда мишени (графитовая и полиэтиленовая) были выведены за пределы апертуры обоих ионизационных калориметров СЭЗ-14. Из рис. 1 видно, что измерения на I и II половинах СЭЗ-14 дают одинаковый по виду энергетический спектр протонов. Смещение одного спектра относительно другого по оси абсцисс на множитель $\sim 1,9$ соответствует несколько различной чувствительности ФЭУ в детекторах энергии обеих половин.

Для увеличения статистики, в особенности в области высоких энергий протонов, где интенсивность частиц мала, нам пришлось использовать, во-первых, результаты измерений, выполненных в то время, когда мишени находились в пределах угловой апертуры прибора СЭЗ-14 и, во-вторых, результаты измерений в течение всего времени полета.

При помещении графитового фильтра на пути частиц интенсивность событий $Z_1N_1E_{c_i}$ уменьшается примерно в 1,4 раза, а полиэтиленового — примерно в 1,5 раза. Поэтому, чтобы использовать эти измерения для построения спектра, время $T_{\text{гр}}$, в течение которого использовалась графитовая мишень в пределах данной половины СЭЗ-14, уменьшалось в 1,4 раза, а время $T_{\text{п}}$, в течение которого находилась полиэтиленовая мишень в пределах данной половины СЭЗ-14, уменьшалось в 1,5 раза. Далее подсчитывалось полное число $N(\geq E_i)$ событий типа $Z_1N_1E_{c_i}$ за некоторый интервал времени $t = T_0 + T_{\text{гр}} + T_{\text{п}}$ и определялась интенсивность, приведенная к измерениям без фильтра

$$n_{\text{б.ф.}}(\geq E_i) = \frac{N(\geq E_i)}{T_0 + \frac{T_{\text{гр}}}{1,4} + \frac{T_{\text{п}}}{1,5}}$$

где T_0 — время измерений без фильтров.

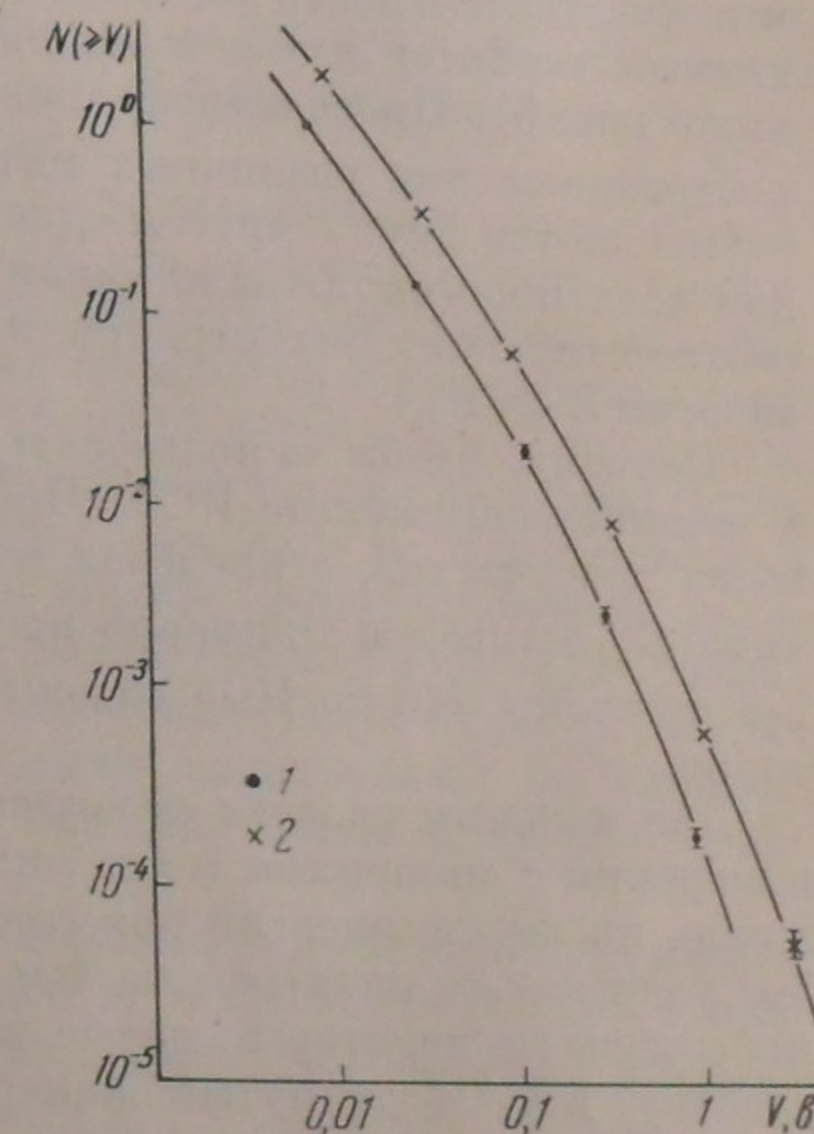


Рис. 1. Интегральные спектры протонов, измеренные на ИСЗ «Протон-2»

V — амплитуда импульса в вольтах с ФЭУ ионизационного калориметра. 1 — измерение I половиной СЭЗ-14, 2 — измерение II половиной СЭЗ-14

Измерения на ИСЗ «Протон-2» велись в течение всего активного времени его существования, т. е. почти 3 месяца. За это время, как показал анализ экспериментальных данных, несколько изменялась чувствительность ФЭУ детекторов энергии на обеих половинах СЭЗ-14, что приводило к изменению темпа счета по всем порогам E_i .

Зависимость темпа счета событий $Z_1N_1E_{c_i}$ по I и II половинам СЭЗ-14 от времени полета приведена на рис. 4 в работе [8]. Из рисунка видно, что чувствительность на обеих половинах изменялась монотонно. Аналогичный характер имели изменения интенсивности событий типа E_i (см. ниже рис. 5). Проведенный анализ показал, что спектры событий $Z_1N_1E_{c_i}$, построенные для различных интервалов времени, остаются подобными и совмещаются друг с другом сдвигом по шкале энергии в равное число раз для всех порогов. (Аналогичная картина наблюдается и для событий E_i , соответствующих регистрации выделения в ионизационном калориметре энергии $E \geq E_i$.)

Поэтому, чтобы использовать для построения единого спектра время в течение всего полета ИСЗ «Протон-2», все время измерений было разбито на три участка, в пределах которого темп событий $Z_1N_1E_{c_i}$ и событий типа E_{c_i} оставался примерно постоянным: 1-й участок с 1 по 639 виток; 2-й участок с 773 по 1043 виток и 3-й участок с 1187 по 1496 виток траектории.

Для каждого участка строился свой спектр (с использованием сеансов измерений с мишенями и без них). Затем определялось необходимое смещение по шкале энергий для совмещения спектров, полученных на 2-м и 3-м участках со спектром на 1-м участке. При этом для каждого порога i мы получали некоторые новые значения E_i' (сдвинутый спектр по 2-му участку) и E_i'' (сдвинутый спектр по 3-му участку).

Таким образом в окрестности значения E_i на общем спектре мы имели три точки, соответствующие интенсивностям $n_1(\geq E_i)$ (по 1-му участку); $n_2(\geq E_i')$ (по 2-му участку) и $n_3(\geq E_i'')$ (по 3-му участку). Эти интенсивности усреднялись с учетом продолжительности измерений на каждом участке и находилась средняя интенсивность

$$\bar{n}(\geq \bar{E}_i) = \frac{T_1 n_1(\geq E_i) + n_2(\geq E_i') T_2 + n_3(\geq E_i'') T_3}{T_1 + T_2 + T_3},$$

которой приписывалось значение соответствующей средневзвешенной величины энергии

$$\bar{E}_i = \frac{T_1 E_i + T_2 E_i' + T_3 E_i''}{T_1 + T_2 + T_3}.$$

Все эти процедуры делались в шкале амплитуд импульсов в вольтах. Таким образом был построен усредненный спектр интенсивности счета событий $Z_1N_1E_{c_i}$ по II половине СЭЗ-14 «Протона-2» с использованием всего времени полета. Для этой половины оказалось, что $\bar{E}_i = 0,9E_i$.

Чтобы получить энергетический спектр, необходимо перейти от шкалы амплитуд в вольтах к энергетической шкале. Для этого достаточно найти соответствие между первым порогом V_1 (в вольтах) и средней энергией первичной частицы E_1 (в эв), прохождение которой через ионизационный калориметр приводит к выделению такой энергии, которая приводит к возникновению сигнала с амплитудой V_1 вольт. Если такое соответствие установлено, тогда остальным порогам соответствует энергия частицы, определяемая равенством

$$E_i[\text{эв}] = E_1[\text{эв}] \frac{V_i}{V_1}.$$

Величину энергии первичных частиц, соответствующих 1-му порогу V_1 , можно определить двумя методами.

Первый метод — расчетным путем. Первый порог настраивался так, чтобы он соответствовал энерговыделению в ионизационном калориметре десятью мюонами, одновременно проходящими через прибор.

Толщина ионизационного калориметра $x_0 = 386 \text{ г/см}^2$ Fe. Поэтому 10 мюонов выделяют на ионизацию в слое x_0 энергию, равную $E_1^* = 1,5 \cdot 10^6 \text{ эв/г} \cdot \text{см}^2 \cdot 10 \cdot 386 \text{ г/см}^2 = 5,8 \cdot 10^9 \text{ эв}$.

При переходе к выделению энергии в ионизационном калориметре ядерно-активными частицами следует учесть, что основная потеря энергии происходит за счет ионизационных потерь электронами каскадных ливней, образующихся от процессов генерации π^0 -мезонов с последующим их распадом на γ -кванты высокой энергии. В СЭЗ-14 детекторами ионизации являются пластические сцинтилляторы толщиной 1,5 см. Поэтому будет иметь место переходный эффект в числе электронов и, соответственно этому, потери энергии на единице пути в железе ионизационного калориметра и в детекторах ионизации будут различаться. Расчет для равновесного спектра дает, что в пластических сцинтилляторах будет регистрироваться 77% энергии, теряемой каскадными электронами на единице пути. (За 100% приняты потери энергии при отсутствии переходного эффекта Fe — пластический сцинтиллятор.)

Поэтому, чтобы перейти к энергии, выделенной в ионизационном калориметре каскадными электронами и дающей ту же потерю энергии в пластических сцинтилляторах, что и 10 мюонов, нужно энергию E_1^* умножить на коэффициент $1/0,77 = 1,3$.

Чтобы от энергии, выделенной в ионизационном калориметре, перейти к энергии первичной частицы, нужно учесть, что в среднем в слое железа толщиной 386 г/см^2 нуклон выделяет $\sim 50\%$ своей энергии.

Таким образом,

$$E_1 = 5,8 \cdot 10^9 \cdot 1,3 \cdot 2 = 15 \text{ Гэв}.$$

Расчетное значение E_1 можно считать верным только по порядку величины, так как в расчете не учтен, с одной стороны, некоторый недомер энергии, выделяемой на ионизацию такими сильноионизирующими частицами, для которых в пластическом сцинтилляторе световая вспышка уже не пропорциональна энергии, потерянной частицами на ионизацию в сцинтилляторе. С другой стороны, расчет не учитывает возможное изменение чувствительности ФЭУ между временем настройки прибора и началом измерений.

Поэтому для уточнения значения энергии E_1 , соответствующей порогу срабатывания первого дискриминатора, мы воспользовались широтным эффектом космических лучей.

Для этого часть траектории полета ИСЗ «Протон-2», соответствующая одному сеансу измерений (сброс информации на 52 витке траектории) продолжительностью около 12 час., была разбита на участки, на границах которых магнитная жесткость R равнялась 4, 6, 8, 10, 12, 14, 15 и 16 Бэв. (Жесткость определялась по таблицам Квенби и Веббера [9] для вертикального направления.) В пределах каждого участка была определена интенсивность событий $Z_1N_1E_{c_i}$ и $Z_1N_2E_{c_i}$, регистрируемых II половиной СЭЗ-14. Так как в каждом интервале жесткостей «Протон-2» находился несколько раз, то из совокупности измерений интенсивностей отобранных событий, относящихся к одному и тому же интервалу R , была опреде-

лена средняя интенсивность \bar{n} как функция R с соответствующими среднеквадратичными ошибками. Эти зависимости для событий $Z_1N_1E_{c_1}$ и событий $Z_1N_1E_{c_2}$ изображены на рис. 2. Как видно из этого рисунка, первый энергетический порог II половины СЭЗ-14 в начале полета соответствует энергии протонов 12 Гэв, что достаточно хорошо соответствует расчетной величине.

Второй порог в ~ 3 раза выше, т. е. соответствует энергии протонов ~ 36 Гэв. Поэтому события типа $Z_1N_1E_{c_2}$ не должны испытывать широтного эффекта, что экспериментально подтверждается тем же рис. 2.

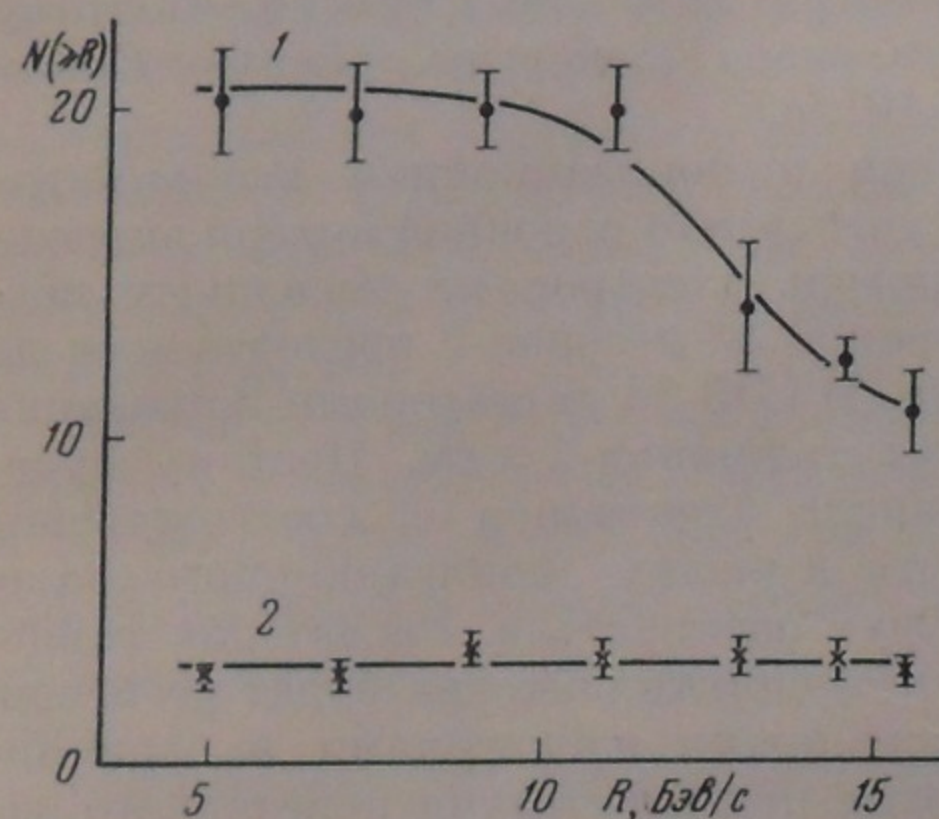


Рис. 2. Зависимость от магнитной жесткости R интенсивности событий $Z_1N_1E_{c_1}$ (кривая 1) и $Z_1N_1E_{c_2}$ (кривая 2)

Поэтому для усредненного спектра $E_1 \approx 11$ Гэв, а все остальные пороги для II половины СЭЗ-14 «Протона-2» определялись по формуле

$$E_i = 11 \frac{V_i}{V_1} \text{ Гэв.}$$

Чувствительность ФЭУ на I половине СЭЗ-14 «Протона-2» оказалась несколько ниже, чем на II половине, поэтому определить для него значение энергии протонов, соответствующих первому порогу, по широтному эффекту космических лучей оказалось невозможным.

Поэтому мы поступили следующим образом. Описанным выше способом был получен средний за весь полет спектр интенсивности событий $Z_1N_1E_{c_1}$, измеренный I половиной СЭЗ-14, т. е. получен спектр $n(\geq V_i)$, где V_i — амплитуда в вольтах, соответствующая порогу срабатывания i -го дискриминатора детектора энергии I половины. Затем по энергетическому спектру, построенному по измерениям, выполненным II половиной, находилась такая энергия, при которой интенсивность событий $Z_1N_1E_{c_1}$ равняется $n(\geq V_1)$, измеренной I половиной.

Абсцисса этой точки дает энергию E_1' , которая сопоставлялась первому порогу V_1' I половины СЭЗ-14. Остальным порогам I половины приписывались энергии в соответствии с формулой $E_i' = E_1'(V_i/V_1')$, где V_i' — радиотехнические пороги дискриминаторов I половины.

Точно таким же образом находились энергетические «привязки» первых порогов обеих половин СЭЗ-14, установленного на ИСЗ «Протон-1». (Спектр интенсивностей $n(\geq V_i)$ на «Протоне-1» был получен только за время, когда мишени были выведены за пределы апертуры прибора, так как измерения с мишенями на «Протоне-1» составляли существенно меньший процент всего времени измерений, чем это было на «Протоне-2».)

Таким путем был получен энергетический спектр протонов по результатам измерений, выполненных обеими половинами прибора СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2».

Для того чтобы от измеренных интенсивностей перейти к абсолютным потокам протонов, мы учли, что регистрация событий $Z_1N_1E_{c_1}$ без мишени требует, чтобы в обоих пропорциональных счетчиках амплитуда сигнала была в пределах «окна» дифференциального анализатора, вероятность чего $0,9 \cdot 0,9 = 0,81$; чтобы амплитуда сигнала от детектора взаимодействий находилась в пределах соответствующего «окна», вероятность чего 0,9; чтобы протон не провзаимодействовал в свинцовой пластине толщиной 2,5 см и в пластическом сцинтилляторе детектора взаимодействий. Вероятность этого 0,83. Таким образом, полная вероятность регистрации события типа $Z_1N_1E_{c_1}$ равна 0,60. Кроме того, из-за отсутствия определенной ориентации «Протона-1» и «Протона-2» относительно вертикали входная апертура прибора СЭЗ-14 некоторое время была затенена Землей. Считая вращение хаотическим (для больших промежутков времени такое допущение является оправданным) и учитывая среднюю высоту полета ИСЗ, можно принять, что для измерений эффективны $\sim 60\%$ всего времени полета.

Геометрический фактор одной половины СЭЗ-14 для регистрации событий $Z_1N_1E_{c_1}$ (если отсутствует «присчет», см. ниже) равен $420 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$.

Чтобы получить абсолютную интенсивность протонов, интенсивность событий $n(\geq E_i) \text{ сек}^{-1}$ мы делили на фактор $420 \cdot 0,6 \cdot 0,60 = 150 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$. В результате был получен интегральный энергетический спектр протонов, представленный на рис. 3.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ВСЕХ ЧАСТИЦ

В СЭЗ-14 была предусмотрена возможность регистрации случаев выделения энергии в ионизационном калориметре, превышающей или равной той, которая необходима для срабатывания соответствующего интегрального дискриминатора энергий E_i (те же дискриминаторы, которые входят в комбинацию $Z_1N_1E_{c_1}$ при регистрации протонов; более подробно об этом см. [7]). При регистрации этих событий (условно названных нами «ионизационными толчками») на частицы, их вызывающие, не накладывается никаких ограничений ни с точки зрения их природы, ни с точки зрения места попадания их на ионизационный калориметр. Отсутствие этих ограничений резко повышает геометрический фактор для регистрации частиц высоких энергий, так как, во-первых, регистрируются частицы глобального потока, а во-вторых, существенно возрастает эффективная площадь ионизационного калориметра, на которую падают регистрируемые частицы.

Расчет дает, что геометрический фактор одной половины СЭЗ-14 для глобального потока всех частиц равен $\Gamma_{\text{гл}} = 2,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$, в то время как для направленного потока, при котором частицы проходят все детекторы в пределах угловой апертуры прибора, он равен $420 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$.

Увеличение геометрического фактора почти в 60 раз позволяет измерить спектр по ионизационным толчкам до энергий первичных частиц 10^{14} эв. Однако регистрация глобального потока частиц приводит к тому, что подавляющая часть из них попадает на ионизационный калориметр, минуя пропорциональные счетчики. Поэтому мы не имеем никакой информации о природе частиц, создающих ионизационные толчки. Следовательно, энергетический спектр, полученный из ионизационных толчков, относится к сумме протонов и более тяжелых ядер, поэтому этот спектр мы называем спектром всех частиц космических лучей.

Спектр всех частиц измерялся обеими половинами СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2» интегральными дискриминаторами E_i ($i = 2 \div 9$; первый порог E_i использовался только как контрольный в условиях настройки и проверки прибора на Земле). Чтобы получить форму

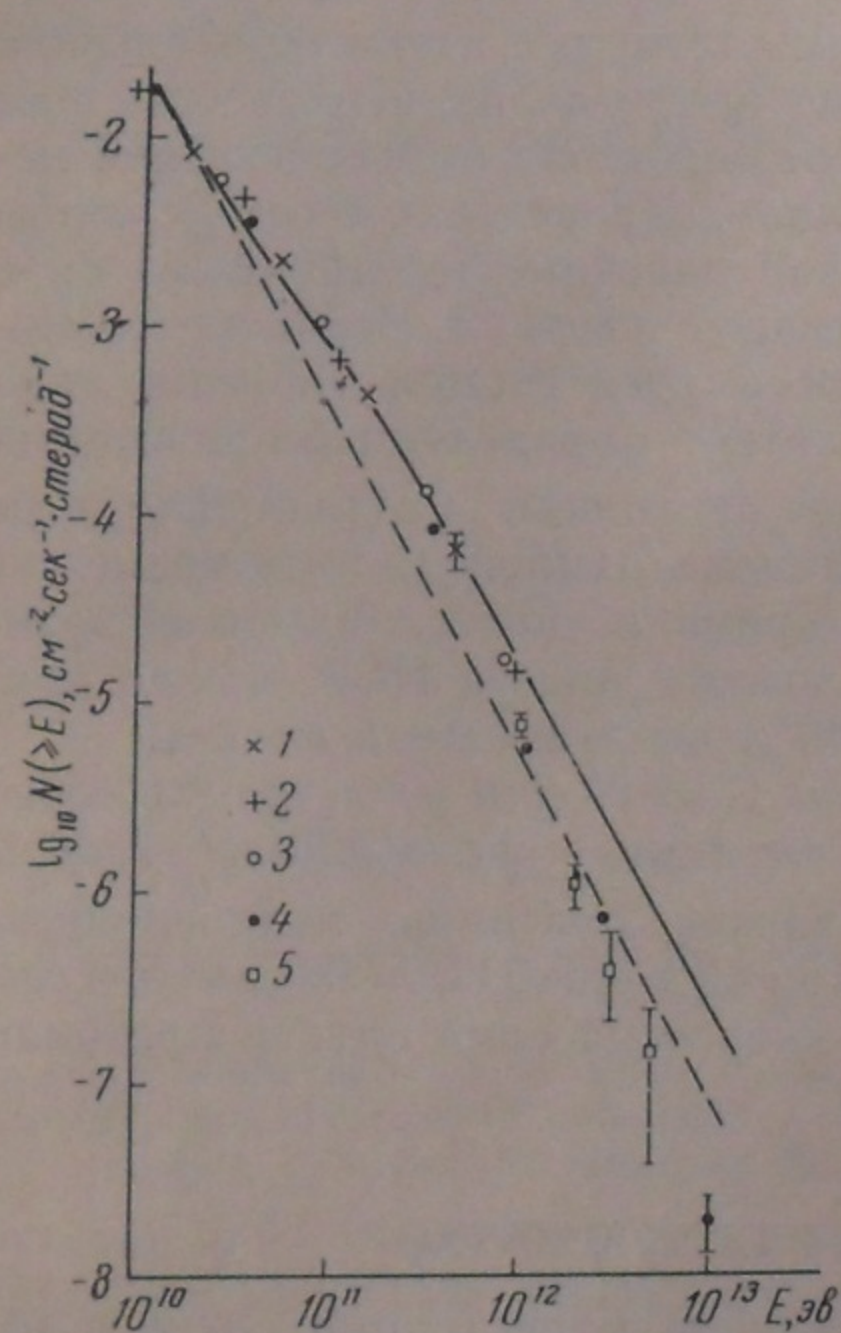


Рис. 3

Рис. 3. Интегральный энергетический спектр протонов по результатам измерений на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2»

«Протон-1»: 1 — I половина СЭЗ-14, 2 — II половина; «Протон-2»: 3 — I половина СЭЗ-14, 4 — II половина, 5 — оценка верхней границы потока протонов (см. текст стр. 419). Сплошная линия — ожидаемый экспериментальный спектр, если истинный спектр (штриховая линия) чисто степенной

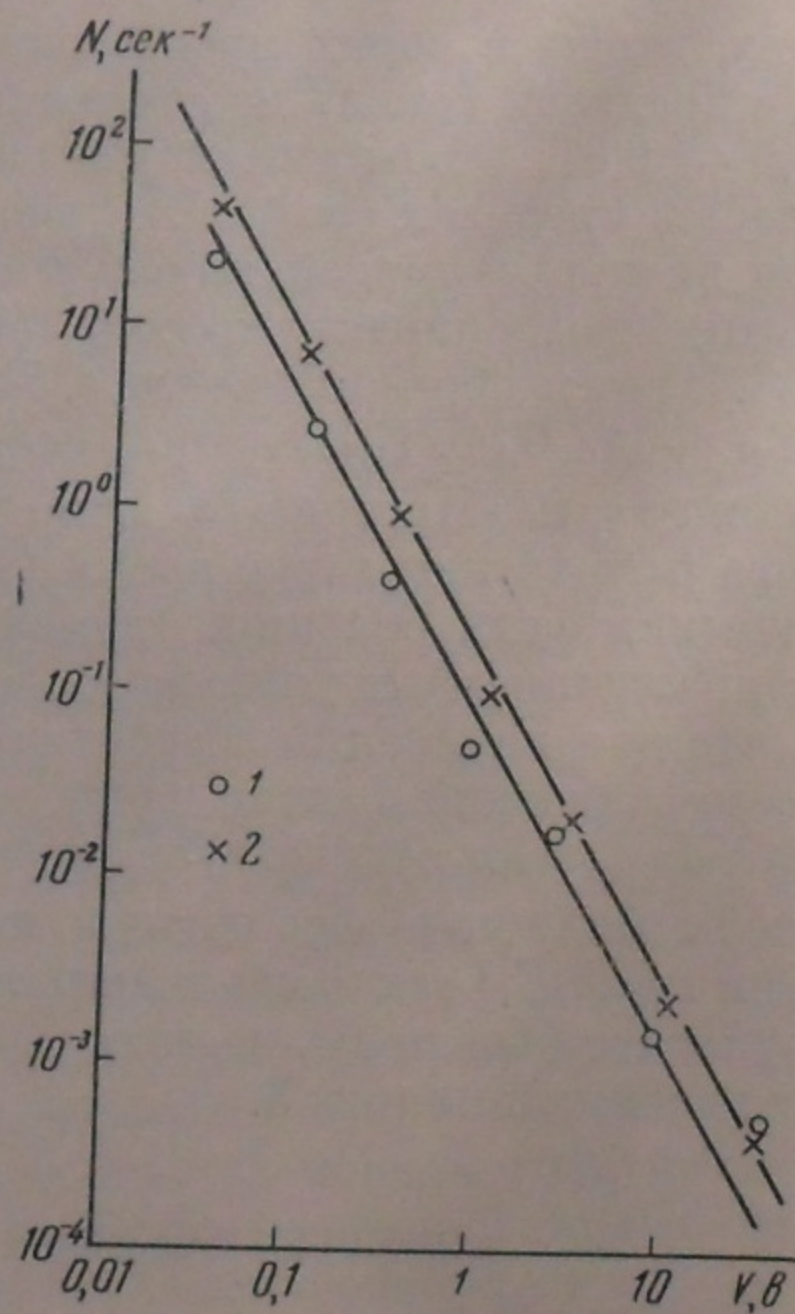


Рис. 4

Рис. 4. Интегральные спектры «ионизационных толчков», измеренные на «Протоне-2».

1 — I половина СЭЗ-14, 2 — II половина. По оси абсцисс отложена амплитуда импульса V с ФЭУ детектора энергий

спектра толчков, достаточно измерить интенсивность событий E_i , приводящих к срабатыванию i -го дискриминатора, для которого по радиотехнической градуировке известна амплитуда V_i , соответствующая порогу его срабатывания.

Примером такого интегрального спектра $N(\geq V_i)$ является рис. 4. На этом рисунке приведены результаты измерений числа ионизационных толчков с амплитудой сигналов $\geq V_i$, проведенных обеими половинами СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-2» за время ~ 960 час. полета (с 1 по 639 виток траектории).

Из рис. 4 видно, что измерения обеими половинами СЭЗ-14 дают идентичный по форме спектр степенного вида с показателем $\gamma = 1,7$. Так же как и на рис. 1, для событий типа $Z_1 N_1 E_c$ спектр, измеренный II по-

ловиной, смещен вправо (по оси абсцисс) относительно спектра, измеренного I половиной, на коэффициент $\sim 1,7$, что обусловлено различием чувствительности ФЭУ на этих половинах.

На рис. 5 представлена зависимость темпа счета по второму порогу на I и II половинах СЭЗ-14 «Протона-2» от времени полета. Наблюдается такое же, по характеру, монотонное изменение темпа счета ионизационных толчков, как и для событий типа $Z_1 N_1 E_c$ (см. [8]).

При построении энергетического спектра ионизационных толчков по данным «Протона-2» мы ограничились измерениями, выполненными за первые 960 час. полета, когда чувствительность ФЭУ в детекторах энергии оставалась еще достаточно постоянной. Полное число событий типа $N(\geq V_i)$, деленное на все время измерений, как функция величины порога соответствующих дискриминаторов V_i представлено на рис. 4).

Измерения на ИСЗ «Протон-1» велись, в общей сложности, меньшее время, чем на ИСЗ «Протон-2». Как показал анализ полученных результатов, на ИСЗ «Протон-1» в течение всего времени измерений не наблюдалось изменения чувствительности ФЭУ детекторов энергий. Поэтому для построения спектра было использовано все время измерений. Предварительные результаты измерения энергетического спектра по ионизационным толчкам на ИСЗ «Протон-1» уже были опубликованы [10].

Новые данные отличаются от опубликованных в двух отношениях.

Во-первых, абсолютная интенсивность частиц в ранее опубликованных спектрах определялась не по параметрам прибора, а получалась нормировкой первой экспериментальной точки спектра к литературным данным при энергии 10^{10} эв.

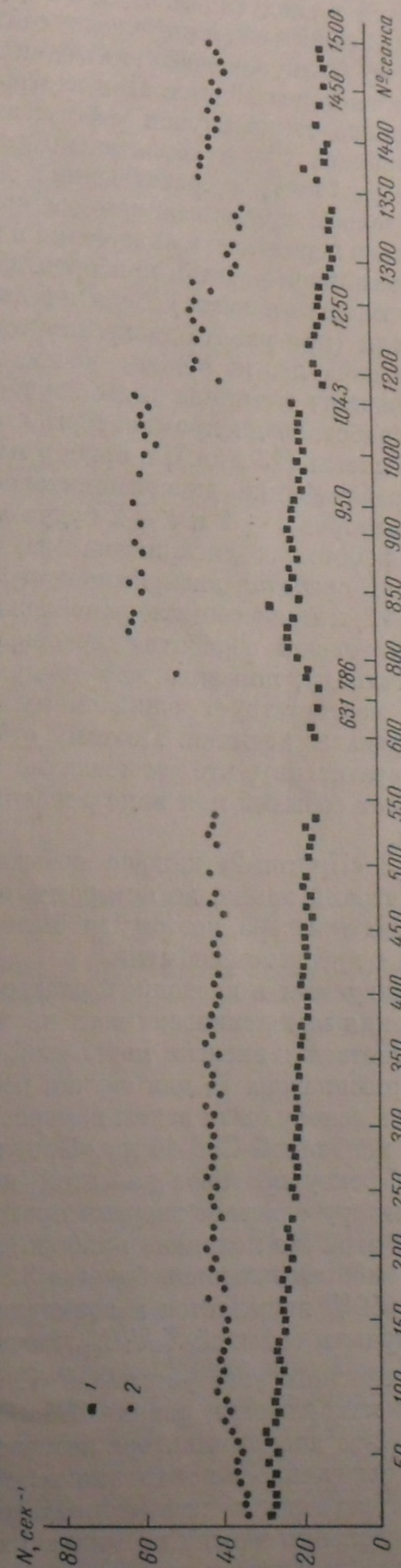


Рис. 5. Зависимость от времени темпа счета по 2-му порогу «ионизационных толчков», измеренных на «Протоне-2». 1 — I половина СЭЗ-14, 2 — II половина

Во-вторых, в данные, относящиеся к сверхвысоким энергиям (дискриминаторы с индексами $i = 7 \div 9$), не вводились поправки, суть которых заключается в следующем. В СЭЗ-14, установленном на ИСЗ «Протон-1», триггеры, подсчитывающие число событий типа $N(\geq V_i)$ со значениями $i = 7, 8, 9$, были заведены на один телеметрический канал, который опрашивался через 13 мин. При построении спектра в работе [10] учитывались только такие случаи работы этих триггеров, когда срабатывание дискриминатора $i = 8$ обязательно сопровождалось срабатыванием дискриминатора $i = 7$, а срабатывание дискриминатора $i = 9$ обязательно сопровождалось срабатыванием дискриминаторов $i = 8$ и $i = 7$. Этим уменьшалась вероятность включения в общую статистику случаев, вызванных ненормальной работой приборов. (Дискриминаторы детектора энергии являются интегральными.) Если же дискриминаторы низшего разряда не срабатывали (при работе дискриминатора высшего разряда), то такие события исключались из общего числа зарегистрированных событий. При этом занижалось истинное число случаев типа $N(\geq V_i)$. Если от какой-то частицы сработали дискриминаторы $i, i-1, i-2$, то за время, пока они будут опрошены (13 мин.), в прибор может попасть частица, которая приведет к срабатыванию дискриминаторов $i-1$ и $i-2$, при этом триггеры дискриминаторов $i-1$ и $i-2$ будут возвращены в состояние, предшествовавшее работе i -го дискриминатора, т. е. будет зафиксировано событие, при котором сработал дискриминатор i , но не сработали дискриминаторы $i-1$ и $i-2$, и такое событие ранее исключалось.

Дополнительная обработка случаев, ранее отброшенных (по указанным выше причинам), показала, что число исключенных событий по порядку величины соответствует ожидаемому числу статистических наложений сигналов разных величин. Поэтому отброшенные случаи были включены в общую статистику, что равнозначно введению поправки на статистический просчет событий при использованной на «Протоне-1» системе их регистрации.

На ИСЗ «Протон-2» каждое событие E_i было заведено на отдельный телеметрический канал, по которому опрашивались три последовательно соединенных триггера, поэтому не было необходимости введения поправок, связанных с просчетом событий.

В публикуемых в настоящей статье результатах мы попытались получить значения интенсивности всех частиц разных энергий путем установления соответствия энергии первичной частицы E_i и порога соответствующего дискриминатора V_i для случая регистрации ионизационных толчков. При этом за основу были взяты измерения ионизационных толчков, выполненные II половиной СЭЗ-14 на «Протоне-2». Как уже отмечалось, по широтному эффекту протонов для этой половины было найдено, что 1-му дискриминатору отвечает энергия протонов ~ 12 Гэв. Для 2-го дискриминатора (на этой же половине прибора), по данным радиотехнической градуировки, энергия протонов будет в 3,3 раза больше, т. е. 40 Гэв. Из них в среднем 50% выделяется в ионизационном калориметре, т. е. 20 Гэв, при регистрации событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$, когда первичные частицы движутся в пределах телесного угла установки, т. е. используется вся толщина ионизационного калориметра, равная 386 г/см² Fe. Таким образом, порогу срабатывания 2-го дискриминатора детектора энергий отвечает на II половине СЭЗ-14 выделение в ионизационном калориметре энергии ~ 20 Гэв.

При регистрации ионизационных толчков в случае изотропного углового распределения частиц космических лучей средняя толщина вещества, проходимого частицами и лавинами, ими порожденными, составляет ~ 220 г/см² Fe. Протоны в такой толщине Fe, в среднем, будут выделять 30% своей энергии. Таким образом, при регистрации протонов по иониза-

ционными толчкам 2-му энергетическому дискриминатору II половины СЭЗ-14 будут в среднем отвечать протоны с энергией $20/0,3 = 67$ Гэв. Энергетический эквивалент других порогов для протонов определялся в соответствии с выражением $E_i = 67V_i/V_2$ Гэв.

Для многозарядных первичных частиц космических лучей энергетический эквивалент порогов второго дискриминатора был определен расчетным путем. При расчете был учтен пробег взаимодействия первичной частицы с атомным весом A в железе, а далее предполагалось, что функция распределения ионизации по глубине ионизационного калориметра, создаваемой лавиной из вторичных частиц, возникших от взаимодействия первичной тяжелой частицы с ядром железа, такая же, как от взаимодействия протона. В этих предположениях оказалось, что для тяжелых частиц энергетический эквивалент порогов срабатывания дискриминаторов несколько меньше, чем для протонов (в основном за счет большего сечения их взаимодействия с ядрами Fe). Так, если энергию протонов, соответствующую данному дискриминатору, принять за 1, то для α -частиц энергия составит 0,9, для ядер группы CNO (среднее значение $A = 14$) — $\sim 0,8$, для тяжелых ядер (среднее значение $A = 30$) — 0,75.

Если бы химический состав космических лучей в области высоких энергий был таким же, как в области энергий ≤ 7 Бэв/нуклон, тогда пользуясь данными, приведенными в [11], легко получить, что в создании ионизационных толчков вклад протонов составит 50%, ядер He — 33%, ядер группы M — 11%, и группы H — 6%. Поэтому для порога 2-го дискриминатора мы приняли значения энергии $E_2 = 67 \cdot 0,50 + 67 \cdot 0,9 \cdot 0,33 + 67 \cdot 0,8 \cdot 0,11 + 67 \cdot 0,75 \cdot 0,06 = 63$ Гэв.

Для других порогов значения E_i определялись из выражения

$$E_i = 63V_i/V_2 \text{ Гэв.}$$

Зная скорость счета i -го дискриминатора II половины СЭЗ-14 «Протон-2» и разделив ее на геометрический фактор для глобального потока, мы получаем абсолютную интенсивность $n(\geq E_i)$ всех частиц с энергией в среднем $E \geq E_i$. Таким путем был построен энергетический спектр всех частиц по результатам измерений, выполненных II половиной СЭЗ-14 на «Протоне-2».

Энергетические «привязки» I половины СЭЗ-14, установленного на «Протоне-2», и обеих половин СЭЗ-14, установленного на «Протоне-1»,

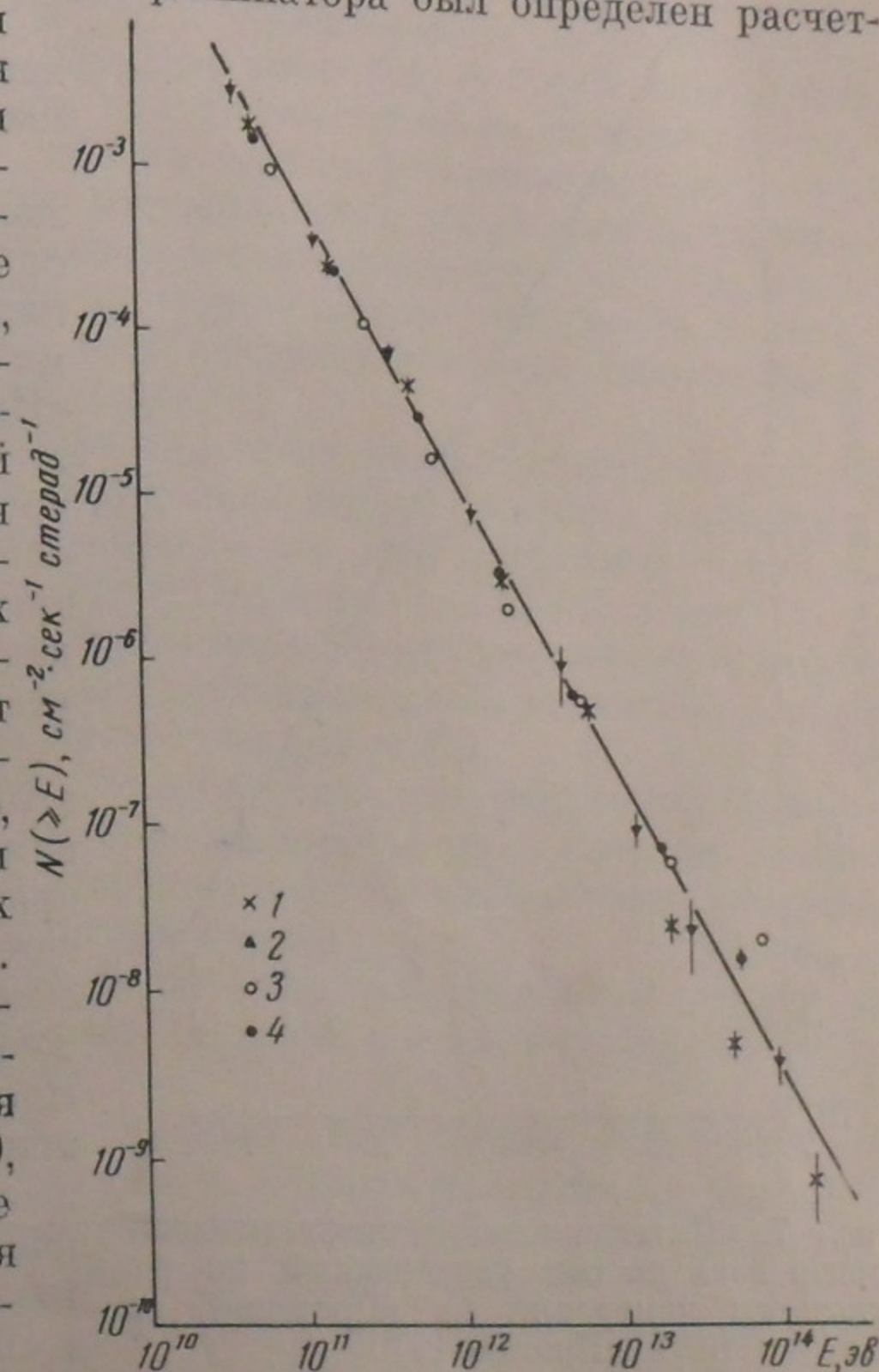


Рис. 6. Интегральный энергетический спектр всех частиц по результатам измерений на «Протоне-1» и «Протоне-2»

«Протон-1»: 1 — I половина СЭЗ-14, 2 — II половина; «Протон-2»: 3 — I половина СЭЗ-14, 4 — II половина

осуществлялись путем нормировки скорости счета дискриминаторов 2-го порога этих половин приборов к спектру, построенному по данным II половин СЭЗ-14 «Протона-2». Такой процедурой находилась энергетический эквивалент для второго дискриминатора каждой половин СЭЗ-14, т. е. величина E_2 . Далее, пользуясь радиотехнической градуировкой каждой

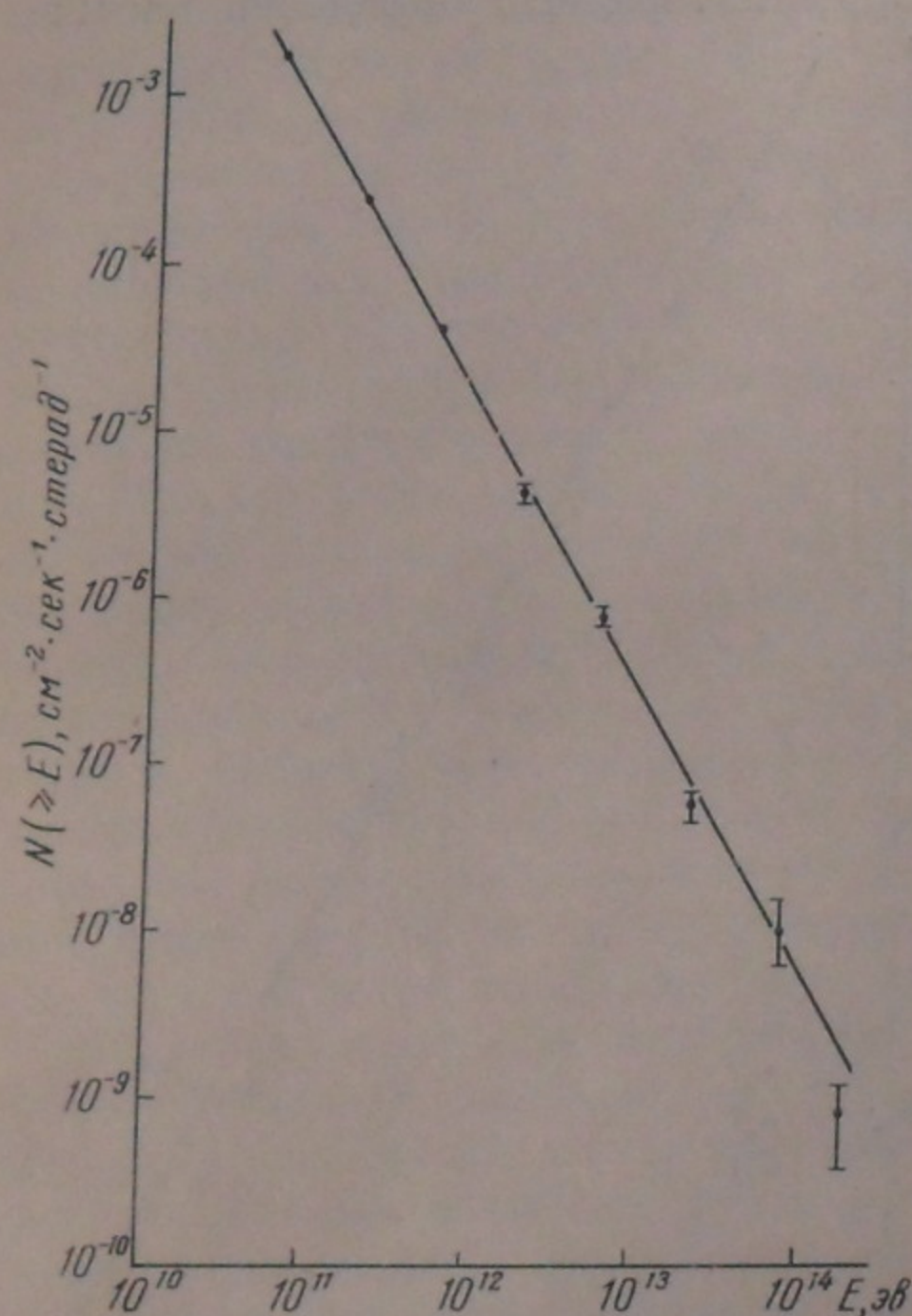


Рис. 7. Интегральный энергетический спектр всех частиц, усредненный по результатам измерений на «Протоне-1» и «Протоне-2»

части прибора, по выражению $E_i = E_2(V_i/V_2)$ находились значения энергии частиц для остальных дискриминаторов. Таким путем был построен энергетический спектр всех частиц по результатам измерений ионизационных толчков обеими половинами СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2», который представлен на рис. 6. Из рисунка видно, что четыре серии независимых измерений (каждая половина СЭЗ-14 представляет независимый прибор) дают согласующиеся между собой результаты.

Если усреднить результаты этих четырех серий независимых измерений (вычислялось среднее арифметическое значение интенсивности и энергии в логарифмической шкале из групп по четыре точки для каждого интервала энергии; исключением является точка при $1,5 \cdot 10^{14}$ эв; ошибка определялась, как среднеквадратичное отклонение от среднего значения), то мы получим спектр, представленный на рис. 7. Этот спектр во всем

интервале энергий от $\sim 6 \cdot 10^{10}$ до $\sim 10^{14}$ эв может быть приближенно описан степенным законом вида $N(\geq E) = 7,2 \cdot 10^{-4} (E/10^{11})^{-\gamma} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$ с $\gamma = 1,74 \pm 0,06$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как уже отмечалось выше, спектр ионизационных толчков $N(\geq E_i)$ дает энергетический спектр всех частиц (протонов и тяжелых ядер), который в первом приближении может быть описан степенным законом с показателем $\gamma \approx 1,74$. Более внимательное рассмотрение спектра всех частиц показывает, что в области энергий $6 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{14}$ эв показатель интегрального спектра несколько меньше и равен 1,64.

Можно указать эффект, который в принципе должен приводить к уменьшению измеряемого показателя спектра всех частиц в аппаратуре СЭЗ-14 при снижении энергии частиц. Этот эффект сводится к следующему. При уменьшении энергии многозарядных частиц все большая доля их энергии будет растрачиваться в ионизационном калориметре на ионизацию (до первого ядерного взаимодействия, после чего энергия будет передана вторичным релятивистским или субрелятивистским частицам). Так как детекторами ионизации в СЭЗ-14 являются пластические сцинтилляторы, у которых нарушается линейная связь между световыходом и вели-

чиной удельных потерь энергии на ионизацию, то эта часть энергии первичной многозарядной частицы в СЭЗ-14 не будет измеряться.

Следовательно, доля нерегистрируемой энергии будет возрастать при уменьшении энергии первичных многозарядных частиц. Так, частицы с $Z = 7$, обладающие энергией 10 Гэв, в среднем до первого ядерного взаимодействия в железе потеряют около 50% своей энергии на ионизацию, потери составят 6 и 1%. Кроме того, при сравнительно небольших энергиях частиц относительно большая доля их энергии в ионизационном калориметре растрачивается на ядерные расщепления с образованием сильноионизирующих вторичных частиц, которые в сцинтилляторах СЭЗ-14 также будут давать световую вспышку, не пропорциональную плотности ионизации (dE/dx). Можно ожидать, что и этот эффект наиболее сильно будет проявляться на первичных тяжелых ядрах.

Для оценки влияния эффекта ионизационных потерь первичной частицей до ядерного столкновения на показатель энергетического спектра в области небольших энергий можно принять, что при энергии $E \sim 10^{10}$ эв все тяжелые ядра с $Z \geq 6$ не регистрируются в СЭЗ-14, а при $E \sim 6 \cdot 10^{10}$ эв они регистрируются с такой же эффективностью, как и при больших энергиях. Тогда при истинном показателе спектра в этой области $\gamma = 1,7$ измеренный показатель степени будет равен 1,6.

Эффект ядерных расщеплений только усилит это различие. Причем влияние ядерных расщеплений на вид энергетического спектра может сказываться в более широком диапазоне энергий, чем влияние ионизационных потерь первичных многозарядных частиц.

Поэтому мы не склонны придавать значение наблюдаемому различию в показателях спектра всех частиц на $\Delta\gamma \approx 0,1$ в области энергий $< 5 \cdot 10^{11}$ эв и в области больших энергий.

Экстраполяция этого спектра в область энергий частиц $\geq 10^{10}$ эв дает интенсивность $3,0 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$, которая находится в хорошем согласии с непосредственными измерениями, выполненными с использованием геомагнитных эффектов космических лучей [11—13].

То обстоятельство, что вокруг СЭЗ-14 с боков находилось довольно большое количество вещества, не может отразиться на виде энергетического спектра всех частиц.

В самом деле, часть первичных частиц, прежде чем попасть в ионизационный калориметр, должна была пройти через это вещество. Часть из них пройдет без взаимодействия и эта часть создаст спектр толчков такой же, какой был бы создан при отсутствии вещества, окружающего СЭЗ-14. Другая часть провзаимодействует в этом веществе. При этом вторичные частицы, получившие основную часть энергии первичной, двигаясь в направлении первичной частицы, попадут в ионизационный калориметр СЭЗ-14. И так как толщина слоя вещества, окружающего СЭЗ-14, в котором диссипирует небольшая часть энергии первичной частицы, в среднем невелика, то возникший в этом веществе ливень будет нести суммарную энергию, практически равную энергии первичной частицы. Таким образом, энергетический спектр этих ливней будет по форме тождествен спектру первичных частиц. Поэтому ионизационные толчки в СЭЗ-14, порожденные боковыми ливнями (из вещества, окружающего СЭЗ-14), также будут повторять спектр первичных частиц. В результате суммарный спектр ионизационных толчков будет повторять энергетический спектр всех частиц и не будет искажаться локальными ливнями.

Рассмотрим теперь энергетический спектр протонов.

Прежде всего отметим, что при сравнении рис. 3 и 7 выявляются две особенности.

1. В интервале энергий частиц $10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$ эв спектр протонов и спектр всех частиц имеют примерно одинаковый показатель степени, что позволяет в первом приближении считать, что в этой области энергий спектр протонов и спектр тяжелых ядер подобны.

2. В области энергий $E > 10^{12}$ эв наклон спектра протонов существенно больше наклона спектра всех частиц. Различие в показателях спектров в этой области энергий составляет $\Delta\gamma \approx 0,8$.

Есть ряд причин, которые могут исказить истинный вид энергетического спектра протонов.

При регистрации протонов накладывались следующие требования: в обоих пропорциональных счетчиках импульс не должен превышать величину $3V_{\text{вер}}$; в детекторе взаимодействий импульс не должен превышать $1,5V_{\text{вер}}$, в нижнем сцинтилляционном счетчике импульс должен быть $\geq 0,5V_{\text{вер}}$, т. е. через этот счетчик обязательно должна пройти по крайней мере одна заряженная частица.

Наложенные требования могли привести к ряду эффектов, различным образом влияющих на форму измеряемого энергетического спектра.

1. Регистрация протонов в области малых энергий. При малых энергиях протяженность всей лавины из вторичных частиц в поглотителе ионизационного калориметра, в принципе, может быть существенно меньше толщины ионизационного калориметра X_0 . Пусть пробег лавины $l_{\text{л}}$ при условии, что на расстоянии $l_{\text{л}}$ г/см² от места ее возникновения в лавине имеется одна заряженная частица. Тогда для обеспечения срабатывания нижнего сцинтилляционного счетчика первое взаимодействие первичного протона должно происходить на глубине $X \geq X_0 - l_{\text{л}}$, вероятность чего $\exp\left(-\frac{X_0 - l_{\text{л}}}{L_{\text{вз}}}\right)$. Все взаимодействия, произошедшие при

$X < X_0 - l_{\text{л}}$ регистрироваться не будут, что приведет к эффективности регистрации < 1 . Так как $l_{\text{л}}$ возрастает с ростом E , то эффективность

регистрации $\eta = \exp\left(-\frac{X_0 - l_{\text{л}}}{L_{\text{вз}}}\right)$ будет возрастать до некоторого значения энергий $E_{\text{кр}}$, при котором $l_{\text{л}}(E_{\text{кр}}) = X_0$, и для $E > E_{\text{кр}}$ $\eta = 1$.

Таким образом, этот эффект, в принципе, должен привести к уменьшению регистрируемой интенсивности протонов в области энергий $E < E_{\text{кр}}$ и соответственно к уменьшению показателя интегрального спектра протонов в области энергий $E_1 \leq E \leq E_{\text{кр}}$ (где E_1 — энергия, соответствующая 1-му энергетическому порогу).

Оценить величину $l_{\text{л}}$ можно исходя из расчета средней лавины, выполненного в работе [14]. Из этого расчета следует, что на глубине 2,7 ядерных пробега в Fe от места первого взаимодействия протона вторичные π^{\pm} мезоны и быстрые нуклоны обеспечивают среднюю потерю энергии в $0,15 \text{ Гэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ при энергии первичной частицы 300 Бэв. Полагая лавины подобными друг другу при разных первичных энергиях, получим, что при $E_0 = 10 \text{ Гэв}$ энерговыделение на глубине $X = 2,7 L_{\text{вз}}$ будет $5 \cdot 10^{-3} \text{ Гэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$, т. е. в такой лавине в среднем будут присутствовать три заряженные частицы на глубине $X = X_0 = 2,7 L_{\text{вз}}$. Таким образом, при $E_0 \geq 10^{10}$ эв $l_{\text{л}} > X_0$ и недомер первичных частиц, по-видимому, не будет играть заметной роли.

2. Присчет протонов, идущих вне телесного угла ионизационного калориметра. При определении абсолютной интенсивности протонов разной энергии, мы исходили из предположения, что регистрируются первичные частицы, которые движутся вдоль прямых, пересекающих только нижнее основание ионизационного калориметра. Физический смысл этого предполо-

жения заключается в том, что не учитывается рассеяние вторичных частиц в лавине в пределах самого ионизационного калориметра и тех частиц, которые, выйдя из калориметра через его боковую поверхность, могут рассеяться на веществе, окружающем СЭЗ-14, и попасть в нижний сцинтилляционный счетчик, обеспечив этим необходимое совпадение импульсов от двух пропорциональных счетчиков и детектора взаимодействия (через которые первичный протон вошел в ионизационный калориметр) и от нижнего сцинтилляционного счетчика. При этом предположении и было рассчитано значение геометрического фактора $\Gamma_0 = 420 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$, которым мы пользовались выше.

Очевидно, это предположение слишком сильное, так как в действительности вторичные частицы рассеиваются и некоторые лавины могут регистрироваться и давать частицы, попадающие в нижний сцинтилляционный счетчик даже в том случае, если направление, по которому движется первичная частица, проходит через боковую поверхность ионизационного калориметра.

Если истинный дифференциальный спектр первичных протонов $n_0(E_0) dE_0 = A / E_0^{\gamma+1}$, то для числа протонов, регистрируемых в единицу времени, которые в ионизационном калориметре выделяют энергию E , $E + dE$, можно написать строгое выражение (без учета флуктуаций в форме лавин)

$$N(E) dE = \frac{A}{E^{\gamma+1}} dE \iint_{S_{\text{п.с.}}} \iint_{S_{\text{и.к.}}} [\bar{U}(l)]^{\gamma} W(x, y, x', y', E) \times \\ \times \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^4} dx dy dx' dy',$$

где интегрирование ведется по всей площади пропорционального счетчика $S_{\text{п.с.}}$ и площади верхнего основания ионизационного калориметра $S_{\text{и.к.}}$, через которые обязательно должны пройти первичные частицы.

В этом выражении x, y и x', y' — координаты элемента площади пропорционального счетчика и верхнего основания ионизационного калориметра, r — расстояние между этими элементами, l — толщина вещества в ионизационном калориметре вдоль прямой, проходящей через точки с координатами x, y и x', y' , $\bar{U}(l)$ — средняя доля энергии, выделяемой протоном в веществе ионизационного калориметра толщиной l , $W(x, y, x', y', E)$ — вероятность того, что при направлении движения первичного протона с энергией E , определяемом точками с координатами x, y и x', y' , в нижний сцинтилляционный счетчик попадает хотя бы одна заряженная частица.

Функция W нам не известна, поэтому нет возможности точно рассчитать коэффициент, связывающий наблюдаемую интенсивность с истинной, в зависимости от энергии первичных частиц, для конкретного типа ионизационного калориметра. Тем не менее можно из некоторых экспериментальных данных и априорных соображений представить характер поведения функции W в зависимости от энергии первичной частицы и значения координат x, y, x', y' .

1) Для ионизационного калориметра небольшой толщины ($X_0 = 2,7 L_{\text{вз}}$) функция $W = 1$, если точки с координатами x, y, x', y' удовлетворяют условию, что прямая, проведенная через них, проходит через нижнее основание ионизационного калориметра. Это утверждение заведомо справедливо для $E_0 \geq 10^{11}$ эв, так как было проверено на ионизационном калориметре толщиной $X_0 = 5 L_{\text{вз}}$ для энергий первичных частиц $E_0 \geq 10^{11}$ эв, в экспериментах на высоте 3200 м над уровнем моря на горе Арагац.

2) При фиксированной энергии первичной частицы E_0 функция W будет убывать, по мере того как прямая, проведенная через точки с координатами x, y и x', y' , будет удаляться от нижнего основания ионизационного калориметра (это тоже подтверждено экспериментальными данными, полученными с ионизационным калориметром на горе Арагац)¹.

3) Если точки с координатами x, y и x', y' расположены так, что проведенная через них прямая выходит через боковую поверхность ионизационного калориметра, то с ростом E_0 значение W должно возрастать и, возможно, при некоторой величине $E_{кр}$ $W = 1$. По-видимому, величина $E_{кр}$ будет тем больше, чем выше точка пересечения с боковой поверхностью ионизационного калориметра прямой, проходящей через координаты $x, y; x', y'$ (выше точка выхода лавины из ионизационного калориметра).

Если учесть сделанные замечания и распространить п.1 на энергии вплоть до 10^{10} эв, тогда

$$N(E)dE = \frac{AdE}{E^{\nu+1}} \int_{S_{п.с.}} dx \int_{S'_{п.к.}(x,y)} dy \iint [\bar{U}(l)]^{\nu} \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^4} dx' dy' + \\ + \frac{AdE}{E^{\nu+1}} \int_{S_{п.с.}} dx \int_{S''_{п.к.}} dy \iint_{(x,y)} [\bar{U}(l)]^{\nu} W(x, y, x', y', E) \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^4} dx' dy'.$$

$S'_{п.к.}(x, y)$ — часть площади верхнего основания ионизационного калориметра, через которую проходят прямые линии, проходящие через точки x, y и пересекающие нижнее основание ионизационного калориметра; $S''_{п.к.}(x, y)$ — оставшаяся часть площади верхнего основания ионизационного калориметра.

Для первого интеграла $l \approx X_0$ и его значение равно $\langle \bar{U}(X_0) \rangle^{\nu} \cdot \Gamma_0$, где Γ_0 — геометрический фактор ионизационного калориметра.

Второй интеграл определяет присчет тех первичных протонов, лавины от которых выходят через боковые поверхности ионизационного калориметра, успев выделить в нем энергию $E, E + dE$.

Можно вычислить значение второго интеграла, положив $W \equiv 1$. Очевидно, при $W \equiv 1$ мы получаем максимально возможный присчет. Расчет показывает, что

$$\iint_{S_{п.с.}} \iint_{S'_{п.к.}} [\bar{U}(l)]^{\nu} \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^4} dx dy dx' dy' = \\ = 3,6 \iint_{S_{п.с.}} \iint_{S'_{п.к.}} [\bar{U}(l)]^{\nu} \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{r^4} dx dy dx' dy'.$$

Т. е. за счет присчета интенсивность протонов в СЭЗ-14 может быть повышена максимум в 3,6 раза.

Из-за отмеченных выше общих свойств зависимости W от E и геометрических параметров можно ожидать, что с ростом энергии регистрируемых протонов присчет будет возрастать, что будет приводить к уменьшению показателя степени в спектре частиц по сравнению с его истинным значением. Если во всем измеряемом интервале энергий присчет не достигнет максимального значения, то измеренное значение $\gamma_{изм}$ будет меньше истинного показателя спектра $\gamma_{ист}$.

Если же при каком-то значении энергии $E_{кр}$ $W \equiv 1$ и присчет достигнет максимального значения, то при $E > E_{кр}$ протоны всех энергий будут

¹ Соответствующая обработка экспериментальных данных, полученных на высокогорной станции на г. Арагац, была выполнена И. Н. Ерофеевой.

регистрироваться в одинаковых условиях, т. е.

$$\gamma_{изм} = \gamma_{ист}, \text{ а в области } E < E_{кр} \gamma_{изм} < \gamma_{ист}.$$

Интересно отметить, что если допустить, что $\gamma_{ист} = 1,8$ (штриховая линия на рис. 3) в области энергий $10^{10} < E_0 < 5 \cdot 10^{11}$ эв, тогда из рис. 3 (увеличивает интенсивность в 3,6 раза) при энергии протонов $E_{кр} \approx 3 \cdot 10^{11} \div 5 \cdot 10^{11}$ эв. На рис. 3 сплошной линией показан ожидаемый спектр с учетом роли «присчета» регистрируемых протонов. Как видно из рис. 3, начиная с этого значения энергий протонов $(3 \div 5) \cdot 10^{11}$ эв присчет уже не может изменять вид энергетического спектра, т. е. $\gamma_{изм} = \gamma_{ист}$. Из рис. 3 видно, что при $E \geq 10^{12}$ эв $\gamma_{изм} \approx 2,3 \div 2,5$, т. е. превышает показатель спектра всех частиц почти на 0,6—0,8.

Увеличение крутизны спектра с ростом энергии регистрируемых протонов, в принципе, может вызываться разными причинами.

Во-первых, в самом ионизационном калориметре могут возникнуть (за счет многократного рассеяния лавинных электронов) частицы обратного тока и выйти на верх ионизационного калориметра. При этом частицы обратного тока попадут в детектор взаимодействия (ДВ) и выключают это событие из регистрации событий типа $Z_1 N_1 E_{с.1}$.

Во-вторых, заряженные частицы лавины (электроны малых энергий), выйдя из ионизационного калориметра, могут рассеяться на окружающих предметах и попасть либо в пропорциональный счетчик (ПС), либо в детектор взаимодействия (ДВ). Вместе с первичным протоном они создадут в ПС или ДВ импульс больший, чем импульс от одной частицы с зарядом $Z = 1$, и такой случай будет исключен из регистрации.

Естественно ожидать, что в обоих случаях с ростом энергии будет возрастать вероятность попадания частиц обратного тока в ПС или ДВ, что приведет к более крутому спектру протонов, чем истинный их спектр.

В-третьих, более крутой спектр событий $Z_1 N_1 E_{с.1}$ по сравнению с истинным спектром протонов может быть вызван тем, что с ростом энергии первичных частиц может уменьшаться доля энергии, выделяемая в ионизационном калориметре ограниченной толщины.

Рассмотрим более подробно влияние перечисленных факторов.

1. Попадание частиц обратного тока в ДВ. Как показывают эксперименты, выполненные и в космических лучах [15] и на синхротроне [16], в каскадном ливне рассеиваются назад электроны малых энергий до $\sim 10 \div 15$ Мэв.

Пробег их невелик, всего несколько г/см², а основная масса таких электронов возникает на глубинах в несколько десятков г/см² — в районе максимума и за максимумом лавины. Поэтому на границе ионизационного калориметра (при $t = 0$) электроны обратного тока могут возникнуть только в результате конверсии γ -квантов обратного тока. Такие γ -кванты в свою очередь возникают от электронов обратного тока. Поэтому расчет влияния обратного тока на число регистрируемых событий типа $Z_1 N_1 E_{с.1}$ велся нами по следующей схеме.

а) Считая известным спектр электронов, рассеянных назад $n_e^{обп}(E, t) dE$ на разных глубинах t лавины, созданной ядерно-активной частицей с энергией E_0 , вычислялся спектр γ -квантов, генерируемых этими электронами в слое dt

$$n_{\gamma}^{обп}(K, t) dK dt = dK dt \int_K^{E_0} n_e^{обп}(E, t) \Phi(E, K) dE, \quad (1)$$

где $\Phi(E, K)dK$ — вероятность испускания фотона с энергией K , $K + dK$ электроном с энергией E на пути в одну лавинную единицу.

б) Определялся поток γ -квантов с энергией K , $K + dK$ на границе ионизационного калориметра ($t = 0$) с учетом зависимости коэффициента поглощения $-\mu(K)$ γ -квантов от их энергии

$$n_{\gamma}^{\text{обп}}(K, t = 0)dk = dk \int_0^{x_0} n_{\gamma}^{\text{обп}}(K, t) \exp[-\mu(K)t] dt. \quad (2)$$

в) Определялся поток электронов разных энергий, возникающих от γ -квантов, конвертируемых в верхних слоях ионизационного калориметра.

При этом считалось, что вся энергия γ -кванта K передается электрону. (Это предположение завышает поток электронов данной энергии.)

$$n_e^{\text{обп}}(\geq E, t = 0) = \int_E^{\infty} n_{\gamma}^{\text{обп}}(K, t = 0) \left\{ 1 - \exp\left[-\mu(K) \frac{K - E}{\beta}\right] \right\} dK, \quad (3)$$

где β — ионизационные потери на одной лавинной единице.

г) Из (3) вычислялся спектр обратно идущих электронов, падающих на ДВ. При этом учитывалось изменение спектра электронов за счет ионизационных потерь в ~ 3 г/см² легкого вещества, отделяющего ионизационный калориметр от ДВ.

Рассчитанный таким образом спектр разбивался на интервалы с $\Delta E = 2 \div 4$ Мэв и определялись средняя энергия электрона $\bar{\epsilon}_i$ для каждого интервала и среднее число электронов данной энергии ϵ_i , падающих на ДВ — $n_e^{\text{обп}}(\bar{\epsilon}_i)$.

Рассчитывалась вероятность различных комбинаций W_j из числа падающих на ДВ электронов разных энергий, считая, что число электронов с данной энергией ϵ_i флуктуирует по Пуассону (при всех прочих равных условиях образования лавины в ионизационном калориметре).

Для каждой комбинации падающих на ДВ электронов подсчитывалась их суммарная энергия ΔE_j , и при вычислении вероятности создания в ДВ импульса с амплитудой, выходящей за пределы «окна» дифференциального дискриминатора (при этом первичный протон исключается из регистрации событий типа $Z_1 N_1 E_{c_i}$), учитывалась вероятность $f(V)$ того, что первичный протон создает в ДВ импульс с амплитудой $V \geq V_{\text{max}} - \Delta E_j$. (Амплитуды импульсов в ДВ были пересчитаны в энергетическую шкалу. При этом наименее вероятный импульс $V_{\text{вер}}$ соответствует наименее вероятной потере энергии на ионизацию релятивистской однозарядной частицей в пластическом сцинтилляторе ДВ $V_{\text{вер}} \simeq 9,5$ Мэв (V_{max} соответствует границе «окна» дифференциального анализатора $V_{\text{max}} = 17,5$ Мэв.)

Вероятность исключения данного события из числа регистрируемых (за счет попадания данной комбинации электронов обратного тока на ДВ) определялась как $W_j f(\geq V_{\text{max}} - \Delta E_j)$.

При указанных расчетах спектр электронов, рассеянных назад в максимуме каскадной кривой, был определен из экспериментальной кривой зависимости числа электронов, рассеянных назад от толщины слоя рассеивателя [16].

В выражении (2) основной вклад в $n_{\gamma}^{\text{обп}}(K, t = 0)$ дают электроны, рассеивавшиеся назад до максимума каскадной кривой (по крайней мере при высоких энергиях, когда $t_{\text{max}} \simeq 10$). При этом, из-за того, что при $t < t_{\text{max}}$ спектр электронов более «жесткий», чем при $t = t_{\text{max}}$, а рассеива-

ются назад электроны малых энергий ($E \lesssim 20$ Мэв), то при $t < t_{\text{max}}$

$$\frac{n_e^{\text{обп}}(E, t)}{n_e(\geq 0, t)} < \frac{n_e^{\text{обп}}(E, t_{\text{max}})}{n_e(\geq 0, t_{\text{max}})}$$

Мы при расчете $n_{\gamma}^{\text{обп}}(K, t)$ в качестве спектра электронов использовали выражение

$$n_e^{\text{обп}}(E, t) = \frac{n_e^{\text{обп}}(E, t_{\text{max}})}{n_e(\geq 0, t_{\text{max}})} n(\geq 0, t),$$

что дает завышенный поток γ -квантов и, соответственно, завышенный поток электронов обратного тока, попадающих на ДВ. Для зависимости $n(\geq 0, t)$ бралось среднее распределение ионизации по глубине в ионизационном калориметре из железа и далее считалось, что с ростом энергии E_0 смещается только максимум кривой в область больших глубин.

д) Из известного $n_{\gamma}^{\text{обп}}(K, t = 0)dk$ было подсчитано число электронов разных энергий \bar{E}_i , возникающих в самом пластическом сцинтилляторе ДВ, за счет поглощения в нем γ -квантов обратного тока. Рассчитаны вероятности различных комбинаций появления электронов разных энергий, приводящих к выходу сигнала от ДВ за пределы «окна» дискриминатора (так же, как в п. 2).

В результате обоих процессов (г и д) была получена зависимость вероятности исключения первичного протона из категории событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$ от первичной энергии E_0 за счет частиц обратного тока, возникающего в ионизационном калориметре, в том случае, когда лавина возникает на границе калориметра ($t = 0$)

$$W(E_0) = 6,9 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_0}{10^{12} \text{ эв}} \right)^{0,75} \quad \text{для } 10^{12} < E_0 < 10^{13}.$$

е) Для лавин, начинающихся на глубине x от верхней границы ионизационного калориметра, предполагалось, что $W(E_0, x) = W_1(E_0) e^{-\mu x}$. Для ионизационного калориметра из Fe принимался коэффициент поглощения γ -квантов $\mu = 0,030$ см²·г⁻¹.

Рассчитывалась вероятность W_1 исключения протонов разных энергий E_0 из регистрации событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$ с учетом того, что начала лавин распределены по глубине ионизационного калориметра по закону $\exp\left(-\frac{x}{L_{\text{вз}}}\right)$ и что доля энергии первичной частицы, выделившаяся в оставшемся слое $x_0 - x$, зависит от x .

В результате было получено

$$W_1(E_0) = 3,8 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_0}{10^{12}} \right)^{0,75}. \quad (4)$$

2. Попадание в ДВ частиц, рассеянных на предметах, окружающих ионизационный калориметр. Ранее мы показали, что в приборе СЭЗ-14 часть регистрируемых протонов высокой энергии может двигаться в более широком телесном угле, чем тот, который определяется геометрией: пропорциональными счетчиками, детектором взаимодействия и сцинтилляционным счетчиком под ионизационным калориметром. В этих условиях часть лавин будет выходить через боковые поверхности ионизационного калориметра. Среди частиц, выходящих из ионизационного калориметра, будут электроны малых энергий, которые могут рассеяться на элементах

конструкции и различных приборах, окружающих ионизационные калориметры СЭЗ-14, попасть в ДВ и привести к тому, что сигнал от ДВ окажется за «окном» дискриминатора.

Для оценки влияния на спектр протонов таких случаев были проведены следующие расчеты.

а) Из экспериментальных результатов работы [16] была определена вероятность $\eta(E)$ рассеяния назад электронов данной энергии E в Си и Рб в максимуме каскадной лавины. При этом спектр всех частиц в максимуме каскадной лавины брался из работы [17]. Предполагалось, что спектр электронов в лавине на разных глубинах ионизационного калориметра «равновесный». Вычислялся спектр электронов, движущихся вперед $n_{\text{вп}}(E)dE$ в ионизационном калориметре из Си, исходя из равновесного спектра $n_{\text{равн}}(E)dE$:

$$n_{\text{вп}}(E)dE = [1 - \eta(E)]n_{\text{равн}}(E)dE.$$

б) Предполагалось, что каждая лавина, выходящая из ионизационного калориметра через его боковую поверхность, т. е. все «присчетные» лавины попадают на вещество с атомным номером меди. При этом частицы, рассеивающиеся на этом веществе назад, рассеиваются изотропно. (Очевидно, что оба предположения дают завышенное число частиц, попадающих на ДВ.) Спектр электронов, рассеянных назад

$$n_{\text{обр}}(E)dE = \eta(E)n_{\text{вп}}(E)dE = \eta(E)[1 - \eta(E)]n_{\text{равн}}(E)dE.$$

Число частиц $N(E_0)$ выходящих из ионизационного калориметра, принималось пропорциональным E_0 и соответствующим числу частиц на глубине $\sim 380 \text{ г/см}^2$ при условии, что начала лавин распределены по глубине ионизационного калориметра по Пуассону. Значение N/E_0 определялось из кривой, приведенной на рис. 1 в работе [14].

Учитывалось, что рассеянные частицы могут попасть в ДВ только с открытых торцов, так как снизу сцинтилляторы детектора взаимодействия защищены всей толщиной ионизационного калориметра, а сверху — слоем свинца толщиной 28 г/см^2 . При этом доступная для рассеянных частиц поверхность ДВ составляет 300 см^2 . Среднее удаление рассеивающих предметов от открытых торцов ДВ принималось равным 100 см . Учитывалось, что при движении от рассеивателя до ДВ частицы должны пройти минимум $1 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$ (стенки диффузоров).

в) Было рассчитано среднее число рассеянных электронов разных энергий E_i , попадающих на ДВ, для лавин, порожденных первичными частицами с $E_0 = 10^{12}, 3 \cdot 10^{12}$ и 10^{13} эв . Для вычисленных значений таким же путем, как это было сделано в п. 1 и 2, была вычислена вероятность попадания сигнала от ДВ за пределы «окна» дискриминатора $\bar{W}_2(E_0)$.

Оказалось, что эту вероятность можно аппроксимировать зависимостью типа

$$\bar{W}_2 = 2,2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_0}{10^{12}} \right)^{1,2} \text{ для } 10^{12} < E_0 < 10^{13} \text{ эв.}$$

г) Была оценена роль γ -квантов, рассеянных назад в окружающих предметах и конвертирующихся в ДВ в электроны. Их вклад оказался существенно меньше, чем вклад рассеянных электронов, поэтому в дальнейшем они не учитывались.

Окончательная вероятность исключения протона с энергией E_0 из числа регистрируемых событий $W_0(E_0)$ за счет рассмотренных эффектов обратного тока определялась из выражения

$$W_0(E_0) = \bar{W}_1(E_0) + \bar{W}_2(E_0) - \bar{W}_1(E_0)\bar{W}_2(E_0).$$

Если бы спектр первичных частиц был чисто степенной $N_{\text{сп}}(E_0)dE_0 = AdE_0/E_0^\gamma$ с $\gamma = 2,7$, то за счет влияния частиц обратного тока, попадающих в ДВ, регистрируемый спектр протонов будет иметь вид

$$N_{\text{рег}}(E_0)dE_0 = [1 - W_0(E_0)]N_{\text{сп}}(E_0)dE_0,$$

$$N_{\text{рег}}(\geq E_0) = \int_{E_0}^{\infty} [1 - W_0(E_0)]N_{\text{сп}}(E_0)dE_0 \approx \{1 - W_0(E_0)\}N_{\text{сп}}(\geq E_0),$$

так как функция $[1 - W_0(E_0)]$ мало изменяется в интервале $10^{10} \leq E_0 \leq 10^{13} \text{ эв}$.

На рис. 8 приведены рассчитанная величина $N_{\text{сп}}(\geq E)/N_{\text{изм}}(\geq E)$ и экспериментальное отклонение от чисто степенного спектра с показателем $\gamma = 1,75$ в диапазоне энергий $10^{12} - 10^{13} \text{ эв}$. Из рисунка видно, что результаты расчета, дающего верхнюю оценку ожидаемого эффекта от обратного тока частиц, не могут объяснить наблюдаемое большое отклонение регистрируемого спектра протонов от чисто степенного спектра с показателем степени $\gamma = 1,75$ в области энергий $10^{12} \leq E_0 \leq 10^{13} \text{ эв}$.

3. Попадание в ПС частиц обратного тока. Возможно в принципе, попадание частиц обратного тока на пропорциональные счетчики с последующим созданием в них импульсов, выходящих за «окно» амплитудного дискриминатора, выделяющего частицы с зарядом $Z = 1$.

Нам представляется возможным оценить степень малости этого влияния без проведения расчетов, аналогичных тем, которые были проведены выше. В самом деле, частицы обратного тока, выходящие из ионизационного калориметра или рассеянные на окружающих предметах, имеют очень мягкий спектр, практически обрывающийся на энергии электронов $\simeq 20 \text{ Мэв}$. Так, в максимуме каскадного ливня в Си электроны с энергией $\geq 10 \text{ Мэв}$ составляют $\sim 2\%$ от частиц обратного тока.

Поэтому, если изменение энергетического спектра в области энергии протонов $E_0 \geq 10^{12} \text{ эв}$ обусловлено попаданием частиц обратного тока в пропорциональные счетчики, то влияние этих частиц будет существенно зависеть от положения фильтров в установке СЭЗ-14. Когда фильтры выведены за пределы телесного угла СЭЗ-14, частицы обратного тока могут достигнуть пропорциональных счетчиков и уменьшить число регистрируемых событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$. Когда же фильтры толщиной $\sim 30 - 34 \text{ г/см}^2$ стоят между ДВ и ПС, они полностью поглощают все электроны обратного тока. В этом случае эффект уменьшения потока протонов из-за частиц обратного тока должен отсутствовать, и спектр протонов с фильтрами должен быть степенным с показателем степени, соответствующим истинному спектру.

Если принять, что спектр протонов в области энергий $3 \cdot 10^{11} - 10^{13} \text{ эв}$ такой же, как и спектр всех частиц, т. е. имеет вид $N(\geq E) = AE^{-\gamma}$, где показатель степени $\gamma = 1,74 \pm 0,06$, то легко рассчитать интенсивность, которую следовало ожидать при поставленном в установку фильтре

$$N_{\phi}(\geq E) = \frac{A}{1,5} E^{-\gamma},$$

где коэффициент 1,5 учитывает уменьшение интенсивности событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$ за счет взаимодействия протонов в фильтрах. Если рассматриваемый эффект имеет место, то измеренные отношения интенсивностей с фильтром и без фильтра $N_{\phi \text{ эксп}}(\geq E)/N_{\text{б. ф. эксп}}(\geq E)$ при каких-то энергиях в интервале $10^{12} - 10^{13} \text{ эв}$ должны равняться рассчитанному от-

ношению $N_{\phi}(\geq E) / N_{\text{б. ф. эксп.}}(\geq E)$. Результаты такого сравнения приведены ниже

$E, \text{ эв}$	$\frac{N_{\text{ф. эксп.}}(\geq E)}{N_{\text{б. ф. эксп.}}(\geq E)}$	$\frac{N_{\phi}(\geq E)}{N_{\text{б. ф. эксп.}}(\geq E)}$
$1,05 \cdot 10^{12}$	$0,77 \pm 0,04$	$1,3 \pm 0,1$
$2,75 \cdot 10^{12}$	$0,85 \pm 0,09$	$2,0 \pm 0,3$
10^{13}	$0,38 \pm 0,25$	$5,5 \pm 2,6$

Из этой таблицы видно, что во всем диапазоне энергий $10^{12} - 10^{13}$ эв, в котором измеренный спектр протонов существенно «круче» спектра всех

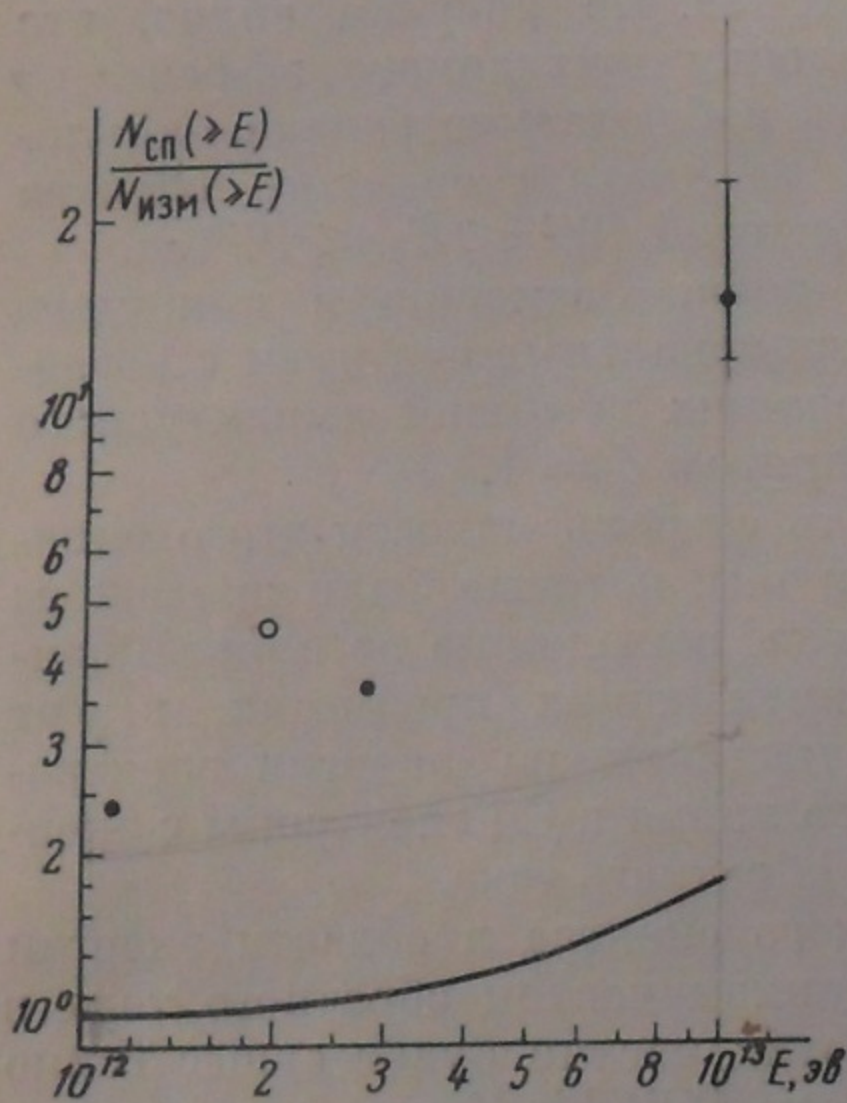


Рис. 8. Зависимость отношения интенсивности протонов при чисто степенном спектре $\gamma - 1 = 1,75$ — $N_{\text{сп}}(\geq E)$ к измеренной интенсивности $N_{\text{изм}}(\geq E)$ от энергии протонов.

Сплошная линия — расчет влияния обратного тока частиц лавин. Экспериментальные точки получены из рис. 3

частиц, постановка фильтров не приводит к ожидаемому возрастанию интенсивности событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$. Поэтому предположение о попадании частиц обратного тока в пропорциональные счетчики приходится отвергнуть.

4. Обратный ток ядерно-активных частиц. При взаимодействии первичного протона в ионизационном калориметре в слое $x < L_{\text{вз}} \sim 130 \text{ г/см}^2$ в принципе возможен вылет вторичной частицы (пиона) под углом $> 90^\circ$ по отношению к первичной частице. При этом рожденный пион может пройти слой калориметра $x \text{ г/см}^2$ и попасть в ДВ, дав сигнал, выходящий за «окно» дискриминатора. Однако этот эффект при энергиях $\sim 10^{11}$ эв составляет несколько процентов и с ростом E_0 либо должен убывать (так как растет коллимация генерируемых частиц), либо оставаться постоянным. Наиболее вероятен этот эффект при малых энергиях первичной

частицы $E_0 \sim 10^{10}$ эв. Т. е. влияние обратно летящих ядерно-активных частиц на спектр событий $Z_1 N_1 E_{c_i}$ и количественно пренебрежимо мало, данным.

5. Влияние ошибок в измерении энергии на спектр протонов. Легко показать, что измерение спектра частиц ионизационным калориметром ограниченной толщины X_0 , в котором не выделяется вся энергия первичной частицы, не искажает вид этого спектра, если спектр чисто степенной вида $N(E) dE = AE^{-(\gamma+1)} dE$ и если характеристики взаимодействия частиц с веществом ионизационного калориметра не зависят от энергии частиц.

Допустим, что истинный спектр протонов в диапазоне энергий $10^{11} - 10^{14}$ эв такой же, как спектр всех частиц, т. е. степенной с показателем $\gamma = 1,74 \pm 0,06$, а увеличение крутизны спектра протонов в области энергии $10^{12} - 10^{13}$ эв происходит за счет того, что с ростом энергии первичного протона увеличивается доля энергии, уходящей из ионизационного калориметра толщиной $\sim 390 \text{ г/см}^2$ Fe, что приводит к измерению энергии — должен сказаться и на измеренном спектре всех частиц, тем более, что при этом средняя толщина ионизационного калориметра составляет $\sim 220 \text{ г/см}^2$ Fe, т. е. всего 1,7 ядерных пробега протона.

Рассмотрим влияние «недомера» энергии на спектр всех частиц в двух предположениях:

а) средняя доля энергии \bar{U} , выделяемой в ионизационном калориметре, зависит только от энергии первичной частицы. Причем для ядер с энергией E_0 и атомным весом A $\bar{U}(A, E_0) = \bar{U}(A = 1, E_0 / A)$, т. е. доля выделенной энергии такая же, как для протона с энергией E_0 / A . Тогда, зная зависимость $\bar{U}(A = 1, E_0)$ из отклонения измеренного спектра протонов от закона $N(\geq E) \simeq AE^{-1,74}$, легко рассчитать изменение вида спектра ядер He, группы M и H и, следовательно, суммарного спектра всех частиц. Рассчитанный таким образом спектр приведен на рис. 9 (кривая 2);

б) средняя доля выделяемой энергии зависит от толщины ионизационного калориметра X_0 и E_0 , т. е. $U(E_0, X_0)$, а для ядер $\bar{U}(X_0, A, E_0) = \bar{U}(X_0, A = 1, E_0 / A)$. Для оценки зависимости \bar{U} от X_0 средняя функция распределения ионизации по толщине вещества ионизационного калориметра была взята в виде функции

$$I(x, E_0) = aE_0 \frac{x}{L^2} \exp\left(-\frac{x}{L}\right),$$

где L — некоторый параметр, зависящий от E_0 , а x — толщина калориметра, отсчитанная от точки первого взаимодействия протона (x измеряется в пробегах для взаимодействия).

При $E_0 = 3 \cdot 10^{11}$ эв принятая функция $I(x, E_0)$, хорошо совпадает с экспериментальным распределением ионизации [14], если $L = 1$

$$\bar{U}(X_0, L) = \int_0^{X_0} \overline{U(x, L)}^\gamma \exp[-(X_0 - x)] dx,$$

где

$$\overline{U(x, L)} = \int_0^x \frac{I(x, E_0)}{aE_0} dx.$$

Для толщины ионизационного калориметра $X_0 \simeq 3$ из различия энергий частиц, соответствующих экспериментальному спектру протонов и

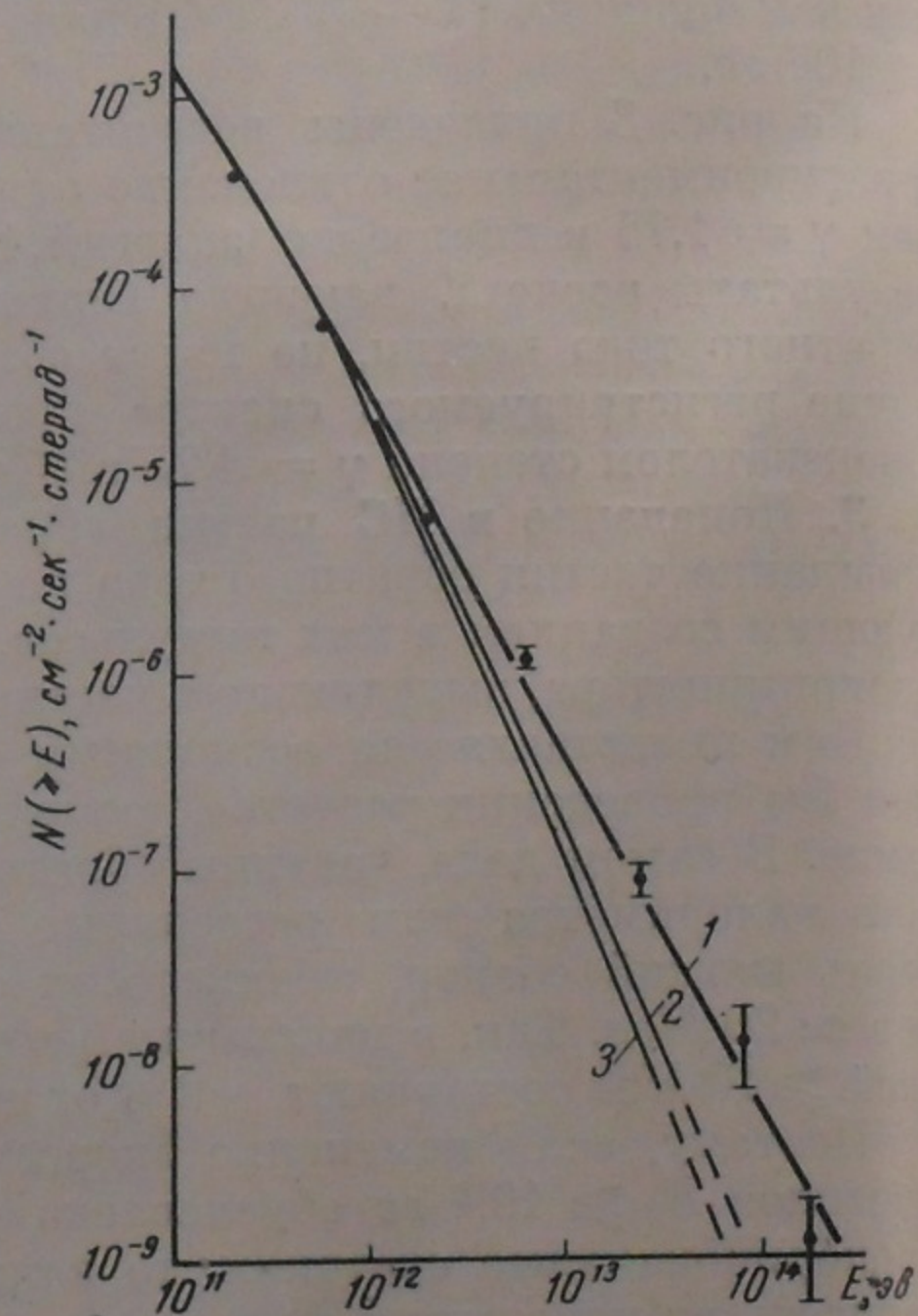


Рис. 9. Интегральные энергетические спектры всех частиц, рассчитанные в предположениях:

3 — доля энергии, выходящей из ионизационного калориметра, $\bar{U}(E_0, x_0)$, зависит от E_0 и x_0 — толщины ионизационного калориметра; 2 — $\bar{U}(E_0)$ зависит только от E_0 ; 1 — \bar{U} не зависит от E_0 . Экспериментальные точки взяты из рис. 7

предполагаемому — степенному с показателем $\gamma = 1,74$, при равной интенсивности, для обоих спектров мы определяем величину $\bar{U}(X_0, L)$, т. е. зависимость $L(E_0)$.

Зная эту зависимость $L(E_0)$, рассчитывается величина $\bar{U}(X_0, E_0)$ для другого значения $X_0 = 1,7$ (соответствующего толщине ионизационного калориметра при измерении спектра всех частиц). Для построения спектра протонов, который следует ожидать в ионизационном калориметре толщиной X_0 , интенсивность частиц с истинной энергией E_0 , равная $A E_0^{-\gamma}$, относится к энергии $E' = E_0 \bar{U}(X_0, E_0)$. Таким же образом строятся спектры тяжелых ядер, но при этом считается, что $\bar{U}(X_0, A, E_0) = \bar{U}(X_0, A = 1, E_0/A)$.

Таким образом был получен ожидаемый спектр всех частиц, изображенный на рис. 9 (кривая 3).

На том же рисунке кривая 1 изображает ожидаемый спектр всех частиц, построенный в предположении, что \bar{U} не зависит от E_0 и для всех ядер доля регистрируемой энергии одна и та же, а измеренный спектр протонов является истинным спектром. Экспериментальные точки — результат, взятый из рис. 7. Одна экспериментальная точка при энергии $5,8 \cdot 10^{11}$ эв нормирована к кривой.

Из рис. 9 видно, что экспериментальные точки спектра всех частиц не могут быть совмещены с кривыми 2 и 3, т. е. предположение о том, что большое значение показателя интегрального спектра протонов $\gamma \simeq 2,3 \div 2,5$ (при $E_0 > 10^{12}$ эв) связано с недомером энергии и его зависимостью от E_0 , противоречит измеренному спектру всех частиц и должно быть отвергнуто.

Таким образом, проведенный анализ методических факторов, которые могли бы повлиять на измеряемый спектр протонов показывает, что ни обратный ток вторичных частиц (электронно-фотонной и ядерной компонент лавины), ни недомер энергии в ионизационном калориметре не могут столь сильно изменить степенной спектр протонов с $\gamma = 1,74$, что он превратится в спектр с показателем степени $\gamma \simeq 2,3$. Поскольку методическими эффектами не удается объяснить изменение вида спектра протонов, постольку приходится признать, что измеренный спектр событий $Z_1 N_1 E_{c_1}$ отражает истинный вид спектра протонов космических лучей.

Естественно при этом возникает вопрос: не противоречит ли такой спектр протонов известным экспериментальным данным о космических лучах?

По-видимому, для ответа на этот вопрос представляется целесообразным рассмотреть те явления, которые наиболее непосредственно связаны со спектром первичных протонов. К таким явлениям следует отнести, прежде всего, спектр и интенсивность одиночных ядерно-активных частиц в атмосфере, т. е. частиц, не сопровождающихся никакими вторичными частицами.

Их поток $N_{од}(E, x)$ на глубине атмосферы x г/см² связан с потоком $N(E, 0)$ первичных протонов той же энергии E соотношением [18]

$$N_{од}(E, x) > N(E, 0) \exp\left(-\frac{x}{L_{вз}}\right), \quad N(E, 0) \leq N_{од}(E, x) \exp\left(\frac{x}{L_{вз}}\right). \quad (5)$$

В выражении (5) имеются две неизвестные величины: $L_{вз}(E)$ и $N(E, 0)$. Ранее [18] мы предполагали известным спектр первичных протонов $N(E, 0)$, принимая его степенным с $\gamma = 1,7$ или $1,9$ в диапазоне энергии до $10^{13} \div 10^{14}$ эв. В обоих случаях при сделанных предположениях относительно вида $N(E, 0)$, мы получали, что $L_{вз}$ убывает с ростом энергии протонов.

В настоящее время прямые измерения эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода в диапазоне энергий $10^{10} - 10^{12}$ эв, проведенные нами на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2» [8], позволяют исключить одну из величин $L_{вз}$ и $N(E, 0)$ из категории неизвестных. Поэтому, воспользовавшись соотношением (5), можно получить верхнюю оценку для потока первичных протонов, если привлечь результаты измерения $N_{од}(\leq E)$ [18].

На рис. 3 прямоугольниками нанесены значения верхней границы для потока первичных протонов $N(\geq E, 0)$, вычисленные по формуле (5). Видно, что верхняя граница ожидаемой интенсивности первичных протонов в области $E \geq 10^{12}$ эв не превышает интенсивности протонов, измеренной в настоящем эксперименте. При этом следует подчеркнуть, что измерение потока одиночных ядерно-активных частиц на высоте гор производилось аппаратурой, существенно отличающейся от аппаратуры, установленной на ИСЗ «Протон» (с точки зрения побочных факторов, влияющих на измеряемый спектр одиночных ядерно-активных частиц).

В заключение следует отметить, что полученные результаты — различие в виде спектров всех частиц и протонов (иными словами тяжелых ядер и протонов) в области энергий $\geq 10^{12}$ эв — не противоречат большинству экспериментальных данных о спектрах вторичных частиц высокой энергии в атмосфере (γ -квантов, ядерно-активных частиц). Наблюдаемые спектры можно согласовать с результатами наших измерений, если учесть вклад тяжелых ядер в генерацию γ -квантов и π^\pm -мезонов в верхней части атмосферы и предположить, что при взаимодействии с ядрами атмосферы тяжелые ядра первичных космических лучей с большой вероятностью «разваливаются» на составляющие их нуклоны, дающие существенный вклад в ядерную компоненту, регистрируемую в глубине атмосферы.

Авторы признательны Г. Ф. Зацепину и А. Е. Чудакову за ценные замечания при дискуссии полученных результатов.

Дата поступления
30 января 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Wolfendale. Proc. Internat. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur., 6, 3, 1963.
2. Н. Л. Григоров. Ж. эксперим. и теорет. физ. 45, 1544, 1963.
3. I. Duthie, P. Fowler, A. Kaddoura, D. Perkins, K. Pinkau. Nuovo Cim., 24, 122, 1963.
4. E. Abraham et al. Nuovo Cim., 28, 224, 1963.
5. P. K. Malhotra et al. Proc. Internat. Conf. on Cosmic Rays, London, 2, 875, 1966.
6. Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Рапопорт. Ж. эксперим. и теорет. физ., 34, 506, 1958.
7. Н. Л. Григоров и др. Наст. номер, стр. 383.
8. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скуридин, Наст. номер, стр. 420.
9. J. Quenby, W. R. Webber. Phil. Mag., 4, 90, 1959.
10. Н. Л. Григоров, О. М. Коврижных, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скуридин, А. Ф. Титенков. Изв. АН СССР. Сер. физ., 30, 1760, 1966.
11. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. Изд-во АН СССР, 1963.
12. C. I. Waddington. Phil. Mag., 5, 1105, 1960.
13. А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян. Ж. эксперим. и теорет. физ., 35, 1088, 1958.
14. Е. В. Денисов и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 30, 1577, 1966.
15. О. Н. Вавилов. Труды ФИАН, 4. Изд-во АН СССР, 1949.
16. W. Blocke, R. W. Kenney, W. K. N. Panofsky. Phys. Rev., 79, 419, 1950.
17. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. Гостехиздат, 1948.
18. Х. П. Бабаян, Н. Л. Григоров, Э. А. Мамиджаниян, В. А. Собиняков, В. Я. Шестоперов. Изв. АН СССР. Сер. физ., 29, 1652, 1965.