ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 11, вып. 5, 1970

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКОЙ И СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИЙ НА КОСМИЧЕСКИХ СТАНЦИЯХ «ПРОТОН»

Н. Л. ГРИГОРОВ, В. Е. НЕСТЕРОВ [1], И. Д. РАПОПОРТ, И. А. САВЕНКО, Г. А. СКУРИДИН [1]

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

(Поступила в редакцию 12 ноября 1969 г.)

Приводятся результаты измерений энергетического спектра протонов в интервале энергий 10^{10}—10^{13} *эв* и спектра всех частиц первичных космических лучей в интервале энергий 10^{10}—10^{14} *эв*. Измерения выполнены за пределами атмосферы на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3». Спектр всех частиц является степенным во всем интервале энергий. Спектр протонов становится более крутым при энергиях 10^{12}—10^{13} *эв*.

Введение

Изучение вида энергетического спектра первичных частиц космических лучей и особенно химического состава в области высоких энергий имеет первостепенное значение для двух основных аспектов физики космических лучей: астрофизического и ядерно-физического.

В первом случае спектр и химический состав — это те основные характеристики, которые непосредственно связаны с механизмом ускорения частиц и их распространением в галактическом пространстве.

Во втором случае спектр и химический состав — характеристики, которые существенно входят в различные модели, интерпретирующие процессы взаимодействия частиц ультравысоких энергий с веществом атмосферы.

Естественно, что наиболее прямой путь изучения первичных космических лучей — это исследования, проводимые на таких высотах, где поток и состав космических лучей еще не искажен их взаимодействием с веществом атмосферы, т. е. либо на баллонных высотах, либо за пределами атмосферы на ИСЗ.

Такого типа исследования в области частиц высоких энергий были начаты на ИСЗ «Протон».

К настоящему времени завершена обработка основных результатов изучения частиц высоких энергий, проводившегося на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2» и «Протон-3».

В статье будут представлены полученные результаты, относящиеся к двум основным разделам:

1. Вид спектра всех частиц без детерминации их заряда (спектр ионизационных толчков) в области энергий от 10^{11} до 10^{14} *эв*.

2. Вид спектра протонов в области энергий от 10^{10} до 10^{13} *эв*.

Основным прибором, применявшимся для изучения вида энергетических спектров, был прибор СЭЗ-14, подробно описанный в работе [1], поэтому на принципах его работы мы останавливаться не будем. Отметим только, что на ИСЗ «Протон-3» СЭЗ-14 был дополнен двумя детекторами направлений (ДН), размещенными над пропорциональными счетчиками (см. рис. 1 в работе [2]).

Каждый из этих детекторов представлял собой телескоп из двух пластических сцинтилляторов размером $37 \times 37 \times 1{,}5$ *см*^{3}, между которыми были помещены четыре черенковских счетчика из плексигласа диаметром 16 *см* и толщиной 3 *см*. Общая площадь черенковских счетчиков в каждом детекторе направлений 800 *см*^{2}. Эти черенковские счетчики использовались как детектор направления движения частицы, проходящей через пропорциональные счетчики, и как селектор частиц по зарядам.

Детекторы направлений уменьшали светосилу прибора СЭЗ-14 в девять раз, поэтому они использовались на обеих половинах по-разному.

На первой половине СЭЗ-14 ДН был включен в выработку сигнала совпадений от датчиков, определяющих угловую апертуру прибора. При этом от черенковского счетчика требовался сигнал, превышающий $\sim 0{,}4\ V_{\text{вер}}$, где $V_{\text{вер}}$ — наивероятнейший импульс, создаваемый μ-мезоном на уровне моря.

На первой половине СЭЗ-14 регистрировались ионизационные толчки таким же способом, как и на спутниках «Протон-1» и «Протон-2» (поскольку E_i — это «простой» сигнал, в который не входят совпадения с другими сигналами); кроме того, регистрировались события типа Z_1N_1ДН$E_{c\,i}$ и Z_1N_2ДН$E_{c\,i}$, аналогичные событиям $Z_1N_1E_{c\,i}$ и $Z_1N_2E_{c\,i}$ на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2», но с требованием наличия импульса от черенковского счетчика.

На второй половине СЭЗ-14 ДН служил измерителем заряда: отбирались амплитуды импульсов от черенковского счетчика, лежащие в «окне» шириной от 0,4 $V_{\text{вер}}$ до ~ 2 $V_{\text{вер}}$, и только эти импульсы направлялись на выработку сложных сигналов Z_1N_1ДНE_{c_1}.

Сигналы от черенковского счетчика на второй половине СЭЗ-14 не были заведены в выработку «мастерного» импульса, поэтому на второй половине можно было проводить параллельные измерения как с детектором направлений, так и без него, т. е. измерять интенсивности событий $Z_1N_1E_{c_1}$, $Z_1N_2E_{c\,i}$, как это делалось на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2».

Результаты измерений

1. Энергетический спектр всех частиц

Энергетический спектр всех частиц есть не что иное, как спектр ионизационных толчков, вызванных в ионизационном калориметре всеми частицами космических лучей вне зависимости от их природы, места попадания в ионизационный калориметр и направления движения.

Следует отметить, что при условии независимости химического состава от энергии частиц поток тяжелых ядер в области высоких энергий составит около 40% потока всех частиц данной энергии. Если принять во внимание, что пробег взаимодействия в железе у тяжелых ядер несколько меньше, чем пробег протонов, и за счет этого тяжелые ядра будут в ионизационном калориметре выделять относительно бо́льшую часть своей энергии, чем протоны, то доля ядер в генерации регистрируемых толчков составит примерно 60%.

Если первичная частица с энергией E_0, $E_0 + dE_0$ падает на площадку $dS_i = dx_i dy_i$ (индексом i обозначен номер грани ионизационного калориметра) и с вероятностью $w(u, z)$ выделяет долю энергии $u = E_в / E_0$, то при степенном спектре первичных частиц

$$I(E_0)\,dE_0 = \frac{A}{E_0^{\gamma}}\,dE_0$$

число ионизационных толчков, соответствующих энерговыделению $E_в$,

[1] Институт космических исследований АН СССР.

$E_в + dE_в$, регистрируемых в единицу времени, будет равно

$$N(E_в)\,dE_в = \frac{A\cdot dE_в}{E_в^{\gamma}} \sum_i \int dx_i \int dy_i \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi/2} d\beta \int_0^1 u^{\gamma-1} \times$$

$$\times\, w(u, z)\cos\beta \sin\beta\, du, \qquad (1)$$

где α и β — углы, под которыми первичная частица пересекает i-ю грань ионизационного калориметра, $z = z(x, y, \alpha, \beta)$ — общий путь, проходимый первичной частицей и порожденной ею лавиной в ионизационом калориметре.

Обозначим

$$\sum_i \int dx_i \int dy_i \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi/2} \cos\beta \sin\beta\, d\beta = \pi \sum_i S_i = \Gamma_{гл},$$

— глобальный геометрический фактор. (В нашем случае $\Gamma_{гл} = \pi(S_1 + S_2 + S_3) = 2{,}7\cdot 10^4$ *см²стерад*, где S_1, S_2, S_3 — площади основания и двух боковых граней ионизационного калориметра.)

Тогда выражение для $N(E_в)$ можно переписать в виде

$$N(E_в)\,dE_в = \frac{A\cdot dE_в}{E_в^{\gamma}}\,\Gamma_{гл}\,\overline{u^{\gamma-1}}, \qquad (2)$$

где

$$\overline{u^{\gamma-1}} = \frac{1}{\Gamma_{гл}} \sum_i \int dx_i \int dy_i \int d\alpha \int \cos\beta \sin\beta\, d\beta \int_0^1 u^{\gamma-1} w(u, z)\, du.$$

Следовательно,

$$N(\geqslant E_в) = \frac{1}{\gamma-1}\,\frac{A}{E_в^{\gamma-1}}\,\Gamma_{гл}\overline{u^{\gamma-1}},$$

или

$$\frac{N(\geqslant E_в)}{\Gamma_{гл}} = \frac{A}{\gamma-1}\left\{\left[\frac{E_в}{(\overline{u^{\gamma-1}})^{1/(\gamma-1)}}\right]^{\gamma-1}\right\}^{-1} = I(\geqslant E_0), \qquad (3)$$

где

$$E_0 = \frac{E_в}{(\overline{u^{\gamma-1}})^{1/(\gamma-1)}}. \qquad (3a)$$

Таким образом, для получения абсолютного потока первичных частиц, создающих толчки с энерговыделением в ионизационном калориметре $E_в$, необходимо измеренную интенсивность толчков $N(\geqslant E_в)/\Gamma_{гл}$ отнести к энергии первичных частиц E_0.

Ранее [3] в качестве $(\overline{u^{\gamma-1}})^{1/(\gamma-1)}$ мы принимали среднее энерговыделение $\bar{u}$, соответствующее средней толщине ионизационного калориметра $\bar{z}$ при изотропном облучении его частицами. При этом $\bar{z} = 220$ *г/см²* Fe и $\bar{u} = 0{,}30$.

Более точный расчет, выполненный Титенковым в соответствии с выражением (2а), дает при $\gamma - 1 = 1{,}7$ величину $(\overline{u^{\gamma-1}})^{1/(\gamma-1)} = 0{,}26$, т. е. $E_0 = 3{,}9\,E_в$ (вместо $3{,}3\,E_в$ в наших прежних публикациях [3]).

Усиление ФЭУ-49, регистрировавших световую вспышку в ионизационном калориметре, подбиралось таким, чтобы порог срабатывания первого амплитудного дискриминатора был в 10 раз больше импульса, создаваемого одним мюоном, проходящим через весь ионизационный калориметр, толщина которого 386 *г/см²*.

Из этого следует, что энерговыделение E_1, соответствующее первому порогу V_1, равно

$$E_1 = 10\cdot 1{,}3\cdot 1{,}5\cdot 10^6\cdot 386\ г/см^2 = 7{,}5\cdot 10^9\ эв.$$

Поэтому при регистрации ионизационных толчков первым порогом энергия первичных протонов $E_{0\,1} = 3{,}9$, $E_1 = 29$ *Гэв*. Каждому последующему порогу E_i должна быть сопоставлена энергия первичных протонов $E_{0\,i} = 29\ V_i/V_1$ *Гэв*, где V_i — амплитуда импульса, соответствующая порогу срабатывания дискриминатора. Однако такая «привязка» порогов дискриминаторов не учитывает возможность изменения чувствительности ФЭУ в результате воздействия на них больших вибрационных перегрузок на начальном этапе полета.

Поэтому мы использовали широтный эффект протонов, регистрируемых первым порогом, т. е. зависимость темпа счета событий $Z_1N_1E_{c_1}$ от магнитной жесткости R. Результаты этих измерений представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что пороговая жесткость для протонов, соответствующая срабатыванию первого дискриминатора второй половины СЭЗ-14, равна 11 *Гэв/с*, что соответствует кинетической энергии $E_1 = 10$ *Гэв* (расчетное значение $E_1 = 15$ *Гэв*). Однако при регистрации ионизационных толчков выделяется в среднем в два раза меньшая энергия, чем при регистрации протонов, т. е первому порогу будет соответствовать средняя энергия протонов $2\cdot 10 = 20$ *Гэв* (расчетное значение 29 *Гэв*). Таким образом, для второй половины СЭЗ-14 «Протона-2» $E_i = 20\,V_i/V_1$ *Гэв*.

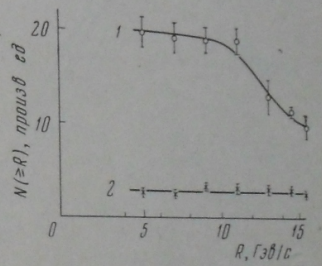

Рис. 1. Зависимость темпа счета событий $Z_1N_1E_{c_1}$ (*1*) и $Z_1N_1E_{c_2}$ (*2*) второй половины СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-2» от магнитной жесткости

Ионизационные толчки данной величины E_i создаются не только протонами, но и тяжелыми ядрами. Причем для ядер величина $\overline{u^{\gamma-1}}$ должна зависеть от атомного веса ядра A. Мы учли только зависимость пробега взаимодействия первичного ядра атомного веса A с атомными ядрами Fe, считая, что форма каскада не зависит от A. При таком предположении мы получили, что

$$\frac{\bar{u}(A=4)}{\bar{u}(A=1)} = 1{,}1, \quad \frac{\bar{u}(A=14)}{\bar{u}(A=1)} = 1{,}25, \quad \frac{\bar{u}(A=30)}{\bar{u}(A=1)} = 1{,}33.$$

С учетом доли разных ядер $\alpha(A_i)$ и $\bar{u}(A_i)$ данное энерговыделение E_i мы относим к средней энергии частицы $E_{0\,i}$, где

$$E_{0\,i} = \frac{20}{\Sigma\alpha(A_i)\,\bar{u}(A_i)/\bar{u}(A=1)}\,\frac{V_i}{V_1} = 19\,\frac{V_i}{V_1}\,Гэв.$$

Энергетическую «привязку» первого дискриминатора по широтному эффекту можно было осуществить не у всех приборов, а только на тех половинах СЭЗ-14, на которых этот порог оказывался достаточно низким, чтобы регистрировать протоны с $E \leqslant 15$ *Гэв*. Поэтому «привязку» энергетической шкалы всех приборов мы осуществили следующим путем.

Для каждого k-го прибора энергетический порог $E_{k,\,i}$, соответствующий амплитуде импульса $V_{k,\,i}$, запускающего i-й дискриминатор, может быть выражен через $E_{k,\,2}$ — энергетический порог второго амплитудного дискриминатора:

$$E_{k,\,i} = E_{k,\,2}\,\frac{V_{k,\,1}}{V_{k,\,2}}. \qquad (4)$$

Для определения $E_{k,2}$ были построены интенсивности счета ионизационных толчков $N_k(\geqslant V_{k,i})$ каждым прибором в зависимости от амплитуды $V_{k,i}$ срабатывания i-го дискриминатора.

Результаты приведены на рис. 2. Видно, что все интегральные спектры $N_k(\geqslant V_{k,i})$ имеют степенной вид с одинаковым показателем спектра, но несколько различающимися значениями B_k, т. е.

$$N_k(\geqslant V_{k,1}) = \frac{B_k}{(V_{k,i})^{\gamma-1}}.$$

Это различие связано с различным усилением ФЭУ. Должно выполняться равенство $N_k(\geqslant E_{k,2}) = N(\geqslant E_2)$, означающее, что при правильном определении энергетической шкалы энергетические спектры, измеренные всеми приборами, должны дать одинаковую интенсивность частиц одной и той же энергии. Поэтому

$$E_{k,2} = E_2\left[\frac{N(\geqslant E_2)}{N_k(\geqslant E_{k,2})}\right]^{1/(\gamma-1)}, \quad (5)$$

где E_2 — второй энергетический порог на второй половине СЭЗ-14 «Протона-2» для регистрации ионизационных толчков, а $N(\geqslant E_2)$ — темп счета ионизационных толчков, соответствующих этому порогу.

Пользуясь данными рис. 2, выражениями (4) и (5) и радиотехнической градуировкой, т. е. значениями $V_{k,i}$, мы построили энергетические спектры всех частиц для каждой половины СЭЗ-14 ($k = 1 \div 6$). Результаты шести независимых серий измерений спектра ионизационных толчков, выполненных на ИСЗ «Протон», приведены на рис. 3.

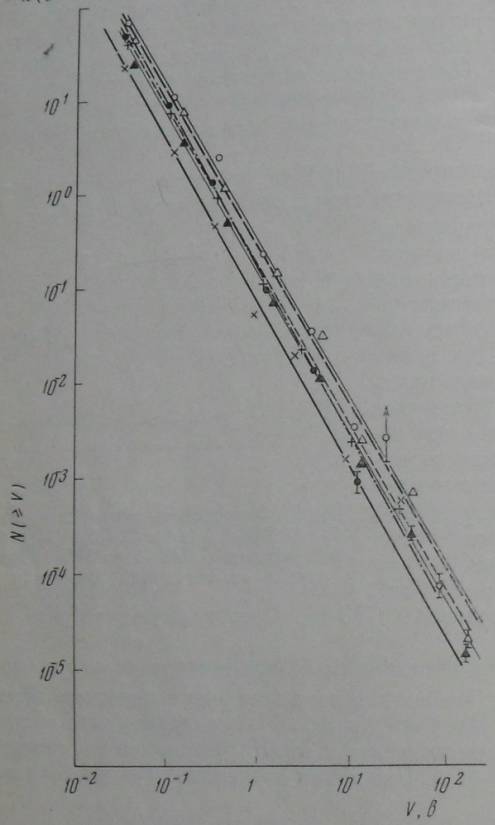

Рис. 2. Зависимость темпа регистрации ионизационных толчков от амплитуды V сигнала, поступающего с ионизационных калориметров СЭЗ-14, установленных на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3». Точки: ● — «Протон-1», первая половина, ○ — «Протон-1», вторая половина, × — «Протон-2», первая половина, + — «Протон-2», вторая половина, ▲ — «Протон-3», первая половина, △ — «Протон-3», вторая половина

Абсолютная интенсивность всех частиц, регистрируемых по числу ионизационных толчков $I(\geqslant E_i)$, определялась с использованием величины геометрического фактора $\Gamma_{гл}$ и выражений (3) — (5).

Как видно из рис. 3, измеренный интегральный спектр всех частиц в диапазоне энергий $5 \cdot 10^{10} - 10^{14}$ *эв* может быть аппроксимирован степенной функцией вида $I(\geqslant E) = AE^{-(\gamma-1)}$ с величиной $\gamma - 1 = 1{,}73 \pm 0{,}05$. Ошибка в показателе $\gamma - 1$ обусловлена не статистикой наблюдаемых ионизационных толчков, а экспериментальным разбросом точек, причиной которого может быть небольшая нестабильность порогов отдельных амплитудных дискриминаторов.

Все экспериментальные точки при энергии частиц $E \approx (3 \div 5) \cdot 10^{14}$ *эв* лежат несколько ниже аппроксимационной функции с $\gamma - 1 = 1{,}73$, что могло бы трактоваться как указание на возможное возрастание показателя степени при энергиях частиц $\geqslant 10^{14}$ *эв*. Однако мы не можем придавать серьезного значения отмеченному факту, так как при регистрации ионизационных толчков, соответствующих энергии частиц $\sim 3 \cdot 10^{14}$ *эв*, амплитуда сигнала, снимаемого с анода ФЭУ, достигает значений ~ 150 *в*. Поэтому нельзя быть уверенным в том, что некоторое снижение интенсивности при $E \sim \sim 3 \cdot 10^{14}$ *эв* не является результатом нарушения линейной связи между величиной световой вспышки и амплитудой импульса.

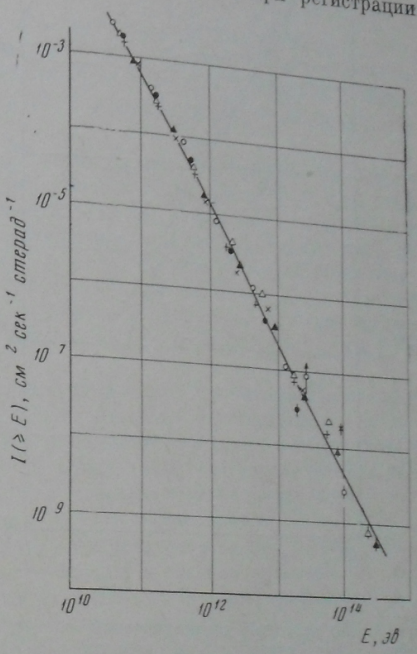

Рис. 3. Интегральный энергетический спектр всех частиц. Обозначения те же, что и на рис. 2

2. Энергетический спектр протонов первичных космических лучей

Однозарядные частицы данной энергии в СЭЗ-14 выделялись по амплитудам импульсов в обоих пропорциональных счетчиках. К категории регистрации протонов относились случаи срабатывания i-го дискриминатора энерговыделения в ионизационном калориметре, сопровождающиеся срабатыванием обоих сцинтилляционных счетчиков, при условии, что импульсы в обоих пропорциональных счетчиках не превышают $2{,}7\,V_{вер}$ ($V_{вер}$ — наиболее вероятное значение амплитуды импульса, создаваемого мюонами на уровне моря).

В прежних анализах спектра протонов мы использовали только такие случаи, когда в верхнем сцинтилляционном счетчике — детекторе взаимодействий — амплитуда импульса соответствовала прохождению через детектор одной частицы, т. е. использовались события типа $Z_1 N_1 E_{c_1}$ [4].

Как известно, спектр этих событий в области энергий $E \gtrsim 10^{12}$ *эв* испытывал резкое увеличение показателя степени с $\gamma = 1{,}7$ (при $E < 10^{12}$ *эв*) до $\gamma \sim 2{,}5$ (в области энергий $2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ *эв*).

При отборе событий $Z_1 N_1 E_{c_1}$ определенную роль могли играть частицы обратного тока. Хотя проведенные расчеты [3] и показали, что количественно нельзя объяснить наблюдаемое изменение наклона спектра протонов обратным током частиц из ионизационного калориметра в детектор взаимодействий и пропорциональные счетчики, тем не менее общая тенденция возрастания этого эффекта с ростом энергии побудила нас искать такой подход к экспериментальному материалу, который позволил бы существенно снизить возможное влияние обратного тока на спектр протонов.

С этой целью мы сняли требование прохождения через детектор взаимодействия одной частицы, т. е. регистрировались все частицы с зарядом $Z = 1$ вне зависимости от амплитуды импульса в детекторе взаимодействий. Технически это осуществлялось тем, что отдельно измерялась ин-

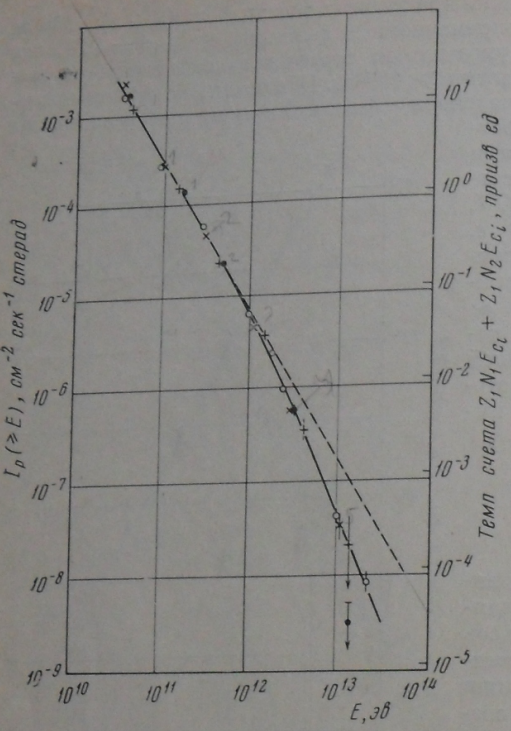

Рис. 4. Интегральный энергетический спектр протонов. Темп счета суммы событий $Z_1N_1E_{c_i} + Z_1N_2E_{c_i}$ для разных измерений — точки: ● — первая половина СЭЗ-14 «Протона-2», × — вторая половина того же прибора, ○ — вторая половина СЭЗ-14 «Протона-3». Точки: + — абсолютная интенсивность протонов по данным измерений событий $Z_1N_1ДНE_{c_i} + Z_1N_2ДНE_{c_i}$ на первой половине СЭЗ-14 «Протона-3»

тенсивность событий с фиксированным энерговыделением E_i, когда в пропорциональных счетчиках амплитуда импульса соответствовала однозарядной частице и в детекторе взаимодействий была одна частица, т. е. события $Z_1N_1E_{c_i}$. (Эти случаи были выведены на свои телеметрические каналы, так как в дальнейшем использовались для измерения эффективных сечений неупругого взаимодействия.)

Независимо измерялось число случаев с тем же энерговыделением E_i, с тем же импульсом в пропорциональных счетчиках, но с числом частиц N в детекторе взаимодействий не меньше двух ($N_2 \geqslant 2$). Таким образом, отдельно регистрировались события $Z_1N_1E_{c_i}$ и $Z_1N_2E_{c_i}$. Сумма интенсивностей этих событий уже не зависит от обратного тока частиц из ионизационного калориметра в детектор взаимодействий. Чтобы уменьшить вероятность попадания рассеянных частиц обратного тока в пропорциональные счетчики, которое должно приводить к уменьшению числа регистрируемых протонов, мы построили спектр протонов (интенсивность суммы событий $Z_1N_1E_{c_i} + Z_1N_2E_{c_i}$) только по тем сеансам измерений, когда углеродная или полиэтиленовая мишени находились между пропорциональными счетчиками и детектором взаимодействий.

Интенсивности $I(Z_1N_1E_{c_i} + Z_1N_2E_{c_i})$ были измерены на первой и второй половинах СЭЗ-14 «Протона-2» и второй половине СЭЗ-14 «Протона-3». Результаты этих независимых серий измерений, выполненных тремя различными приборами, представлены на рис. 4.

На этом же рисунке по оси ординат отложена скорость счета событий $Z_1N_1E_{c_i} + Z_1N_2E_{c_i}$ (правая шкала рис. 4). Энергетические пороги различных приборов были приведены к единой шкале по результатам измерения ионизационных толчков E_i.

Из рис. 4 видно, что все три серии измерений без ДН дают хорошо согласующиеся между собой результаты и так же, как при регистрации только событий $Z_1N_1E_{c_i}$ [4], дают изменение γ — показателя спектра протонов — в области $E \geqslant 2 \cdot 10^{12}$ эв. Таким образом, это изменение γ не связано с обратным током частиц из ионизационного калориметра в детектор взаимодействий.

Сплошная линия на рис. 4 представляет собой функцию

$$I(\geqslant E) = A\left(\frac{100}{E}\right)^{1,62} \frac{1}{[1+(E/1500)^2]^{0,35}}, \qquad (6)$$

где E — энергия протонов в *Гэв*, A — нормировочный коэффициент. Мы уже отмечали ранее [3], что из-за «присчета» абсолютная интенсивность потока протонов по измерениям темпа счета событий $Z_1N_1E_{c_i}$, а также и темпа счета событий $Z_1N_1E_{c_i} + Z_1N_2E_{c_i}$ может оказаться завышенной в несколько раз.

Величину «присчета» при регистрации частиц с энергией ~ 10 *Гэв* мы смогли оценить после обработки имевшейся информации о темпе счета частиц космических лучей телескопом СЭЗ-14, состоящим из детектора взаимодействий и нижнего сцинтилляционного счетчика. Геометрический фактор этого телескопа ~ 800 *см²стерад*. Темп счета на высоких широтах оказался равным ~ 220—250 *сек*$^{-1}$, а на экваторе — 75 *сек*$^{-1}$, т. е. измеренные этим телескопом абсолютные интенсивности потоков частиц космических лучей составили на высоких широтах 0,28—0,31 *см*$^{-2}$ *сек*$^{-1}$ *стерад*$^{-1}$ и на экваторе 0,09 *см*$^{-2}$*сек*$^{-1}$*стерад*$^{-1}$.

Таким образом, на высоких широтах средняя интенсивность соответствует литературным данным, а на экваторе она приблизительно в четыре раза больше истинного потока частиц космических лучей. Следовательно, «присчет» (при регистрации двойных совпадений) составляет фактор ~ 4. При измерении потока всех частиц на экваторе тем же телескопом СЭЗ-14 с дополнительным требованием, чтобы частицы проходили через детектор направлений (ДН), измеренная интенсивность оказывается равной 0,04—0,045 *см*$^{-2}$*сек*$^{-1}$*стерад*$^{-1}$, т. е. включение ДН в систему регистрации всех частиц уменьшает «присчет» в два раза. Наложение требования фиксированного энерговыделения в ионизационном калориметре (как это имеет место при регистрации событий $Z_1N_1ДНE_{c_i}$ и $Z_1N_2ДНE_{c_i}$) должно дополнительно уменьшить вероятность присчета.

Поэтому наиболее надежное определение абсолютного потока первичных протонов высокой энергии может быть в настоящее время получено из измерения интенсивности событий $Z_1N_1ДНE_{c_i} + Z_1N_2ДНE_{c_i}$.

Анализ полученной информации показал, что $I(Z_1N_1ДНE_{c_i} + Z_1N_2ДНE_{c_i})$ не зависит от положения мишеней, поэтому для увеличения статистики (в особенности необходимой при энергиях протонов $E > 5 \cdot 10^{12}$ *эв*) мы приводим интенсивность событий $Z_1N_1ДНE_{c_i} + Z_1N_2ДНE_{c_i}$, полученную как среднее значение интенсивности из всех измерений без мишеней и с ними.

Для получения абсолютной интенсивности потока протонов измеренный темп счета делился на 14 *см²стерад*. (Геометрический фактор прибора СЭЗ-14 с ДН в девять раз меньше, чем без ДН, т. е. равен 47 *см²стерад*. На уровне моря по измерениям потока мюонов без ДН и с ним была определена вероятность регистрации однозарядной частицы пропорциональными счетчиками и детектором направлений. Она оказалась равной $\eta = 0{,}6$. С учетом затенения Землей входного окна СЭЗ-14 (коэффициент затенения 0,5) $\Gamma \cdot \eta \cdot 0{,}5 = 14$ *см²стерад*.)

Результаты измерения потока протонов по сумме интенсивностей $Z_1N_1ДНE_{c_i} + Z_1N_2ДНE_{c_i}$ представлены на рис. 4. Значения абсолютных потоков протонов, полученные из интенсивности событий $Z_1N_1ДНE_{c_i} + Z_1N_2ДНE_{c_i}$, отложены на левой шкале. Интенсивности $(Z_1N_1E_{c_i} + Z_1N_2E_{c_i})$ нормированы к интенсивности событий $Z_1N_1ДНE_{c_i} +$

$+ Z_1 N_2$ ДН E_{c_i} в точке $E = 10^{11}$ эв. При этом нормировочный коэффициент оказался равным $^1/_3$, т. е. присчет в событиях $(Z_1 N_1 E_{c_i} + Z_1 N_2$ дает множитель ~ 3.

Из рис. 4 видно, что измерения без детектора направлений и с детектором направлений дают одинаковый вид спектра протонов

$$I_p(\geqslant E) = 3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{100}{E}\right)^{1,62} \frac{1}{[1+(E/1500)^2]^{0,35}} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$$

(E измеряется в Гэв). Важной особенностью измерений с ДН является то, что при этом регистрируются протоны, входящие в прибор СЭЗ-14 только со стороны детектора направлений. Они проходят пропорциональные счетчики, а затем попадают в понизационный калориметр. Частицы, входящие в СЭЗ-14 через нижнее основание и дающие в пропорциональном счетчике сигнал $Z = 1$, не регистрируются. В этом мы убедились следующим образом.

По показаниям трехкомпонентного магнитометра, установленного на борту ИСЗ «Протон-3», мы выбрали такие интервалы времени, когда прибор СЭЗ-14 был обращен к Земле своим входным окном. При такой ориентации прибора относительно Земли всякий раз прекращался счет событий $Z_1 N_1$ ДН E_{c_i} и $Z_1 N_2$ ДН E_{c_i}.

Несмотря на то, что условия измерения спектра протонов с ДН и без него разные, виды спектров, полученных разными методами, совпадают. Это указывает на то, что наблюдаемое возрастание показателя спектра в области энергий $E > 2 \cdot 10^{12}$ эв не связано ни с возможностью регистрации обратно идущих частиц (без ДН), ни с обратным током (как это могло быть в предварительных измерениях только $Z_1 N_1 E_{c_i}$ [3].

3. Обсуждение результатов

Абсолютные интенсивности потоков частиц высоких энергий. В ряде экспериментов, выполненных на баллонах с помощью ядерных фотоэмульсий, определялись потоки протонов с энергией $E \geqslant 15$ Гэв.

В работе [5] был получен поток протонов $I_p(E \geqslant 15$ Гэв$) = 96 \pm 13$ м$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$, а в работе [6] $I(E \geqslant 15$ Гэв$) = 86 \pm 12$ м$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$. В работе [7] был получен поток протонов $I_p(E \geqslant 15$ Гэв$) = 83 \pm 12$ м$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$. Таким образом, среднее значение для $I_p(E \geqslant 15$ Гэв$) = 88 \pm 7$ м$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$. Если экстраполировать измеренный нами спектр протонов (6) до энергии $E = 15$ Гэв и приравнять $I_p(E \geqslant 15$ Гэв$) = 88 \pm 7$ м$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$, то для коэффициента A получим значение $A = (4 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-4}$ см$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$. Наши измерения дают $A = 3 \cdot 10^{-4}$ см$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$, т. е. находятся в согласии с данными, полученными в области протонов малых энергий. Основная неопределенность в величине A, полученной в наших экспериментах, связана с неточностью энергетических «привязок» по широтному эффекту космических лучей.

Сравнение энергетических спектров протонов и всех частиц. Если аппроксимировать спектр всех частиц степенной функцией вида

$$I(\geqslant E) = B(100/E)^{\gamma-1},$$

где E измеряется в Гэв, то, как видно из рис. 3, $B = 6 \cdot 10^{-4}$ см$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$ и $\gamma - 1 = 1{,}73 \pm 0{,}05$.

Для спектра протонов, измеренного с детектором направлений в условиях минимального «присчета» частиц из направлений, выходящих за пределы телесного угла, который определяется геометрией СЭЗ-14, мы

получили выражение (6), где E измеряется в Гэв и $A = 3 \cdot 10^{-4}$ см$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$. Из этих данных следует, что в области энергий частиц 10^{11}—10^{12} эв отношение потоков всех частиц и протонов одинаковой энергии $I(\geqslant E) / I_p(\geqslant E) = 2$ (при $E < 1000$ Гэв), т. е. находится в хорошем согласии с ожидаемым отношением. (Выше отмечалось, что $\sim 50\%$ регистрируемых толчков должно создаваться ядрами с $Z \geqslant 2$ и $\sim 50\%$ — протонами.) Следует отметить, что полученное отношение $I(\geqslant E) / I_p(\geqslant E) = 2$ не зависит от неточностей энергетических привязок, так как эти неточности в равной мере изменят значения B и A.

Возникает вопрос, не противоречит ли наблюдаемый спектр всех частиц тому, что спектр протонов испытывает «излом» при $E \sim 2000$ Гэв, а спектр всех ядер с $Z \geqslant 2$ остается степенным с единым показателем спектра во всем измеренном интервале энергий.

Чтобы ответить на этот вопрос, мы рассчитали ожидаемый спектр толчков в предположении, что спектр толчков от ядер с $Z \geqslant 2$ имеет вид

$$I_Z(\geqslant E) = A(100/E)^{1,62},$$

а спектр толчков от протонов имеет вид (6).

Наблюдаемый спектр толчков в этих предположениях должен иметь вид

$$I(\geqslant E) = A\left(\frac{100}{E}\right)^{1,62} \left\{1 + \frac{1}{[1+(E/1500)^2]^{0,35}}\right\} \qquad (7)$$

при $A = 3 \cdot 10^{-4}$ см$^{-2} \cdot$сек$^{-1} \cdot$стерад$^{-1}$.

Эта функция изображена на рис. 3 сплошной линией. Как видно из рис. 3, выражение (7) хорошо описывает экспериментальный спектр всех частиц. Таким образом, изменение показателя спектра протонов при $E \geq 2000$ Гэв не противоречит наблюдаемому спектру всех частиц.

Таким образом, представление интегрального спектра всех частиц в диапазоне энергий $10^2 \leqslant E \leqslant 10^5$ Гэв одной степенной функцией с показателем $\gamma - 1 = 1{,}73$ является приближенным и не отражает, по-видимому, существующую в действительности более сложную суперпозицию спектров частиц разной природы (протонов и тяжелых ядер).

Сравнение измеренных спектров со спектрами нуклонов высокой энергии в атмосфере. Длительное время господствовало мнение, что спектры нуклонов высокой энергии в атмосфере на разных высотах повторяют спектр первичных частиц, т. е. являются чисто степенными с показателем степени интегрального спектра $\gamma - 1 = 1{,}6 \div 1{,}7$. Это мнение базировалось на трех утверждениях:

а) независимость эффективного сечения неупругого взаимодействия нуклонов от их энергии;

б) независимость неупругости взаимодействия нуклонов от их энергии;

в) чисто степенной вид спектра первичных частиц космических лучей.

За последние годы появился ряд работ, в которых изучались энергетические спектры сильновзаимодействующих частиц и γ-квантов высокой энергии на разных высотах в атмосфере [8–14]. Несмотря на различие применяемых методов, в большинстве работ получено, что в области энергий частиц $\geqslant 10^{12}$ эв показатель интегрального спектра $\gamma - 1 = 1{,}85 \div 2$, т. е. несколько больше, чем для первичных частиц. При строгом выполнении трех перечисленных выше условий $\gamma - 1$ не может изменяться. Следовательно, имеющиеся экспериментальные данные указывают на то, что какие-то из перечисленных характеристик являются слабой функцией энергии частиц.

Опыты на ИСЗ «Протон» дали, что σ^{in} изменяется на $\sim (20 \pm 5)\%$ при переходе от $E = 20$ Гэв к $E = 200$ Гэв [2], т. е. предположение а) строго не выполняется.

По нашим измерениям спектров первичных частиц не выполняется и условие в).

Возникает в связи с этим вопрос: каковы будут спектры нуклонной компоненты на различных высотах в атмосфере, если принять, что спектры первичных частиц и σ^{in} такие, какими они получены в измерениях на ИСЗ «Протон»? Не возникает ли при этом противоречий с имеющимися экспериментальными данными?

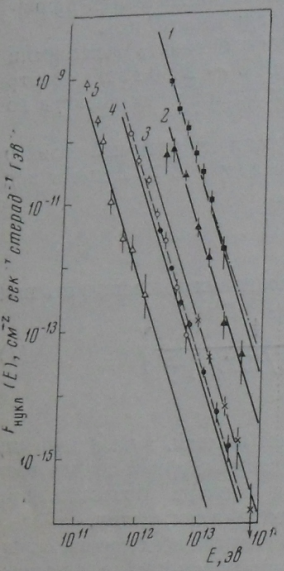

Рис. 5. Энергетические спектры нуклонов на разной глубине в атмосфере. Расчет — сплошные кривые: $1 - x = 20$ $г/см^2$ (штрих-пунктирная кривая — рассчитанный спектр γ-квантов; точка при $E = 3{,}5 \cdot 10^{12}$ $эв$ нормирована к рассчитанному спектру); $2 - x = 200$ $г/см^2$; $3 - x = 530$ $г/см^2$; $4 - x = 700$ $г/см^2$ (пунктир — тот же спектр, сдвинутый по энергии вправо на 20%); 5 — спектр нейтронов при $x = 1000$ $г/см^2$, вычисленный в предположении, что поток нейтронов составляет 50% потока нуклонов. Экспериментальные точки: ■ — спектр нуклонов ($x = 20$ $г/см^2$), определенный из спектра γ-квантов [10] в предположении $E_н = 3{,}5\,E_\gamma$; ▲ — спектр нуклонов ($z = 200$ $г/см^2$), полученный из спектра γ-квантов [11] в предположении $E_н = 3E_\gamma$; × — спектр нуклонов ($z = 530$ $г/см^2$), полученный из спектра γ-квантов [12] в предположении $E_н = 3{,}5E_\gamma$; ○ — спектр всех ядерно-активных частиц на глубине $x = 700$ $г/см^2$, измеренный с помощью ионизационного калориметра [8]; ● — спектр всех ядерно-активных частиц ($x = 700$ $г/см^2$), определенный по данным измерений ионизационных толчков [9]; △ — спектр нейтронов на глубине $x = 1000$ $г/см^2$ [13]

Чтобы ответить на этот вопрос, мы рассчитали спектры вертикального потока нуклонов на разных глубинах атмосферы x ($г/см^2$) в следующих предположениях:

а) спектр первичных протонов имеет вид, представленный на рис. 4;

б) спектр ядер $Z \geqslant 2$ имеет степенной вид (E — в $Гэв$): $I_Z(\geqslant E) = 3 \cdot 10^{-4}(100/E)^{1{,}62}$ $см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стерад^{-1}$;

в) при столкновении с ядрами атомов воздуха ядра первичных космических лучей частично фрагментируют на нуклоны. Доля нуклонов, сохраняющих первоначальную энергию, составляет 50%;

г) нуклоны обладают средним коэффициентом неупругости $K = 0{,}53$.

На глубине x в поток нуклонов дают вклад первичные протоны и нуклоны, возникшие от развала тяжелых ядер.

При расчете был взят пробег для неупругого взаимодействия с ядрами атомов воздуха $\lambda = 83$ $г/см^2$ в соответствии со значением σ^{in}_{pC}, полученным в экспериментах на ИСЗ «Протон» для протонов с $E \geqslant 200$ $Гэв$ [2].

Результаты расчета приведены на рис. 5 сплошными линиями. На том же рисунке приведены экспериментальные данные разных авторов. Как видно из рис. 5, имеющиеся экспериментальные данные хорошо согласуются с ожидаемыми спектрами нуклонной компоненты на всех глубинах атмосферы, вычисленными из результатов измерения энергетического распределения первичных протонов и сложных ядер на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2» и «Протон-3».

Литература

[1] Н. Л. Григоров, Г. П. Кахидзе, В. Е. Нестеров и др. Космические исследования, 5, 383, 1967.

[2] Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др. ЯФ, 11, 4, 1970.

[3] Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др. Докл. на междунар. конф. по косм. лучам, Калгари, 1967. Препринт.

[4] Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 1225, 1967.

[5] R. R. Daniel, N. Sreenivasan. Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays., Jaipur, 3, 1963, p. 60.

[6] R. R. Daniel, V. L. Bhatt, Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 3, 1963, p. 56.

[7] S. N. Gangubi, N. Kameswara, M. S. Swanei. Nuovo Cim., 30, 33, 1963.

[8] И. Н. Ерофеева. Тр. Всесоюзн. совещ. по косм. лучам (Ташкент, 1968 г.), ч. I, вып. 1, М., ФИАН, 1969, стр. 92.

[9] Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджан, Н. Л. Григоров и др. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 1425, 1967.

[10] Fawler et al. Nature, 209, 567, 1966.

[11] А. В. Апанасенко, Л. Т. Барадвей, Е. А. Каневская и др. Изв. АН СССР, серия физ., 32, 374, 1968.

[12] Японо-Бразильская эмульсионная группа. Canad. J. Phys., 46, 660, 1968 (труды конференции в Калгари, Канада, 1968).

[13] Ф. Аштон, Дж. Кинг, Э. А. Мамиджанян и др. Изв. АН СССР, серия физ., 33, 1557, 1969.

[14] В. И. Яковлев. Диссертация, Москва, ФИАН, 1969.

INVESTIGATION OF ENERGY SPECTRUM OF PRIMARY COSMIC PARTICLES WITH HIGH AND SUPERHIGH ENERGIES ON SPACE STATIONS «PROTON»

N. L. GRIGOROV, V. E. NESTEROV, I. D. RAPOPORT, I. A. SAVENKO, G. A. SKURIDIN

Results are presented on measured proton energy spectrum in the energy interval 10^{10}—10^{13} eV, and on measured spectrum of all the primary cosmic particles in the energy interval 10^{10}—10^{14} eV. The measurement are fulfilled outside the atmosphere on the space stations «Proton-1», «Proton-2» and «Proton-3». The spectrum of all the particles is a power of energy throughout the interval. The proton spectrum becames steeper at energies 10^{12}—10^{13} eV.