

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА
И ВОДОРОДА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 20—600 Гэв
НА КОСМИЧЕСКИХ СТАНЦИЯХ «ПРОТОН-1», «ПРОТОН-2»
И «ПРОТОН-3»

Н. Л. ГРИГОРОВ, В. Е. НЕСТЕРОВ¹⁾, И. Д. РАПОПОРТ,
И. А. САВЕНКО, Г. А. СКУРИДИН¹⁾

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
УНИВЕРСИТЕТА

(Поступила в редакцию 29 сентября 1969 г.)

С помощью аппаратуры, установленной на космических станциях «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3», проведено измерение σ_{pC}^{in} и σ_{pp}^{in} при эффективных энергиях протонов от 20 до 600 Гэв. При изменении энергии протонов от 20 до 600 Гэв σ_{pC}^{in} возрастает на $(20 \pm 5)\%$. Значения σ_{pp}^{in} получены разностным методом (полиэтилен — углерод) с ошибками 8—20%. Найденная зависимость σ_{pp}^{in} от E не противоречит наблюдаемому росту сечения σ_{pC}^{in} в том же интервале энергий. Проведен анализ различных методических эффектов и тривиальных физических процессов, влияющих на величину измеряемых сечений. Показано, что ими нельзя объяснить наблюдаемый рост сечения.

Измерение потоков сильновзаимодействующих частиц высокой энергии ($E \geq 10^{12}$ эв) на высотах гор, проводившееся различными методами в последние годы, давало указание на то, что при таких высоких энергиях сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами воздуха σ^{in} по крайней мере на 10—25% больше, чем при энергиях, достигнутых на ускорителях [1—3].

Эти оценки были получены косвенными методами и, естественно, нуждались в проверке непосредственными измерениями. Такие измерения σ^{in} были проведены нами на космических станциях «Протон-1», «Протон-2» и «Протон-3». Для измерения эффективных сечений σ^{in} неупругого взаимодействия протонов с ядрами мишеней (углеродной и полиэтиленовой) был использован прибор многоцелевого назначения СЭЗ-14. (Он служил не только для измерений σ^{in} , но и для изучения вида энергетического спектра первичных частиц космических лучей в диапазоне энергий от $\sim 10^{10}$ до $\sim 10^{14}$ эв.) В основу измерения σ^{in} был положен метод «выбывания из пучка», широко применяемый в работах с частицами космических лучей.

Сущность этого метода заключается в том, что сначала измеряется поток частиц $I_{б.м.}$, которые проходят через детекторы, определяющие угловую апертуру прибора, и через детектор неупругого взаимодействия в отсутствие мишени на пути частиц. Затем измеряется поток частиц $I_{м.}$, проходящих через те же детекторы и мишень без взаимодействия в ней, когда на пути частиц находится мишень. В обоих случаях частицы отбираются по одному и тому же признаку — фиксированной величине энергии, выделенной ими в ионизационном калориметре. В этих условиях

$$I_{м.} = I_{б.м.} e^{-x/\lambda}, \quad (1)$$

¹⁾ Институт космических исследований АН СССР.

где x — толщина мишени в г/см², а λ — пробег для неупругого взаимодействия частиц в мишени в г/см²; λ и σ^{in} связаны известным соотношением $\sigma^{in} = A/\lambda N$, где A — атомный вес ядер мишени, N — число Авогадро. В потоке первичных космических лучей содержатся не только протоны ($Z = 1$), но и ядра гелия ($Z = 2$) и более тяжелые ядра. Поэтому при измерениях на спутниках эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов необходимо иметь детектор, выделяющий протоны из всего потока частиц космических лучей.

1. Аппаратура

Схематическое устройство прибора СЭЗ-14 изображено на рис. 1. Он состоял из двух одинаковых половин, на каждой из которых можно было независимо проводить измерения σ^{in} . Этим достигалось повышение надежности, возможность контроля стабильности чувствительности аппаратуры и увеличение статистики измерений.

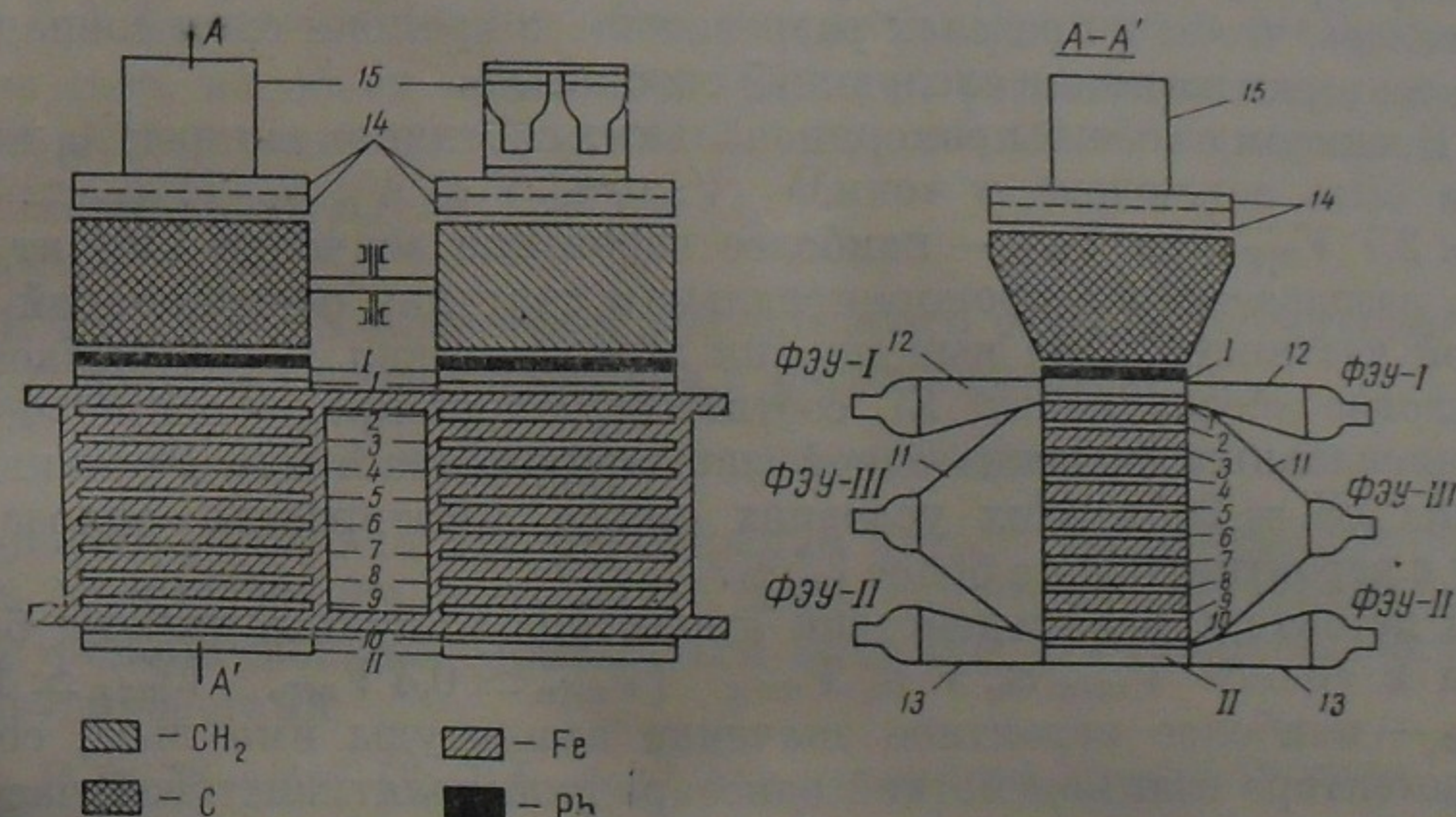


Рис. 1. Схематическое изображение устройства аппаратуры СЭЗ-14. 1—10 — пластические сцинтилляторы ионизационного калориметра, 11—13 — диффузоры для сбора света сцинтилляций, 14 — пропорциональные счетчики, 15 — детектор направлений (ДН); I — детектор взаимодействий, II — нижний сцинтилляционный счетчик

Каждая половина СЭЗ-14 состояла из сдвоенного пропорционального счетчика для выделения протонов, сцинтилляционного детектора взаимодействий, ионизационного калориметра и нижнего сцинтилляционного счетчика.

Ионизационный калориметр для измерения энергии протонов состоял из стальных плит толщиной по 5,5 см каждая. Между плитами находились пластические сцинтилляторы толщиной по 1,5 см (1—10 на рис. 1), которые просматривались двумя фотоумножителями ФЭУ-49 (ФЭУ-III на рис. 1), включенными на общую нагрузку. Общая толщина поглотителя в ионизационном калориметре, равная $2,7 \lambda_{Fe}$ (λ_{Fe} — пробег для взаимодействия протонов в железе), обеспечивала в среднем выделение 50% энергии первичного протона в ионизационном калориметре.

Амплитуда сигнала с ФЭУ-III, пропорциональная энергии, выделенной в ионизационном калориметре, воздействовала на ряд интегральных амплитудных дискриминаторов, имевших различные пороги срабатывания E_i ($i = 1 \div 9$), равномерно распределенные в логарифмическом масштабе в интервале энергий от $E_1 \simeq 10^{10}$ эв до $E_9 \simeq 10^{14}$ эв.

Над и под ионизационным калориметром находились сцинтилляционные счетчики из пластических сцинтилляторов I и II (см. рис. 1), перекрывавшие всю площадь ионизационного калориметра.

Верхний счетчик I служил для ограничения телесного угла, в пределах которого регистрируются первичные частицы. Он же одновременно выпол-

нял функции детектора неупругих взаимодействий (ДВ) протонов в мишенях из углерода и полиэтилена, которые размещались над ним.

Для лучшего детектирования взаимодействий над сцинтиллятором располагался слой свинца толщиной в 2,5 см. Нижний сцинтилляционный счетчик II служил только для ограничения телесного угла. Оба счетчика конструктивно были одинаковыми, и в каждом из них сцинтилляторы просматривались двумя ФЭУ-49, расположенными с противоположных сторон и включенными на общую нагрузку.

Для лучшего собирания света были использованы диффузоры (11—13, см. рис. 1), внутренняя поверхность которых была покрыта белой эмалью с малым коэффициентом поглощения света.

Сверху над мишенями находились по два больших пропорциональных счетчика (ПС) (14, см. рис. 1), служивших для выделения однозарядных частиц из потока первичных космических лучей.

Отбор протонов данной энергии осуществлялся следующим образом. Требовалось, чтобы в пределах разрешающего времени схем совпадений во всех детекторах возникли следующие сигналы.

А. В каждом из обоих пропорциональных счетчиков амплитуда импульса должна быть заключена в «окне» $V_{min} \leq V \leq V_{max}$ ($V_{min} \approx 0,2 V_{вер}$, $V_{max} \approx 2,7 V_{вер}$, где $V_{вер}$ — наиболее вероятное значение амплитуды импульса, создаваемого в пропорциональном счетчике однозарядной релятивистской частицей). При выполнении этого условия вырабатывается сигнал, условно обозначаемый Z_1 , соответствующий прохождению через оба пропорциональных счетчика одной однозарядной частицы. Релятивистская α -частица ($Z = 2$) в этих условиях могла имитировать однозарядную частицу с вероятностью не более 2,5%.

Б. В детекторе взаимодействий амплитуда импульса должна быть заключена в «окне» $V_{min} \leq V \leq V_{max}$ ($V_{min} \approx 0,4 V_{вер}$, $V_{max} \approx 1,7 V_{вер}$, где $V_{вер}$ — наиболее вероятное значение амплитуды импульса, создаваемого в детекторе взаимодействий однозарядной релятивистской частицей). При этом вырабатывается сигнал, условно обозначаемый N_1 , соответствующий прохождению одной однозарядной частицы через детектор взаимодействий. Релятивистская α -частица могла имитировать однозарядную частицу в детекторе взаимодействия с вероятностью, не превышающей 2%.

В. Должен быть сигнал в нижнем сцинтилляционном счетчике с амплитудой $V \geq 0,4 V_{вер}$.

Г. В ионизационном калориметре должна выделиться энергия, соответствующая срабатыванию i -го амплитудного дискриминатора ($i = 1 \div 9$). При этом вырабатывается сигнал, условно обозначаемый E_{ci} , соответствующий одновременному срабатыванию i -го амплитудного дискриминатора и двух сцинтилляционных счетчиков I и II. Разрешающее время схем совпадений, вырабатывающих этот сигнал, равно $1 \cdot 10^{-6}$ сек.

Все «простые» сигналы Z_1 , N_1 , E_{ci} поступали на схему совпадений с разрешающим временем $\sim 6 \cdot 10^{-6}$ сек, где вырабатывался сигнал, условно обозначаемый $Z_1 N_1 E_{ci}$, который поступал на пересчетную схему — «оперативную память».

Сложный сигнал $Z_1 N_1 E_{ci}$ означает, что в момент выделения энергии в ионизационном калориметре E_i через оба пропорциональных счетчика и детектор взаимодействия прошла одна однозарядная частица. (Подробное описание конструкции и характеристик всех детекторов СЭЗ-14 дано в работе [4].)

Число событий $Z_1 N_1 E_{ci}$ в единицу времени является мерой интенсивности протонов с энергией $\geq E_i$, проходящих через установку. Таким образом, в результате измерений без мишеней определяется величина $I_{б.м.}$, а с мишенями — величина I_M , которые согласно выражению (1) определяют значение σ^{in} .

На космической станции «Протон-3» описанная аппаратура СЭЗ-14

была дополнена черенковскими счетчиками направленного действия, выделявшими однозарядную частицу с $Z = 1$ и выполнявшими функции детектора направления движения той однозарядной частицы, которая, проходя через пропорциональные счетчики и детектор взаимодействий, создавала сигнал $Z_1 N_1 E_{ci}$.

Эти детекторы направлений (15, см. рис. 1) были расположены над пропорциональными счетчиками и включали в себя по четыре черенковских счетчика. Каждый счетчик состоял из плексигласового детектора диаметром 16 и толщиной 3 см и ФЭУ-49. Все четыре ФЭУ-49 работали на общую нагрузку.

Так как детекторы направлений существенно уменьшали светосилу прибора, измерения с ними могли носить только контрольный характер. Поэтому детекторы направлений в аппаратуре СЭЗ-14 на «Протоне-3» были включены в систему регистрации так, чтобы отбор протонов можно было вести и без них (на второй половине СЭЗ-14), т. е. регистрировать сложные сигналы $Z_1 N_1 E_{ci}$ таким же способом, как и на «Протоне-1» и «Протоне-2».

Кроме того, на обеих половинах СЭЗ-14 регистрировались сигналы $Z_1 N_1 ДН E_{ci}$, означающие, что сигнал $Z_1 N_1 E_{ci}$ совпадает с импульсом от детектора направлений ДН.

II. Результаты измерения эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода σ_{pC}^{in}

1. Измерения без детектора направлений

В аппаратуре СЭЗ-14 для регистрации неупругих взаимодействий требовалось осуществление, по крайней мере, одного из следующих условий.

А. В мишени должны образоваться минимум две заряженные частицы ($n_s \geq 2$) с пробегам

$$R \geq 28 \text{ г/см}^2 \text{ Pb} + 5 \text{ г/см}^2 \text{ пластического сцинтиллятора.}$$

При этом генерация любых частиц с временем жизни $\tau \leq 10^{-10}$ сек, дающих при своем распаде γ -кванты, может отсутствовать.

Б. Должна образоваться хотя бы одна частица с временем жизни $\tau \leq 10^{-10}$ сек, дающая при своем распаде γ -кванты с суммарной энергией $E_\gamma \geq 500$ Мэв. При этом заряженные частицы могут отсутствовать.

В. Должна происходить перезарядка протона в нейтрон при условии $n_s = 0$. При этом генерация электронно-фотонной компоненты может отсутствовать.

Как показали контрольные опыты, выполненные на ускорителе ИТЭФ, уже при энергии протонов $E = 5$ Гэв вероятность регистрации взаимодействий в аппаратуре СЭЗ-14 достаточно высока: $W = (93 \pm 4)\%$ для частиц, входящих в прибор со стороны пропорциональных счетчиков, и $(81 \pm 5)\%$ для протонов, входящих через нижнее основание СЭЗ-14 [5]. В последнем случае пропорциональный счетчик выполняет функции детектора взаимодействий.

С ростом энергии достаточно быстро возрастает средняя множественность n_s , и можно ожидать, что при $E \approx 20$ Гэв вероятность регистрации взаимодействий уже близка к 100% (об этом, в частности, свидетельствуют полученные нами значения σ_{pC}^{in}).

Чтобы можно было проводить измерения интенсивности протонов без мишеней $I_{б.м.}$ и с разными мишенями I_M в одних и тех же условиях, мишени были сделаны подвижными.

Периодически с интервалами около 12 час в пределах рабочей апертуры прибора поочередно устанавливались графитовая мишень, затем — полиэтиленовая. Потом обе мишени выводились за пределы рабочей апертуры прибора и измерялась интенсивность $I_{б.м.}$. После этого весь цикл измерений повторялся.

Для исключения медленного изменения чувствительности аппаратуры, которое могло возникнуть при длительной работе прибора, определялись средние интенсивности за сеанс измерений с фиксированным положением мишеней, длившийся около 12 час, и брались отношения $I_{б.м}/I_M$, полученные на смежных сеансах измерений. Затем эти отношения усреднялись за

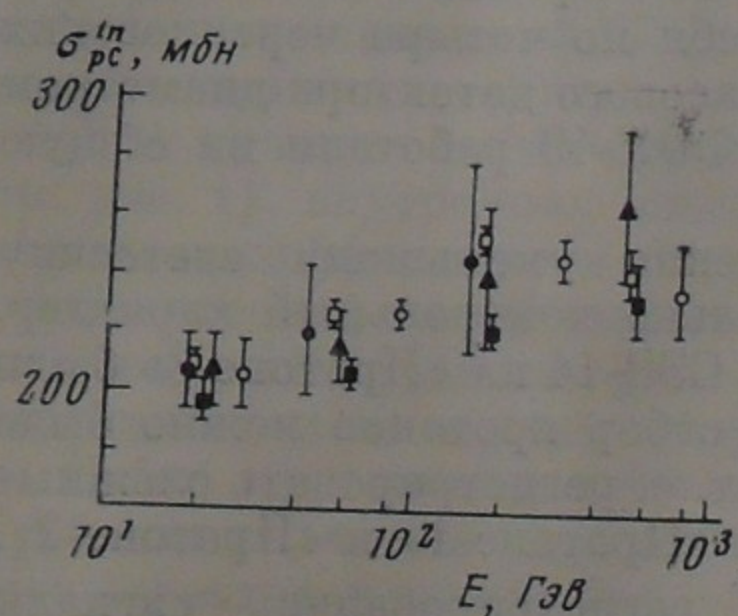


Рис. 2. Результаты измерения σ_{pc}^{in} на разных половинах СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3» (E — энергия первичных протонов). Точки: \blacktriangle — «Протон-1», первая половина СЭЗ-14, \bullet — «Протон-1», вторая половина СЭЗ-14, \circ — «Протон-2», первая половина СЭЗ-14, \blacksquare — «Протон-2», вторая половина СЭЗ-14, \square — «Протон-3», вторая половина СЭЗ-14

В настоящее время мы завершили обработку всей имеющейся первичной информации, относящейся к измерениям σ_{pc}^{in} . Полученные значения σ_{pc}^{in} по измерениям, выполненным без детектора направлений на каждой половине СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3», представлены на рис. 2. Как видно, все значения σ_{pc}^{in} , полученные на первой и второй половинах СЭЗ-14 «Протона-1», на первой половине СЭЗ-14 «Протона-2» и на второй половине СЭЗ-14 «Протона-3», дают значения, хорошо согласующиеся между собой в пределах ошибок измерений. Поэтому значения σ_{pc}^{in} , относящиеся к близким значениям энергии, полученные в разных сериях экспериментов, можно усреднить между собой.

Усредненные с учетом «веса» ошибок величины, σ_{pc}^{in} приведены в табл. 1.

Указанные ошибки среднеквадратичные и включают как статистические, так и все аппаратные ошибки, влиявшие на чувствительность аппаратуры во время измерений.

Вопрос о систематических ошибках будет рассмотрен при обсуждении поправок.

Измерение σ_{pc}^{in} , проведенное на второй половине СЭЗ-14 «Протона-2» [6], дает относительное возрастание σ_{pc}^{in} с ростом E такое же, как по другим измерениям, но абсолютное значение σ_{pc}^{in} на $\sim 10\%$ меньше, чем по данным, полученным на первой половине СЭЗ-14 «Протона-2» и на других ИСЗ «Протон».

Наличие более полной информации о работе научной аппаратуры позволило выяснить причины систематического занижения σ_{pc}^{in} , полученного

на второй половине СЭЗ-14 «Протона-2». Эти причины носят аппаратный характер и связаны с возросшим уровнем шумов в ФЭУ детектора взаимодействия.

Поэтому впредь до нахождения метода введения поправок в величины отношений $\langle I_{б.м}/I_M \rangle$, определяющих значение σ_{pc}^{in} , мы исключили из рассмотрения данные второй половины СЭЗ-14 «Протона-2».

Для получения окончательных данных о величине σ_{pc}^{in} при разных энергиях протонов в измеренные значения эффективного сечения необходимо внести ряд поправок, обусловленных аппаратными и методическими эффектами.

Ниже рассмотрены поправки на поглощение протонов в конструкции мишеней, на случайные совпадения и на образование δ -электронов.

Поправка на взаимодействия протонов в дюралевой конструкции мишеней. Поправка определялась расчетным путем с использованием значения эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами Al при энергиях, достигнутых на ускорителях, равного 400 мбн. Чтобы учесть эти взаимодействия, измеренное значение $\langle I_{б.м}/I_M \rangle$ нужно умножить на 0,975. Это дает поправку в σ_{pc}^{in} , равную $-6,0\%$.

Поправка, обусловленная случайными совпадениями протонов космических лучей малой энергии с энергосъемлением в ионизационном калориметре. Сущность этой поправки связана со следующим. Сигналы типа $Z_1N_1E_{ci}$ могут создаваться не только истинными протонами, обеспечивающими энергосъемление в ионизационном калориметре E_i , но и случайными совпадениями протонов космических лучей малой энергии (1–10 Гэв), проходящих через пропорциональные счетчики и детектор взаимодействия (сигнал Z_1N_1), с энергосъемлением E_i в ионизационном калориметре, вызванным любой частицей высокой энергии.

Такого типа случайные совпадения будут составлять одну и ту же долю истинных событий $Z_1N_1E_{ci}$ при всех энергиях E_i до тех пор, пока энергетический спектр протонов подобен спектру всех частиц космических лучей, т. е. по крайней мере до $E = 10^{12}$ эв. Таким образом,

$$\frac{I_{сл}(E_i)}{I_{ист}(E_i)} = \text{const},$$

где $I_{сл}(E_i)$ и $I_{ист}(E_i)$ — интенсивности событий $Z_1N_1E_{ci}$, обусловленных соответственно случайными совпадениями и истинным потоком протонов, дающих энергосъемление в ионизационном калориметре E_i . Измеряемая интенсивность равна $I_{изм} = I_{ист} + I_{сл}$. Значение σ_{pc}^{in} определяется величиной измеренного отношения

$$\frac{I_{изм}^{б.м}}{I_{изм}^C} = \frac{I_{ист}^{б.м} + I_{сл}^{б.м}}{I_{ист}^C + I_{сл}^C} = \frac{I_{ист}^{б.м}}{I_{ист}^C} \frac{1 + I_{сл}^{б.м}/I_{ист}^{б.м}}{1 + (I_{сл}^{б.м}/I_{ист}^{б.м})K}, \quad (2)$$

где

$$K = \frac{I_{ист}^{б.м}/I_{ист}^C}{I_{сл}^{б.м}/I_{сл}^C},$$

а индекс С означает измерения с графитовой мишенью.

Из равенства (2) видно, что

$$\left(\frac{I_{б.м}}{I^C}\right)_{изм} = \left(\frac{I_{б.м}}{I^C}\right)_{ист}$$

только при $K = 1$. Поэтому случайные совпадения не будут искажать величину σ_{pC}^{in} только тогда, когда, во-первых, взаимодействия в мишени частиц космических лучей малых энергий, дающих случайные совпадения, будут регистрироваться с эффективностью 100% и, во-вторых, истинное значение σ_{pC}^{in} постоянно во всем диапазоне энергий (от энергии протонов, дающих вклад в случайные совпадения, до измеряемых энергий E_i). Однако, как показали наши опыты на пучке протонов с энергией $E = 5 \text{ Гэв}$ [5], при такой энергии эффективность регистрации взаимодействия протонов в мишени детектором взаимодействия прибора СЭЗ-14 меньше 100%. Поэтому следует ожидать, что

$$\frac{I_{сл}^{б.м}}{I_{сл}^c} < \frac{I_{ист}^{б.м}}{I_{ист}^c},$$

т. е. $K > 1$ и

$$\left(\frac{I^{б.м}}{I^c}\right)_{изм} < \left(\frac{I^{б.м}}{I^c}\right)_{ист}.$$

Следовательно, случайные совпадения будут уменьшать величину эффективного сечения и ослаблять темп возрастания σ_{pC}^{in} с ростом E (если такое возрастание реально существует).

Оценить уменьшение σ^{in} за счет случайных совпадений можно по результатам проведенных измерений, если учесть существование широтного эффекта потока всех частиц космических лучей. Он выражается в том, что на высоких широтах ($\theta \geq 50^\circ$) поток частиц космических лучей приблизительно в 10 раз больше, чем в районе экватора ($0 \leq \theta \leq 20^\circ$). Поэтому случайных совпадений на высоких широтах будет приблизительно в 10 раз больше, чем в районе экватора.

Приняв, что при $\theta \leq 20^\circ$ измеряется истинный поток протонов высоких энергий, можно оценить вклад случайных совпадений на разных широтах в измеряемый поток без мишеней ($I^{б.м}$) и с мишенями (I^M) и определить их влияние на величину σ_{pC}^{in} . Усредненная по всем широтам (с учетом времени пребывания ИСЗ на разных широтах) по данным, полученным на «Протоне-2» для разных энергетических порогов, поправка за счет случайных совпадений оказалась равной $\Delta\sigma / \sigma_{изм} = (+10 \pm 4)\%$.

Большая ошибка в величине поправки приводит к тому, что исправленные значения σ_{pC}^{in} помимо среднеквадратичных ошибок, составляющих 2—3%, будут иметь большую систематическую ошибку (одну и ту же для всех энергий), равную $\pm 4\%$.

Вместе с тем данные о величине σ^{in} , полученные только по той части информации, которая относится к малым широтам (в районе экватора), не будут содержать ошибки, связанной со случайными совпадениями (и, следовательно, не будут обладать систематической ошибкой $\pm 4\%$), но будут иметь большие среднеквадратичные ошибки из-за использования только части полученной информации. Тем не менее, как видно из табл. 2, большие среднеквадратичные ошибки для экваториальных измерений σ_{pC}^{in} оказываются меньше систематических ошибок в σ_{pC}^{in} , возникающих при введении поправки на случайные совпадения.

В табл. 2 во втором столбце приведены исправленные на случайные совпадения усредненные значения σ_{pC}^{in} (усредненные по всем измерениям на «Протоне-1», «Протоне-2» и «Протоне-3»). Ошибка — среднеквадратичная, полученная при усреднении данных до введения поправки на случайные совпадения. В третьем столбце указан модуль систематической ошибки исправленных значений σ^{in} , возникающей при введении поправки на случайные совпадения. В четвертом столбце — усредненные значения σ_{pC}^{in} полученные на «Протоне-1», «Протоне-2» и «Протоне-3» в результате измерений только в районе экватора. Ошибки — среднеквадратичные.

Из табл. 2 видно, что исправленные на случайные совпадения значения σ_{pC}^{in} в пределах среднеквадратичных ошибок измерений совпадают с измерениями σ_{pC}^{in} на экваторе, которые не содержат ошибок из-за случайных совпадений. Кроме того, видно, что экваториальные измерения σ_{pC}^{in} обладают лучшей точностью абсолютных значений σ_{pC}^{in} , поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться только ими.

Поправки в σ_{pC}^{in} за счет δ -электронов. Величина поправки в σ_{pC}^{in} за счет δ -электронов составляет от $-2,4$ до $-4,3\%$. (Более под-

Таблица 2

$E, \text{ Гэв}$	$\sigma_{pC}^{in}, \text{ мбн}$	$ \Delta\sigma , \text{ мбн}$	$\overline{\sigma_{pC}^{in}}, \text{ мбн}$
22	229 ± 4	9	236 ± 8
62	$254 \pm 2,5$	10	254 ± 5
200	$278 \pm 3,5$	11	286 ± 8
610	264 ± 7	10,5	290 ± 13

Таблица 3

$E, \text{ Гэв}$	$\sigma_{pC}^{in}, \text{ мбн}$
22	216 ± 7
62	231 ± 5
200	260 ± 7
610	263 ± 12

робно определение этой поправки для разных энергий протонов изложено ниже при рассмотрении физических эффектов, влияющих на измеряемую величину σ_{pC}^{in} .)

После введения поправок на δ -электроны и на взаимодействия в дюралевой конструкции мишеней в средние значения σ_{pC}^{in} , полученные по измерениям на экваторе (последний столбец табл. 2), были определены окончательные значения σ_{pC}^{in} , которые приведены на рис. 3 и в табл. 3.

2. Измерение с детектором направлений (ДН)

Измерение σ_{pC}^{in} с использованием детектора направлений имеет следующие особенности.

Тонкие черенковские счетчики, используемые в детекторах направлений, исключают возможность регистрации одной однозарядной частицы, выходящей из ионизационного калориметра и проходящей через детектор взаимодействия и пропорциональные счетчики. Поэтому события типа $Z_1 N_1 ДН E_{сi}$ обусловлены первичными протонами, входящими в прибор только через его «входное окно» и проходящими детекторы в следующей последовательности: ДН, пропорциональные счетчики, детектор взаимодействия, ионизационный калориметр. При этом взаимодействия регистрируются только детектором взаимодействия.

Как уже отмечалось, детекторы направлений уменьшали светосилу СЭЗ-14 почти в 10 раз. Поэтому ошибки измерений с ДН существенно больше, чем без них, в особенности при высоких энергиях, когда ошибка измерений уже определяется статистикой регистрируемых протонов.

Чтобы уменьшить ошибки измерений σ_{pC}^{in} при энергии 150 Гэв , мы определяли σ_{pC}^{in} , пользуясь измерениями как с графитовой, так и с полиэтиленовой мишенями. (В полиэтиленовой мишени около 80% всех

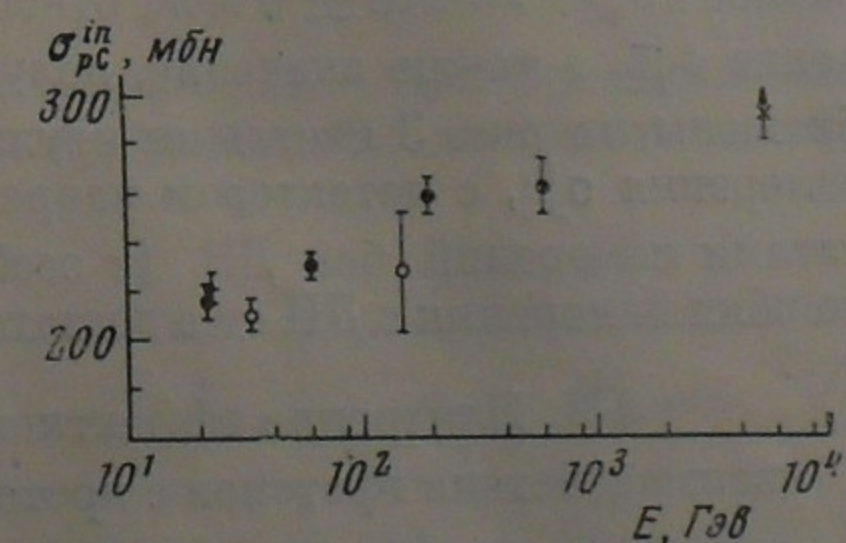


Рис. 3. Зависимость σ_{pC}^{in} от энергии протонов. Точки: ● — средние значения σ_{pC}^{in} по результатам измерений на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3» после введения всех поправок, ○ — измерения σ_{pC}^{in} с детектором направлений на ИСЗ «Протон-3», + — данные, полученные на ускорителях [10], × — нижняя граница сечения σ_{pC}^{in} , полученная косвенными методами [11]

взаимодействий происходит на ядрах углерода.) В последнем случае мы задали $\sigma_{pp}^{in} = 28,7 \pm 1,7$ мбн в соответствии с результатами, полученными при измерениях без ДН (см. ниже). Эти значения σ_{pC}^{in} , полученные на одной и той же половине СЭЗ-14 с графитовой и полиэтиленовой мишенями, были усреднены с учетом «веса» ошибок. Эти данные приведены в табл. 4 во втором столбце. При энергии 18 и 50 Гэв значения σ_{pC}^{in} , указанные во втором столбце табл. 4, получены с использованием измерений только с графитовой мишенью. В третьем столбце приведены данные измерения σ_{pC}^{in} на той же половине СЭЗ-14 «Протона-3» без ДН с использова-

Таблица 4

$E, \text{Гэв}$	σ_{pC}^{in} (с ДН)	σ_{pC}^{in} (без ДН)
18	$215 \pm 7,6$	215 ± 10
50	195 ± 12	230 ± 7
150	228 ± 25	259 ± 10

1. Черенковские счетчики в ДН расположены так, что первичные протоны, проходящие в телесном угле прибора, не проходят через массивные дюралевые элементы конструкции мишеней, поэтому в результаты измерений σ_{pC}^{in} , выполненных с ДН, не нужно вводить поправку на взаимодействие с элементами конструкции мишени (поправка -6%).

2. Поправка на случайные совпадения в данные, полученные с ДН, не вводилась, так как отсутствовала зависимость интенсивности событий $Z_1 N_1 D N E_{ci}$ от геомагнитной широты, обусловленная случайными совпадениями.

3. Поправки на δ -электроны в результаты измерений, выполненных с ДН, вводились такие же, как и в результаты измерений без ДН.

Среднее значение σ_{pC}^{in} , полученное при измерениях с ДН в результате усреднения данных по первым двум энергетическим порогам (E_1 и E_2) и равное $\langle \sigma_{pC}^{in} \rangle = 210 \pm 6$ мбн, относится к средней энергии 34 Гэв. Это значение σ_{pC}^{in} , а также значение, полученное с ДН при энергии 150 Гэв, изображены на рис. 3 светлыми кружками. Из рис. 3 видно, что результаты измерения σ_{pC}^{in} с детектором направлений находятся в согласии с результатами измерений без ДН (в особенности при энергии 20–30 Гэв, где ошибки измерения с ДН еще достаточно малы).

III. Измерение эффективного сечения σ_{pp}^{in} неупругого взаимодействия протонов с протонами в области энергий 20–600 Гэв

Величина эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с протонами σ_{pp}^{in} определялась по данным измерений потоков протонов разных энергий, проходящих без взаимодействия углеродную (I^C) и полиэтиленовую (I^{CH_2}) мишени.

Из-за того что в полиэтиленовой мишени количество углерода, приходящегося на 1 см^2 ($\bar{x}_C^{CH_2}$), было меньше, чем в графитовой мишени (\bar{x}_C^r), на величину $\Delta \bar{x}_C = \bar{x}_C^r - \bar{x}_C^{CH_2}$, значение σ_{pp}^{in} определялось из выражения

$$\sigma_{pp}^{in} = \frac{1}{\bar{x}_H N} \ln \left\langle \frac{I^C}{I^{CH_2}} \right\rangle + \frac{\Delta \bar{x}_C \sigma_{pC}}{\bar{x}_H A_C}, \quad (3)$$

где \bar{x}_H — среднее количество водорода в 1 г/см^2 на пути частиц в полиэтиленовой мишени, A_C — атомный вес углерода, σ_{pC} — эффективное сечение неупругого взаимодействия с ядрами углерода, взятое из результатов измерений с графитовой мишенью, N — число Авогадро.

Среднее значение отношения интенсивностей $\langle I^C / I^{CH_2} \rangle$ определялось следующим методом. Для двух смежных сеансов измерений с углеродной и полиэтиленовой мишенями определялось отношение средних за сеанс измерений значений интенсивности I^C и I^{CH_2} , затем эти отношения I^C / I^{CH_2} усреднялись по всем парам смежных сеансов. Определялась средняя величина $\langle I^C / I^{CH_2} \rangle$ и среднеквадратичное отклонение от среднего, которое принималось за меру ошибки значения $\langle I^C / I^{CH_2} \rangle$.

В величину σ_{pp}^{in} , определенную по формуле (3), вносились следующие поправки.

1. Поправка на δ -электроны в измеренное значение σ_{pp}^{in} рассчитывалась так же, как поправка в величину σ_{pC}^{in} . Эти поправки составляли от 2,2% (при $E = 22 \text{ Гэв}$) до 4,0% (при $E \geq 100 \text{ Гэв}$) и вводились в результаты измерений σ_{pp}^{in} , выполненных как без ДН, так и с ДН.

2. Поправка на взаимодействия в дюралевой конструкции мишеней не вводилась, так как конструкции графитовой и полиэтиленовой мишеней были тождественны и при вычислении отношения I^C / I^{CH_2} влияние этих взаимодействий автоматически исключалось.

3. Чтобы избежать необходимости введения поправок в σ_{pp}^{in} за счет случайных совпадений, были использованы только результаты измерений без ДН в окрестности экватора. (Заметим, что если использовать всю информацию и внести поправку на случайные совпадения, равную $+10\%$, то получим тот же результат, что и при использовании только приэкваториальных измерений.)

Окончательные данные после введения указанных поправок и усреднения результатов измерений, выполненных разными половинами аппаратуры СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3», приведены в табл. 5.

Последние два столбца относятся к измерениям с ДН. Средневзвешенное значение для этих двух энергий $\sigma_{pp}^{in} = 30 \pm 3,5$ мбн и относится к энергии $3,4 \cdot 10^{10} \text{ эв}$.

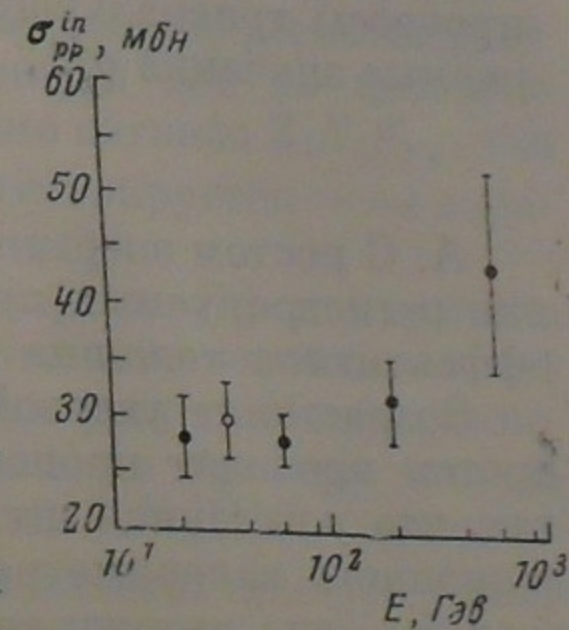


Рис. 4. Зависимость σ_{pp}^{in} от энергии протонов по результатам измерений на ИСЗ «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3» после введения всех поправок. Точки: ● — измерения без ДН, ○ — измерения с ДН

Таблица 5

$E, \text{Гэв}$	$\sigma_{pp}^{in}, \text{мбн}$	$E, \text{Гэв}$	$\sigma_{pp}^{in}, \text{мбн}$	$E, \text{Гэв}$	$\sigma_{pp}^{in}, \text{мбн}$
22	$27,7 \pm 3,6$	200	$32,1 \pm 3,8$	18	$26,9 \pm 4,5$
62	$28,2 \pm 2,3$	610	$44,3 \pm 9,3$	50	$35,1 \pm 5,7$

Как видно из табл. 5, измерения с ДН и без него хорошо согласуются друг с другом и с данными, полученными на ускорителях при соответствующей энергии.

На рис. 4 представлены результаты измерения σ_{pp}^{in} . Как видно из рис. 4, результаты наших измерений не противоречат возможности такого же возрастания σ_{pp}^{in} , какое наблюдается в сечении σ_{pC}^{in} при переходе от ускорительных энергий $\sim 20 \text{ Гэв}$ к энергии $\sim 200 \text{ Гэв}$.

IV. Обсуждение результатов

Из рис. 3 видно, что при переходе от энергии протонов $2 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ к $2 \cdot 10^{11} \text{ эв}$ эффективное сечение неупругого взаимодействия с ядрами углерода возрастает на $(20 \pm 5)\%$ (вероятность того, что этот рост носит

случайный характер при полученных ошибках измерений, составляющих $2 \cdot 10^{-6}$).

Очевидно, что наблюдаемое возрастание не может быть отнесено за счет ошибок измерений.

Поэтому целесообразно обсудить возможные методические эффекты, которые могли бы привести к наблюдаемому росту, а также физические процессы тривиального характера, способные в принципе увеличить измеряемые значения σ_{PC}^{in} .

1. Методические эффекты

А. С ростом энергии частиц может возрастать угловая апертура СЭЗ-14 для регистрируемых протонов и, как следствие этого, может возрастать эффективная толщина мишени.

Возрастание угловой апертуры связано с тем, что, когда первичный протон проходит пропорциональные счетчики и детектор взаимодействия, так, что рожденная им лавина выходит через боковую поверхность ионизационного калориметра, такой протон может быть зарегистрирован, если хотя бы одна вторичная частица попадает в нижний сцинтилляционный счетчик. Чем больше энергия протона E , тем больше вторичных частиц в лавине и тем выше вероятность попадания какой-то рассеявшейся частицы в нижний сцинтилляционный счетчик (явление «присчета»).

При таком расширении телесного угла Ω , в пределах которого регистрируются первичные протоны, будет увеличиваться эффективный путь \bar{x}_C , проходимый частицами в мишени, возрастает вероятность взаимодействия при прохождении мишени, что будет имитировать возрастание σ_{PC}^{in} . Этот эффект может быть рассчитан в крайнем предположении: каждая частица, прошедшая через пропорциональные счетчики и детектор взаимодействия, под каким бы углом она ни входила в ионизационный калориметр, будет зарегистрирована, если выделит в нем энергию E_i , достаточную для срабатывания первого амплитудного дискриминатора. Очевидно, что это предположение дает максимально возможный «присчет» протонов и, соответственно, максимально возможное возрастание эффективной толщины мишени \bar{x}_C . Расчет показывает, что при изотропном угловом распределении первичных протонов явление «присчета» увеличивает эффективную толщину мишени всего на 2,8% по сравнению с принятым значением.

Таким образом, явление «присчета» могло бы увеличить измеряемое сечение максимум на 3% и не может объяснить наблюдаемого возрастания на 20%.

Б. В принципе возможен фон событий $Z_1N_1E_{ci}$. К нему следует отнести случаи, когда любая частица высокой энергии входит через нижнее основание СЭЗ-14, выделяет в ионизационном калориметре энергию E_i , а какая-то вторичная частица, возникшая в ионизационном калориметре, проходит через детектор взаимодействия и пропорциональные счетчики. Такие случаи были возможны из-за того, что космические станции «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3» не имели постоянной ориентации относительно вертикали.

Возможна имитация событий $Z_1N_1E_{ci}$ нелокальными ливнями, которые возникают в веществе, окружающем СЭЗ-14.

Рассчитать эти эффекты практически невозможно. Однако из результатов измерений можно оценить характер влияния на величину σ как нелокальных ливней, так и всех фоновых процессов, приводящих к появлению событий $Z_1N_1E_{ci}$.

Подавляющая часть вещества ИСЗ «Протон», окружающего прибор СЭЗ-14, располагалась сбоку и ниже детекторов взаимодействия. Источником нелокальных ливней было это вещество, а также сами ионизационные калориметры (ионизационный калориметр первой половины СЭЗ-14 был

источником нелокальных ливней для второй половины СЭЗ-14, и наоборот). Так как и ядерные, и электронно-фотонные ливни обладают резко выраженной направленностью разлета вторичных частиц, то при указанном расположении вещества доля фоновых событий, имитирующих события $Z_1N_1E_{ci}$, будет относительно возрастать, когда прибор СЭЗ-14 своим «входным окном» обращен к Земле и все вещество расположено над пропорциональными счетчиками. (При такой ориентации прибор вообще регистрирует только обратные идущие частицы, нелокальные ливни и все те фоновые события, которые приводят к возникновению сложного сигнала $Z_1N_1E_{ci}$, так как при этом поток протонов высокой энергии не регистрируется — он экранирован Землей.)

Поэтому зависимость $I^{б.м.}/I^C$, $I^{б.м.}/I^{CH_2}$ от энергии E_i , измеренная при ориентации прибора «входным окном» к Земле, дает характеристику влияния всего этого комплекса фоновых событий на рост σ . Чтобы выявить, как зависят указанные отношения от ориентации прибора относительно Земли, мы использовали темп счета событий $Z_1N_1DHE_c$ в качестве индикатора ориентации СЭЗ-14, так как при ориентации прибора «входным окном» к Земле (ориентация «вниз») счет событий прекращался, а при ориентации в зенит (ориентация «вверх») темп счета событий $Z_1N_1DHE_{ci}$ был максимален.

Пользуясь этими ориентирами, мы выбрали из всей информации, полученной на «Протоне-3», такие интервалы времени, когда прибор был ориентирован «вверх» и «вниз», и для этих интервалов времени определили темп счета событий $Z_1N_1E_{ci}$ (на второй половине СЭЗ-14) без мишеней и с мишенями, а также средние значения $I^{б.м.}/I^C$ и $I^{б.м.}/I^{CH_2}$ для этих двух ориентаций для энергетических порогов $E_1 \approx 20$ Гэв, $E_2 \approx 60$ Гэв, $E_3 \approx 200$ Гэв и $E_4 \approx 600$ Гэв.

Суммарное время, в течение которого наблюдалась заданная ориентация приборов, оказалось небольшим, и точность полученных отношений интенсивностей невелика. Так как мерой изменения сечения с ростом энергии является отношение величины $\ln(I^{б.м.}/I^C)$ при E_i ($i \geq 2$) к величине $\ln(I^{б.м.}/I^C)$ при энергии E_1 , то для увеличения точности мы усреднили отношения

$$\frac{\ln(I^{б.м.}/I^C)E_i}{\ln(I^{б.м.}/I^C)E_1}, \quad \frac{\ln(I^{б.м.}/I^{CH_2})E_i}{\ln(I^{б.м.}/I^{CH_2})E_1},$$

относящиеся к одной и той же энергии E_1 . Результаты приведены в табл. 6.

Таблица 6

Ориентация СЭЗ-14	$\frac{\sigma(E_2)}{\sigma(E_1)}$	$\frac{\sigma(E_3)}{\sigma(E_1)}$	$\frac{\sigma(E_4)}{\sigma(E_1)}$
«Вверх»	$1,15 \pm 0,09$	$1,31 \pm 0,11$	$1,35 \pm 0,19$
«Вниз»	$1,08 \pm 0,09$	$1,17 \pm 0,12$	$1,05 \pm 0,22$

Хотя ошибки и велики, тем не менее из данных табл. 6 можно сделать вывод, что все фоновые события вместе взятые (ориентация «вниз») не дают роста σ , большего, чем истинные протоны (ориентация «вверх»).

В те данные о зависимости σ_{PC}^{in} и σ_{PP}^{in} от E , которые приведены на рис. 3 и 4, вошли все ориентации прибора СЭЗ-14. Следовательно, полученный рост сечения с ростом энергии протонов является только нижней границей роста. Истинное возрастание может быть несколько больше приведенного на рис. 3 и 4.

2. Физические эффекты

Образование δ -электронов в мишени. В аппаратуре СЭЗ-14 ливень из двух заряженных частиц уже регистрировался как взаимодействие. Поэтому среди регистрируемых взаимодействий некоторую часть составят и δ -электроны. По условиям регистрации частиц детектором взаимодействий энергия δ -электронов, попадающих в детектор, должна быть достаточно высокой — несколько *Мэв*.

Был проведен расчет вероятности $W_\delta(E)$ того, что протон с энергией E создает в мишени из графита δ -электрон, который будет зарегистрирован как вторая частица. При расчете учитывалась вероятность регистрации электронов разных энергий в детекторе взаимодействий.

За счет этих δ -электронов измеренное значение $\sigma_{изм}^{in}$ будет больше истинного $\sigma_{ист}^{in}$ на величину $\Delta\sigma$.

Рассчитанные значения $W_\delta(E)$ и $\Delta\sigma/\sigma_{изм}$ приведены в табл. 7. Экспериментально на уровне моря определялась величина W_δ , обусловленная мюонами с $\bar{E}_\mu \simeq 6 \cdot 10^8$ эв (с точки зрения образования δ -электронов энергия мюона $6 \cdot 10^8$ эв эквивалентна энергии протона $E = 6 \cdot 10^9$ эв). Была получена величина W_δ (при толщине графитовой мишени $x_C = 26$ г/см²), равная $(0,5 \pm 0,17) \cdot 10^{-2}$. Ранее в работе [9] мы приводили предварительные данные, полученные с небольшой статистической точностью: $W_\delta = (0,16 \pm 0,27) \cdot 10^{-2}$. Как видно, экспериментальное значение W_δ хорошо согласуется с расчетным, что указывает на правильный учет экспериментальных факторов при вычислении вероятности регистрации δ -электронов. Это дает основание пользоваться расчетным значением поправки $\Delta\sigma/\sigma_{изм}$ для энергий протонов $E > 6 \cdot 10^9$ эв. Из табл. 7 видно, что с ростом E от $1 \cdot 10^{10}$ до 10^{11} эв измеренное сечение может возрасти за счет δ -электронов всего на $\sim 3\%$. Причем характер возрастания (между $10^{10} \leq E \leq 4 \cdot 10^{10}$ — быстрый, при $E > 4 \cdot 10^{10}$ эв — медленный) имеет совершенно иной вид, чем наблюдаемый (см. рис. 3).

Таблица 7

$E, \text{эв}$	$W_\delta(E), 10^{-2}$	$\Delta\sigma/\sigma_{изм}, \%$	$E, \text{эв}$	$W_\delta(E), 10^{-2}$	$\Delta\sigma/\sigma_{изм}, \%$	$E, \text{эв}$	$W_\delta(E), 10^{-2}$	$\Delta\sigma/\sigma_{изм}, \%$
$6 \cdot 10^9$	0,4	-1,2	$2 \cdot 10^{10}$	1,1	-3,2	$9,4 \cdot 10^{10}$	1,6	-3,8
$1 \cdot 10^{10}$	0,6	-1,8	$4 \cdot 10^{10}$	1,3	-3,6	$\geq 10^{11}$	1,7	-4,1

Оценка вклада квазиупругого рассеяния. Если бы в наших измерениях могли регистрироваться вторичные частицы — продукты квазиупругого взаимодействия первичных протонов с ядрами углерода, то с ростом энергии протонов могла бы расти вероятность регистрации этих вторичных частиц (хотя бы из-за уменьшения угла вылета в л.с.) и это могло бы привести к росту $\sigma_{рс}^{in}$. Оценим максимально возможный вклад квазиупругого рассеяния в измеряемую нами величину $\sigma_{рс}^{in}$.

Очевидно, что в результате квазиупругого рассеяния не может возникнуть вторичная частица (нуклон) с энергией $\geq E_{н.о}(t)$, где $E_{н.о}(t)$ — кинетическая энергия нуклона отдачи, возникающего при упругом рассеянии с передачей 4-импульса t . Поэтому максимальная вероятность регистрации вторичной частицы будет в том случае, если переданный импульс будет сообщен одному протону. Чтобы этот протон попал в детектор взаимодействия, его пробег должен быть не менее 28 г/см² Рb, т. е. кинетическая энергия должна быть $E \geq 150$ Мэв. Этому значению E соответствует $t = 0,3$ (Гэв/с)². Поэтому вторичные частицы при квазиупругом рассеянии в настоящих условиях могут быть зарегистрированы, если $t \geq 0,3$ (Гэв/с)² и переданный импульс уносит один протон.

При энергии первичных протонов 23 Гэв сечение квазиупругого рас-

сеяния на ядрах углерода с передачей импульса $t \geq 0,3$ (Гэв/с)² составляет всего $1,7$ мбн [10]. Если учесть, что при передаче этого импульса нейтрону ядра-мишени квазиупругое рассеяние регистрироваться не будет, то получим, что максимальный вклад в $\sigma_{рс}^{in}$ квазиупругого рассеяния протонов при энергии ~ 20 Гэв составит $0,9$ мбн.

Возможен и другой путь регистрации квазиупругого рассеяния — полный развал ядра и регистрация «испарительных» нейтронов. Однако вероятность их регистрации в наших условиях так мала, что вклад в сечение, который они могут дать, $\sim 0,1$ мбн.

Таким образом, если с ростом энергии первичных протонов не происходит роста полного сечения квазиупругого рассеяния и расширения конуса рассеяния первичных протонов, то вклад квазиупругого рассеяния в измеренный рост σ^{in} составит не более $0,9$ мбн, т. е. не более $0,5\%$.

3. Сравнение с другими результатами

Из приведенного анализа видно, что тривиальными физическими процессами (δ -электроны, квазиупругое рассеяние) нельзя объяснить наблюдаемое возрастание $\sigma_{рс}^{in}$.

Возникает естественный вопрос, в какой мере такой рост в области высоких энергий протонов находится в противоречии (или согласии) с имеющимися данными о поведении сечения неупругого взаимодействия протонов (нуклонов) с легкими ядрами в области энергий частиц космических лучей в сотни-тысячи Гэв.

Измерения эффективного сечения неупругого взаимодействия частиц космических лучей при энергии в сотни Гэв с атомными ядрами проводились многими авторами [12-17], но во всех этих работах мишенью были тяжелые элементы Fe, Pb, а поток был смешанным — состоял из нуклонов и пионов. Поэтому эти работы не имеют прямого отношения к обсуждаемому вопросу о поведении сечения неупругого взаимодействия протонов с легкими ядрами. Имеющаяся пока что единственная работа, выполненная с космическими лучами, в которой первичные частицы были нейтронами со средней энергией $\bar{E} = 100$ Гэв [18], дает значение $\sigma_{рс}^{in} = 216 \pm 20$ мбн. Этот результат не противоречит нашим данным.

В области энергий нуклонов $E > 10^{12}$ эв прямых измерений нет. Однако можно получить соотношения, позволяющие измерить нижнюю границу эффективного сечения неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами атомов воздуха при энергиях $(2 \div 5) \cdot 10^{12}$ эв с достаточно хорошей статистической точностью. Подробно анализ экспериментальных данных о методах и результатах определения нижней границы эффективного сечения неупругого взаимодействия приведен в работе [11]. Мы заимствуем из нее окончательные результаты.

Первый метод — сравнение относительных потоков сильновзаимодействующих одиночных частиц $I_{од}(E)$, идущих без сопровождения другими частицами, и всех ядерно-активных частиц той же энергии $I_{н.а}(E)$ (вне зависимости от сопровождения вторичными частицами) — дает пробег $\lambda \leq 75 \pm 5,5$ г/см² для неупругого взаимодействия протонов в воздухе при $E \geq 6 \cdot 10^{12}$ эв. Отсюда $\sigma_{рс} \geq 280 \pm 21$ мбн [11].

Второй метод — сравнение абсолютных потоков одиночных ядерно-активных частиц с потоком протонов той же энергии, падающих на границу атмосферы, — дает $\sigma_{рс} \geq 300 \pm 13$ мбн [11] для частиц с $E \geq 5 \cdot 10^{12}$ эв. (Сечение взаимодействия с ядрами воздуха было пересчитано на сечение взаимодействия с ядрами углерода по закону $\sigma \sim A^{2/3}$.)

Видно, что оба метода приводят к выводу о росте $\sigma_{рс}^{in}$, существенно превышающем ошибки измерений. Среднее значение нижней границы $\sigma_{рс}^{in}$ для $\bar{E} = 5 \cdot 10^{12}$ эв получим, усреднив результаты обоих методов:

$$\langle \sigma_{рс}^{in} \rangle \geq 294 \pm 11 \text{ мбн.}$$

(Это значение также изображено на рис. 3 косым крестиком.) Вся совокупность полученных данных о зависимости σ_{pC}^{in} от E в области $20 \leq E \leq 600$ Гэв может быть описана одной эмпирической закономерностью:

$$\sigma_{pC}^{in} = \sigma_0 \left(1 + a \ln \frac{E}{20} \right),$$

где $\sigma_0 = 216 \pm 7$ мбн, $a = (6,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}$, E выражено в Гэв.

V. Выводы

1. Измерения эффективного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода в диапазоне энергий от 20 до 600 Гэв дают рост σ_{pC}^{in} по меньшей мере на $(20 \pm 5)\%$ при переходе энергии от 20 к 200 Гэв. Методическими и физическими эффектами можно объяснить возрастание не более чем на 4%.
2. Измерения эффективного сечения неупругого протон-протонного взаимодействия в интервале энергий 20—600 Гэв выполнены с точностью 8—20%. Полученная зависимость не противоречит наблюдаемому росту сечения σ_{pC}^{in} в том же интервале энергий.
3. Имеющиеся экспериментальные данные об эффективных сечениях неупругих взаимодействий частиц космических лучей с легкими атомными ядрами при энергиях в несколько сотен Гэв и несколько тысяч Гэв не противоречат результатам, полученным на космических станциях «Протон-1», «Протон-2», «Протон-3».

Литература

- [1] Н. Л. Григоров, В. А. Собняков, В. Я. Шестоперов, А. В. Подгурская. ЖЭТФ, 33, 1099, 1957.
- [2] О. И. Довженко, Г. Т. Зацепин, Е. А. Мурзина и др. Тр. Междунар. конф. по косм. лучам, т. II, Изд. АН СССР, стр. 144.
- [3] Х. П. Бабаян, Н. Л. Григоров, Э. А. Мамиджанын и др. Изв. АН СССР, серия физ., 29, 1552, 1965.
- [4] Н. Л. Григоров, Г. П. Кахидзе, В. Е. Нестеров и др. Космические исследования, 5, 383, 1967.
- [5] В. В. Акимов, В. С. Борисов, Г. В. Веселова и др. Тр. Всесоюзн. конф. по косм. лучам (Ташкент, 7—16 октября 1968 г.), М., ФИАН, 1969, ч. I, вып. 1, стр. 94.
- [6] Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др. Космические исследования, 5, 420, 1967.
- [7] Р. Н. Басилова, Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров и др. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 1450, 1967.
- [8] Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др. Тр. Междунар. конф. по косм. лучам, Калгари, 1967.
- [9] Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт и др. Изучение частиц косм. лучей высоких энерг. на ИСЗ «Протон» (Докл. на Междунар. конф. по косм. лучам), Калгари, 1967.
- [10] G. Bellettini, G. Sossioni, A. N. Diddens et al., Nucl. Phys., 79, 609, 1966.
- [11] Н. Л. Григоров. Измер. эффект. сечений неупр. взаимод. частиц косм. лучей с атомн. ядрами в обл. энерг. более 250 Гэв. Препринт НИИЯФ МГУ, 1969.
- [12] Е. В. Денисов, В. Г. Денисова, В. М. Ким и др. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 1466, 1967.
- [13] Э. П. Андроникашвили, Л. Л. Габуния, Д. И. Гарибашвили и др. Изв. АН СССР, серия физ., 32, 396, 1968.
- [14] Э. П. Андроникашвили, Д. И. Гарибашвили, Т. О. Гигалашвили и др. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 1455, 1967.
- [15] Д. И. Гарибашвили, Д. Б. Какауридзе. Изв. АН СССР, серия физ., 31, 1458, 1967.
- [16] Akashi et al. Canad. J. Phys., 46, 660, 1968.
- [17] Е. В. Денисов. Изв. АН СССР, серия физ., 32, 398, 1968.
- [18] А. В. Алакоз, В. Н. Болотов, М. И. Девишев и др. Изв. АН СССР, серия физ., 32, 394, 1968.

EFFECTIVE CROSS SECTIONS OF INELASTIC PROTON INTERACTION WITH CARBON AND HYDROGEN NUCLEI IN THE ENERGY REGION 20—600 GeV MEASURED AT THE SPACE STATIONS «PROTON-1», «PROTON-2», AND «PROTON-3»

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

Cross sections σ_{pC}^{in} and σ_{pp}^{in} at the effective proton energies from 20 up to 600 GeV are measured by means of a set-up stated on the space stations «Proton-1, 2, 3». With the proton energy rise from 20 up to 600 GeV the cross section σ_{pC}^{in} increased by $(20 \pm 5)\%$. The cross section σ_{pp}^{in} is obtained by the difference (polyethylene — carbon) method with errors 8—20%. The measured dependence of σ_{pp}^{in} on the energy does not contradict to the observed increase of the cross section σ_{pC}^{in} in the same energy range. Analysis is carried out of various methodic effects and of trivial physical processes that influence the value of the measured cross sections. It is shown that one cannot explain the observed increase of the cross section with these effects.

тельно вдвое [6]. Поэтому естественно предположить, что совместный учет этих эффектов приведет к увеличению размера зоны приблизительно в 1,5 раза [7].

В [8] дается более общий вывод уравнения Пуассона, использованного в работе [6]. Обобщение состоит в том, что рассматривается плазма, состоящая из нескольких сортов ионов и электронов. Однако в этой работе при определении объемного заряда поляризации, появление которого связано с конечным ларморовским радиусом, число ведущих центров в единице объема считается пропорциональным магнитному полю, что, вообще говоря, неверно. Частицы более высоких энергий имеют запрещенные зоны большего размера. Поэтому при суммировании с уменьшением r уменьшаются предельные магнитные моменты, что и было учтено в настоящей работе. Следовательно, случай непрерывного спектра нельзя свести к случаю моноэнергетического спектра, как это сделано в [8].

Заметим, что в геофизических приложениях существенную роль играет третье измерение; нужно учитывать движение заряженных частиц вдоль магнитных силовых линий, существование зеркальных точек, центробежный дрейф, перераспределение зарядов вдоль силовых линий, высыпание частиц в атмосферу, разрядку электрических полей через ионосферу и т. д. Эти эффекты бессмысленно обсуждать в рамках двумерной геометрии; некоторые из них качественно рассмотрены в [3, 6, 9].

Можно предполагать, что существует движение термализованной плазмы в область сильного геомагнитного поля с обтеканием запрещенной зоны и сверхзвуковым расширением в хвосте магнитосферы [3]. Тогда граница запрещенной зоны, отделяющая движущуюся термализованную плазму высокой температуры от холодной земной плазмы, и определяет положение «колена», т. е. излома на кривой распределения плотности заряженных частиц в верхней ионосфере [10—12].

Следует заметить, что, вообще говоря, форма запрещенной зоны зависит от выбора граничного условия (16); влияние границы сказывается особенно сильно при $r_1 \approx r_0$. В данном случае граничный потенциал подобран так, чтобы при отсутствии плазмы электрическое поле было постоянным. Если предположить, что полученная граница запрещенной зоны дает положение «колена» в верхней ионосфере, то точность описания формы «колена» должна увеличиваться с уменьшением отношения r_1/r_0 . Для постановки правильного граничного условия (16), очевидно, необходимо знать механизм инжекции частиц в магнитосферу.

Дата поступления
23 июля 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Альвен. Космическая электродинамика. Изд. иностр. лит., 1952, стр. 244.
2. W. J. Axford, C. O. Hines. *Canad. J. Phys.*, 39, 1433, 1961.
3. М. В. Самохин. Геомагнетизм и аэрномия, 6, № 6, 983, 1966.
4. W. J. Axford. *J. Geophys. Res.*, 68, 5883, 1963.
5. H. Alfven, C.-G. Fälthammar. *Cosmical Electrodynamics*, Oxford, 1963, p. 54.
6. E. T. Carlson. *Phys. Fluids*, 6, 708, 1963.
7. L. P. Block. *J. Geophys. Res.*, 71, 855, 1966.
8. J. C. Helmer. *Phys. Fluids*, 6, 723, 1963.
9. H. Alfven. *Space Sci. Rev.*, 2, 862, 1963.
10. К. И. Грингауз. Сб. «Искусств. спутники Земли», вып. 12. Изд-во АН СССР, 1962, стр. 105.
11. В. В. Безруких, К. И. Грингауз. Сб. «Исследования космического пространства». Изд-во «Наука», 1965, стр. 177.
12. D. L. Carpenter. In: «Progress in Radio Science 1960—1963», 3, Amsterdam—London—New York, 1965, p. 76.

УДК 539.128.412

Н. Л. Григоров, Г. П. Кахидзе, В. Е. Нестеров,
И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, А. В. Смирнов,
А. Ф. Титенков, П. П. Шишков

СПЕКТРОМЕТР ЧАСТИЦ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ИСЗ ТИПА «ПРОТОН»

Описывается аппаратура, установленная на искусственных спутниках Земли типа «Протон» для изучения энергетического и зарядового спектра частиц первичного космического излучения с энергией $> 10^{10}$ эв и измерения сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода и водорода.

Одна из наиболее актуальных проблем экспериментального исследования частиц космического излучения высокой энергии заключается в изыскании более прямых методов определения энергетического спектра и химического состава первичных частиц космических лучей в области энергий $> 10^{10}$ эв. Освоение космического пространства, запуск тяжелых искусственных спутников Земли открывают благоприятные возможности для осуществления экспериментов в этом направлении. Вместе с тем развитие новых методов и средств измерения энергии элементарных частиц [1] подготовило необходимую экспериментальную технику для достижения указанных целей.

Первым шагом в данном направлении был эксперимент, осуществленный в космосе на научных станциях «Протон» [2, 3]. Для изучения энергетического спектра и химического состава первичных частиц в области энергий $10^{10} \div 10^{14}$ эв здесь был установлен спектрометр энергии и зарядов частиц (СЭЗ-14). Прибор предназначался и для измерения эффективных сечений неупругого взаимодействия протонов разных энергий с протонами и ядрами углерода.

Схематическое изображение СЭЗ-14 дано на рис. 1. СЭЗ-14 состоит из следующих основных элементов:

- а) детектора энергии для измерения энергии E каждой частицы;
- б) мишеней из полиэтилена и графита для измерения сечений σ неупругих взаимодействий протонов с протонами и ядрами углерода;
- в) пропорциональных счетчиков для измерения заряда Z первичной частицы;
- г) детектора взаимодействий для регистрации случаев взаимодействия первичного протона данной энергии в веществе мишени;
- д) электронных блоков для отбора и регистрации всех интересующих нас параметров.

Прибор СЭЗ-14 выполнен в виде двух независимых идентичных частей, каждая из которых представляет законченный прибор, способный выполнить всю программу измерений (определять E, Z, σ).

Фильтры укреплены на оси и могут в полете периодически менять свое положение так, что в течение определенного времени полиэтиленовая ми-