

УДК 537.591.15

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

С. Н. Вернов, Г. Б. Христиансен

(НИИЯФ)

В первичном космическом излучении присутствуют частицы с энергиями $E_0 = 10^{15} - 10^{20}$ эВ, во много раз превосходящими достигнутые в лабораторных условиях на ускорителях*. Однако исследование таких частиц из-за их малого потока возможно только косвенными методами — путем регистрации так называемых широких атмосферных ливней. Широкие атмосферные ливни (ШАЛ), как было доказано Д. В. Скобельдыным и Г. Т. Зацепиным (см. [1] и другие работы этих авторов), возникают за счет ядерно-каскадного и электромагнитного каскадного процесса в атмосфере Земли**. В результате этих процессов в атмосфере образуется поток из огромного числа частиц (от 10^6 до 10^{11}), сравнительно малых энергий, охватывающий площади до 1 км^2 . Именно это обстоятельство обеспечивает регистрацию ШАЛ с помощью установок с достаточно малой суммарной площадью детекторов частиц.

Точные количественные исследования ШАЛ начались после того, как в работах [2] и [3] был предложен метод изучения поперечного развития индивидуальных ШАЛ на плоскости наблюдения. Этот метод позволяет путем регистрации величины и времени прихода потоков частиц в различные места плоскости наблюдения определить общее направление потока частиц, т. е. оси ШАЛ (θ и φ), положение оси на плоскости наблюдения (X_0, Y_0), а также пространственное распределение $\rho(r)$ и полное число частиц N . Современные методы определения этих характеристик ШАЛ изложены подробно в работе [4].

В последнее время изучение индивидуальных ШАЛ интенсивно проводится на установках Московского государственного университета (НИИЯФ) и в Якутске (Институт космофизических исследований и астрономии Якутского филиала СО АН СССР). На установках МГУ и в Якутске был сделан акцент на исследование электронно-фотонной компоненты ШАЛ совместно с мюонами высоких энергий (МГУ) и черенковским излучением ливневых частиц в атмосфере (Якутск) — см. рис. 1, 2***. Такой подход позволил измерить энергетический спектр первичного космического излучения сверхвысокой энергии в интервале $E_0 = 10^{15} \div 10^{19}$ эВ, установить ядерный состав космических лучей с энер-

* В настоящее время в ЦЕРНе (Швейцария) проводятся эксперименты на встречных лучках pp . Эквивалентная энергия в лабораторной системе составляет $1,5 \cdot 10^{14}$ эВ.

** Эти процессы приводят к образованию в глубине атмосферы потоков электронов, мюонов и адронов. Кроме того, ШАЛ сопровождается интенсивным излучением Вавилова—Черенкова.

*** Установка в Якутске включает в себя 44 пункта наблюдения. В каждом из пунктов расположен сцинтилляционный детектор площадью 4 м^2 и почти в каждом — детектор потока черенковского излучения на базе ФЭУ. В шести пунктах расположены детекторы на ФЭУ для исследования формы импульса черенковского излучения. Информация об амплитуде импульса от сцинтиллятора, о времени появления импульса и о черенковском излучении регистрируется на перфоленте. Обработка данных проводится на ЭВМ. Установка МГУ занимает площадь $0,5 \text{ км}^2$; в пунктах регистрации расположены детекторы заряженных частиц площадью около 2 м^2 каждый. Такие же детекторы общей площадью около 90 м^2 находятся и в подземных помещениях на глубине 40 м водного эквивалента. Для каждого индивидуального ШАЛ выдается на перфоленту информация о работе 10 000 счетчиков Гейгера и 20 быстрых сцинтилляционных счетчиков, используемых для таймирования. В цен-

гией $10^{15} \div 10^{17}$ эВ, а также дать оценки анизотропии первичного космического излучения при предельно высоких энергиях. При этом методе

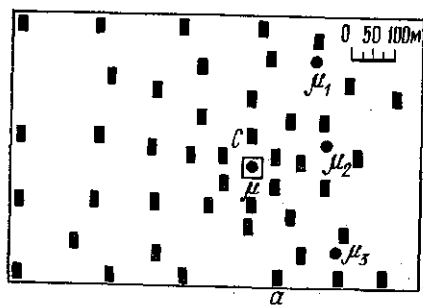
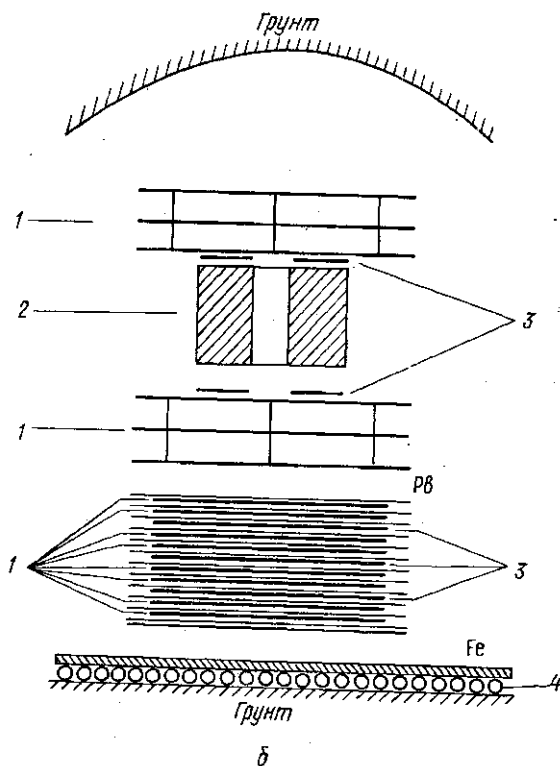


Рис. 1. План экспериментальной установки ШАЛ НИИЯФ МГУ для исследования космических лучей сверхвысокой энергии $10^{15} \div 10^{18}$ эВ (а): ■ — детекторы заряженных частиц, С — центральный пункт (3000 счетчиков Гейгера), μ_1 , μ_2 , μ_3 — подземные детекторы мюонов, μ — подземный детектор мюонов с магнитным спектрометром. Магнитный спектрометр (б): 1 — искровые камеры, 2 — магнит, 3 — сцинтилляционные детекторы, 4 — счетчики Гейгера



изучения поперечного развития индивидуальных ШАЛ был дополнен в Якутске новым методом — методом изучения продольного развития индивидуальных ШАЛ путем регистрации формы импульса черенковского излучения [5]. Новый метод позволяет добавить к изучавшимся ранее характеристикам ШАЛ (θ , ϕ , X_0 , Y_0 , $\rho(r)$ и N), по крайней мере, положение максимума развития индивидуального ШАЛ h_{\max} [6]*.

В НИИЯФ МГУ был впервые поставлен вопрос об исследовании первичного энергетического спектра в диапазоне $E_0 = 10^{15} \div 10^{17}$ эВ методом совместного изучения спектров ШАЛ по числу электронов и по числу мюонов (с пороговой энергией 10 ГэВ) [8]. Спектр

ШАЛ по числу частиц связан с первичным энергетическим спектром с помощью функции, характеризующей вероятность для частицы с первичной энергией E_0 создать ливень с числом частиц N на глубине z в атмосфере.

Если исходить из существующих в настоящее время представлений

в основном подземном помещении находится магнитный спектрометр с апертурой $0,2 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$, состоящий из трековых искровых камер и магнита с полем 18 кГс для исследования мюонов высокой энергии в составе ШАЛ. Обработка данных проводится на ЭВМ.

* Как было показано в последнее время [7], метод [5] позволяет получать также каскадную кривую в атмосфере для индивидуальных ШАЛ.

о природе частиц, которые возникают в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, и перенести эти представления на область сверхвысоких энергий, то многочисленные расчеты (см., например, [4]) показывают принципиально разную чувствительность числа электронов и числа мюонов к резким изменениям с энергией различных характеристик взаимодействия. Так, например, при увеличении множественности вторичных частиц среднее число электронов в ШАЛ на уровне моря должно уменьшаться, тогда как среднее число мюонов должно возрастать. Аналогичное (противоположное) влияние на число электронов и

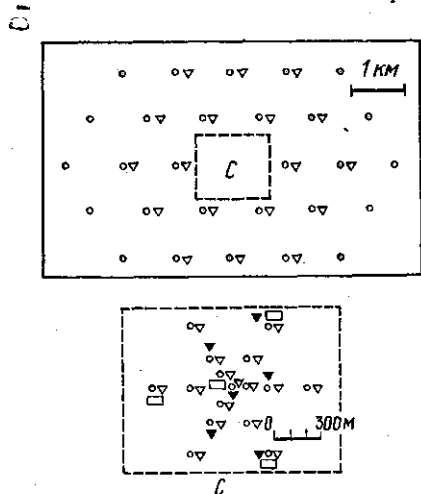


Рис. 2. План Якутской установки для исследования космических лучей с энергией $10^{17} - 10^{20}$ эВ: \circ — сцинтилляционные детекторы, 44 шт.; ∇ — детекторы черенковского излучения, 34 шт.; \blacktriangledown — детекторы формы импульса черенковского излучения, 6 шт.; \square — детекторы мюонов, 4 шт.

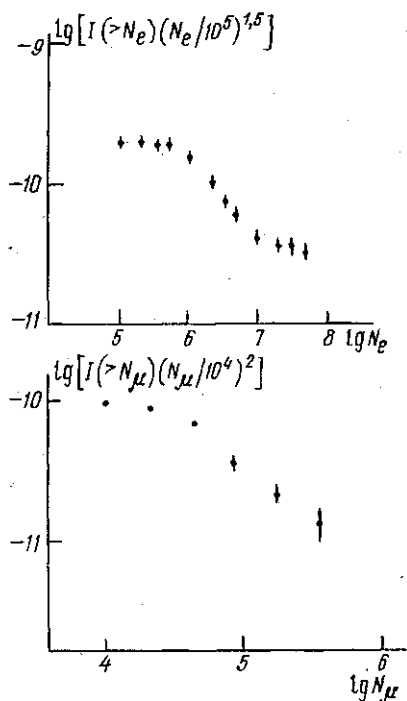


Рис. 3. Экспериментальные данные о спектре ШАЛ по числу электронов (1) и по числу мюонов (2) (установка НИИЯФ МГУ). Интенсивность I в $\text{см}^{-2} \times \times \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$

мюонов ШАЛ оказывают вариации дифференциального сечения рождения вторичных частиц и других параметров. В то же время упомянутые расчеты показывают, что в случае достаточно медленной зависимости характеристик взаимодействия от энергии среднее число электронов N_e и среднее число мюонов N_μ связаны с первичной энергией E_0 соотношениями $N_e \sim E_0^s$ и $N_\mu \sim E_0^\alpha$, где s на уровне моря больше 1, а α меньше 1, причем то обстоятельство, что $s > 1$, а $\alpha < 1$, является принципиальной особенностью электромагнитного каскадного процесса и ядерно-каскадного процесса соответственно. Из этих простых соотношений следует, что если первичный энергетический спектр имеет в интегральной форме степенной вид $F(>E_0) \sim E_0^{-\gamma}$, то спектры ШАЛ по числу частиц также должны иметь степенной вид с показателями соответственно $\kappa_e = \gamma/s$ и $\kappa_\mu = \gamma/\alpha$. Таким образом, истинное значение γ удовлетворяет условию $\kappa_e < \gamma < \kappa_\mu$.

Экспериментально на установке МГУ было обнаружено [9], что спектры ШАЛ по числу электронов и мюонов не описываются единым

степенным законом (рис.3). При некотором значении $N_{e\text{кр}} \approx 4 \cdot 10^5$ на уровне моря показатель κ_e изменяет свое значение от $\kappa_{e1} = 1,5$ до $\kappa_{e2} = 2,0$. Соответственно при некотором значении $N_{\mu\text{кр}} \approx 1,5 \cdot 10^4$ показатель κ_{μ} изменяет свое значение от $\kappa_{\mu1} = 1,9$ до $\kappa_{\mu2} = 2,5$. Следовательно, значения $\Delta\kappa_{e21}$ и $\Delta\kappa_{\mu21}$ являются оба положительными, и это, как следует из сказанного выше, не позволяет объяснить изменение формы спектров изменением характеристик адронного взаимодействия при сверхвысокой энергии.

Итак, на установке МГУ было получено изменение формы первичного энергетического спектра космических лучей в области сверхвысоких энергий $\sim 4 \cdot 10^{15}$ эВ*. Вышеприведенные рассуждения основывались, как уже отмечалось, на экстраполяции на область сверхвысоких энергий наших представлений о природе вторичных частиц, заимствованных из области ускорительных энергий. Можно предположить (см., например, [10]), что при сверхвысоких энергиях значительная часть энергии взаимодействующих частиц уходит на рождение лептонов высоких энергий, часть которых (μ и ν) не выделяет свою энергию в атмосфере Земли. Следовательно, эта энергия не тратится на образование регистрируемых электронов и мюонов и, таким образом, не вносит вклад в число N_e и N_{μ} .

С помощью подземного магнитного спектрометра установки МГУ [11], расположенного на глубине 40 м водного эквивалента, в настоящее время доказано, что энергетические спектры мюонов в ШАЛ с числом частиц N_e менее и более $N_{e\text{кр}}$ не различаются, а полный поток энергии, несомый мюонами с энергией вплоть до 1000 ГэВ, составляет около 10% от энергии первичной частицы, создающей ШАЛ, причем эта доля не возрастает (а убывает) при переходе к ШАЛ с большим числом частиц [12].

Экспериментальные данные, полученные на установке МГУ, доказывают, таким образом, что энергетический спектр первичного космического излучения претерпевает резкое изменение формы (изменение показателя на величину $0,5 \div 0,6$) в области $E_0 \sim 4 \cdot 10^{15}$ эВ. В настоящее время этот результат подтвержден во многих отечественных и зарубежных работах.

Совместное исследование электронов и мюонов широкого атмосферного ливня на установке МГУ позволило также установить ядерный состав первичного космического излучения путем исследования флуктуаций потока мюонов N_{μ} при заданном значении N_e . Благодаря большой площади детекторов мюонов оказалось возможным провести исследование этих флуктуаций до достаточно малых значений N_{μ} и, таким образом, установить верхнюю границу для потока первичного космического излучения электромагнитной природы (электроны и гамма-кванты)** . Эта верхняя граница оказалась равной $10^{-3} \div 10^{-4}$ в интервале первичных энергий $10^{15} \div 10^{17}$ эВ [13]. Примерно таково же значение верхней границы для потока тяжелых комплексов частиц («пылинок»), включающих число нуклонов $A > 1000$, существование которых предполагалось в ряде работ [14] и которые должны были бы давать аномально-большие значения N_{μ} ***. Исследование флуктуаций

* Значениям $N_e \approx 4 \cdot 10^5$ на уровне моря соответствует $E_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$ эВ (см. ниже об абсолютной калибровке ШАЛ по E_0).

** Доля мюонов в ШАЛ от первичного γ -кванта или электрона должна быть, как показывает расчет [4] с учетом сечения фоторождения пионов, порядка 10^{-2} от их средней доли в реальном ШАЛ.

*** Число мюонов в ШАЛ с заданным числом электронов от первичной частицы, содержащей A нуклонов, есть $N_{\mu} \sim A^{1-\beta}$, где $\beta = a/s = 0,78$ (см. [4]).

N_e при заданном N_e позволило исключить также такой ядерный состав первичного излучения, при котором определяющую роль играют тяжелые и средние по A ядра (например, Fe, C, N, O). Такие первичные ядра должны создавать слишком малые флуктуации в потоке мюонов [15] в силу того, что в первом приближении ШАЛ от ядра, состоящего из A нуклонов, эквивалентен суперпозиции A ливней от протонов с энергией E_0/A каждый.

Вся совокупность экспериментальных данных о мюонной и электронной компонентах в ШАЛ с энергией порядка 10^{15} эВ согласуется с обычными представлениями о ядерном составе космических лучей при энергии 10^{12} эВ*.

Значительным шагом вперед по пути исследования космических лучей сверхвысоких энергий более 10^{17} эВ явилось создание Якутской установки ШАЛ. Хорошие атмосферные условия вблизи Якутска позволили акцентировать здесь внимание на исследованиях черенковского излучения совместно с электронной и в последнее время мюонной (с порогом 0,7 ГэВ) компонентами ливня. Благодаря этому на Якутской установке впервые в широком масштабе был осуществлен калориметрический способ определения первичной энергии E_0 ШАЛ [17]. Этот способ заключается в прецизионном измерении пространственного распределения потока черенковских фотонов и применяется в рамках метода изучения поперечного развития индивидуальных ШАЛ (см. начало данной статьи). Точное знание пространственного распределения черенковского излучения позволяет определить полный поток этого излучения. Полный поток черенковского излучения на уровне моря для ШАЛ с достаточно высоким положением максимума пропорционален первичной энергии E_0 независимо от модели развития ШАЛ, причем коэффициент пропорциональности практически (с точностью до нескольких процентов) также не зависит от модели развития и определяется формулой Тамма — Франка для числа черенковских фотонов, излучаемых на единице пути (см., например, [4]). Коэффициент пропорциональности равен $3 \cdot 10^{-5}$ фотон/эВ для числа фотонов в интервале длин волн 3500—6000 А. Прямая связь полного потока черенковского излучения с величиной E_0 объясняется тем, что этот поток фактически

определяется величиной $\int_0^{\infty} N_e(t) dt^{**}$ (t — глубина в атмосфере), которая, как известно, равна E_0/β , где β — ионизационные потери релятивистской частицы на единице пути t .

Как видно из сказанного, правильное использование рассмотренного способа определения энергии E_0 возможно только в случае уверенности в достаточно высоком положении максимума изучаемых ШАЛ. Положение максимума ШАЛ с энергией $E_0 > 10^{17}$ эВ было определено на Якутской установке с помощью метода изучения продольного развития индивидуальных ШАЛ путем регистрации формы импульса черенковского излучения. Результаты измерения [6, 18] таковы, что поток черенковского излучения определяет около 80% полной энергии E_0 для интервала $E_0 = 10^{17} \div 10^{18}$ эВ. Около 20% E_0 остается в электронно-фотонной, адронной, мюонной и нейтринной компонентах ШАЛ на уровне наблюдения.

* Ядерный состав при энергии 10^{12} эВ согласно [16] имеет примерно следующий вид: протонов $\sim 40\%$, α -частиц $\sim 15\%$, ядер CNO $\sim 15\%$, ядер с $Z=10 \div 24$ — порядка 20% и тяжелых ядер с $Z > 25$ — порядка 10%.

** В предположении, что уровень наблюдения $t_0 \rightarrow \infty$, что справедливо при достаточно высоком положении максимума ШАЛ. Строго говоря, при этом небольшой вклад в E_0 ($\sim 10\%$) вносит также энергия, уносимая мюонами и нейтрино.

Тщательная абсолютная и относительная калибровка детекторов черенковского излучения, а также регулярный контроль за прозрачностью атмосферы позволили обеспечить абсолютное измерение E_0 с точностью не хуже 30%, что, по крайней мере, на порядок превысило точность предыдущих оценок E_0 , приведенных в различных зарубежных работах. Измерения, проведенные на Якутской установке, позволяют обеспечить достаточно точную калибровку по E_0 не только в интервале $E_0 = 10^{17} \div 10^{19}$ эВ. Их можно экстраполировать и на область более низких энергий $E_0 = 10^{15} \div 10^{17}$ эВ, где в настоящее время существуют только предварительные данные о потоках черенковского излучения. Экстраполяция данных Якутской установки не

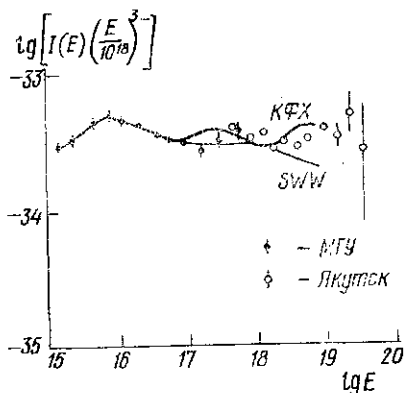


Рис. 4. Энергетический спектр первичных космических лучей по данным установок МГУ и Якутска: SWW — расчет по модели [30] метагалактического происхождения космических лучей; КФХ — расчет по модели [22] нестационарной генерации частиц с энергией более 10^{17} эВ за счет взрыва ядра Галактики. Интенсивность I в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$, энергия E в эВ

противоречит этим предварительным данным и вместе с тем является достаточно точной. Поэтому она может быть использована для перехода от числа электронов на уровне моря к первичной энергии E_0 и на установке МГУ.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные об энергетическом спектре первичных космических лучей сверхвысоких энергий, полученные на установках МГУ и Якутска [19]. Характерной особенностью этого спектра являются его квазистепенной характер в интервале энергий $10^{15} \div 10^{19}$ эВ, резкое изменение степенной зависимости при $E_0 \sim 4 \cdot 10^{15}$ эВ и наличие в первичном излучении частиц с энергией порядка и более 10^{19} эВ. В области энергий $\sim 10^{17} \div 10^{18}$ эВ на основании приведенных данных также можно говорить об изменении формы спектра (уменьшении показателя). Однако это обстоятельство нуждается в дополнительном подтверждении на других установках. В области $E_0 > 10^{19}$ эВ данные о форме спектра следует считать предварительными.

Большое значение для правильного анализа экспериментальных данных о космическом излучении сверхвысокой энергии имеют сведения о степени анизотропии этого излучения. В силу существования в нашей Галактике хаотических магнитных полей с напряженностью, сравнимой с напряженностью регулярных полей, космические лучи не слишком большой энергии распределены в космическом пространстве практически изотропно. Измерение степени отклонения от изотропии и направления вектора анизотропии δ в космическом пространстве весьма нелегкая задача. В настоящее время усилиями многих лабораторий (см. [20]) получены достаточно убедительные данные о $|\delta|$ (E_0) в интервале $E_0 = 10^{13} \div 10^{17}$ эВ. При $E_0 \sim 10^{13}$ эВ $|\delta|$ имеет значение $5 \cdot 10^{-4}$, при $E_0 \sim 10^{17}$ эВ $|\delta|$ достигает $2 \cdot 10^{-2}$. Направление δ также изменяется с E_0 . Такое поведение вектора анизотропии позволяет сделать выбор в пользу модели стационарной генерации космических лучей вплоть до $E_0 \approx 10^{17}$ эВ в пределах нашей Галактики. Эта модель предполагает существование внутри Галактики многих независимых источников кос-

мических лучей. Действительно, альтернативная нестационарная модель (например, генерация космических лучей в ядре нашей Галактики) характеризуется вектором δ , не зависящим от E_0 (см., например, [4]). Тот же результат — независимость δ от E_0 — следует ожидать и для модели метагалактического происхождения космических лучей. Ожидаемая анизотропия ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$) в модели метагалактического происхождения связана с эффектом Комптона — Геттинга и определяется скоростью движения нашей Галактики относительно центра Местной группы галактик.

В области $E_0 = 10^{17} \div 10^{19}$ эВ имеются сведения лишь о верхней границе для $|\delta|$. Эти сведения не исключают возможности возрастания анизотропии с увеличением E_0 , но, по-видимому, не более резкого, чем $E_0^{0.5} \div E_0^{0.6}$. Модель Галактического происхождения космических лучей со стационарной генерацией [21] предсказывает уменьшение времени жизни космических лучей внутри нашей Галактики в интервале энергий $10^{17} \div 10^{18}$ эВ на порядок или более, что не согласуется с таким возрастанием $|\delta|$ (не более резким, чем $E_0^{0.5} \div E_0^{0.6}$). Модель Галактического происхождения с нестационарной генерацией [22] предсказывает, что величина анизотропии составляет несколько процентов и не зависит от E_0 , что не противоречит приведенным данным в интервале $E_0 = 10^{17} \div 10^{19}$ эВ. Этим данным не противоречит также и модель метагалактического происхождения космических лучей таких энергий.

При энергиях более 10^{19} эВ сведения об анизотропии были получены [20] из анализа мировых данных (Якутск, Хавера парк (Англия), Сиднейский университет).

Совокупность данных свидетельствует о том, что интенсивность космических лучей при $E_0 > 10^{19}$ эВ примерно в два раза меньше при ориентации на центр Галактики, чем при ориентации на ее антицентр ($I_c/I_{ac} = 0,43 \pm 0,19$). При еще более высоких энергиях намечается тенденция к предпочтительности направлений прихода космических лучей со стороны полюса нашей Галактики [23]. Эти данные, полученные на основе метода, развитого в Якутске (существенную роль для которых сыграла калибровка различных установок по абсолютной энергии), показывают, что космические лучи с $E_0 > 10^{19}$ эВ скорее всего внегалактического происхождения*.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные об энергетическом спектре космических лучей (см. рис. 4). В первую очередь обращает на себя внимание то обстоятельство, что наблюдаемое излучение состоит из частиц с энергией более 10^{15} эВ. Общепринятым является представление о генерации основной части космических лучей в результате взрыва Сверхновых. Однако теоретические исследования последних лет показали, что в оболочках взрывающихся Сверхновых и в окружающем пространстве, заполненном горячим газом, ускорение возможно лишь до энергий $\sim 10^{15}$ эВ (см., например, [24]). Энергетическая калибровка ШАЛ, осуществленная на Якутской установке, доказывает присутствие в космических лучах частиц с энергией вплоть до $10^{19} \div 10^{20}$ эВ. Причем наблюдаемые экспериментально флуктуации в развитии ШАЛ от таких частиц говорят скорее всего в пользу их протонной природы. Для объяснения генерации частиц с энергией $10^{16} \div 10^{20}$ эВ приходится прибегать к новым источникам космических лучей [25] и новым механизмам ускорения [26]. Все большее внимание уделяется моделям ускорения частиц в квазарах, активных ядрах Галактик, вблизи черных дыр

* Строго говоря, конечно, остается возможность предположить существование в гало нашей Галактики магнитных полей такой конфигурации, которая обеспечит наблюдаемую анизотропию. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

и нейтронных звезд. Для получения энергий, больших 10^{19} эВ, от указанных источников в настоящее время привлекается механизм униполярной индукции [26]. Этот механизм приводит к возникновению разности потенциалов $\sim 10^{20}$ В между вращающимся с частотой Ω массивным телом (например, пульсаром) и диском, возникающим в силу аккреции вещества.

Каков бы ни был механизм ускорения космических лучей, исходя из квазистепенного характера спектра на рис. 4 естественно предположить, что энергетический спектр частиц, генерируемых в источниках, должен быть близким к степенному во всем интервале изученных энергий*. Тогда наблюдаемая форма первичного энергетического спектра может быть объяснена следующим образом [4].

Космические лучи сверхвысокой энергии (до 10^{17} эВ) рождаются внутри нашей Галактики и распространяются в сторону Солнечной системы вследствие диффузии в межзвездной среде с хаотическими и регулярными магнитными полями. Поскольку регулярное и хаотическое поле одного порядка, коэффициент диффузии, будучи при малых энергиях постоянным, при энергиях, для которых ларморовский радиус $\rho = E/300 \text{ НЗ} \gg l$ (l — размер магнитной неоднородности), начинает зависеть от энергии по закону, определяемому распределением величины lH [28]. Это приводит к уменьшению фактора диффузионного накопления и, стало быть, к возрастанию показателя наблюдаемого спектра. В работе [28] было впервые определено среднее значение величины lH . В дальнейшем в работе [29] было показано, что распределение по lH , полученное позже астрофизическими методами для расстояний вплоть до 500 парсек от Солнечной системы, хорошо согласуется с тем распределением по lH , которое вытекает из резкого изменения формы первичного энергетического спектра при $E_0 \sim 4 \cdot 10^{15}$ эВ (см. рис. 4).

На рис. 4 приведены результаты расчетов [30] по модели метагалактического происхождения космических лучей с энергией более 10^{17} эВ. Уменьшение показателя энергетического спектра при энергии более 10^{17} эВ связано с включением метагалактической компоненты, которая имеет тот же спектр, что и спектр частиц, генерируемых в источниках, и тот же его наклон, что и при энергиях менее 10^{15} эВ. При более высоких энергиях порядка 10^{18} эВ наклон спектра возрастает из-за взаимодействия метагалактических космических лучей с реликтовым излучением сначала в результате процесса образования электронно-позитронных пар, а затем (при $E_0 > 10^{19}$ эВ) за счет процесса фоторождения нейтральных пионов. Если предположить, что источниками космических лучей могут быть сейфертовские галактики, то согласно [31] может быть получена и необходимая абсолютная интенсивность метагалактических космических лучей.

На рис. 4 приведены также результаты расчетов по модели нестационарной генерации [22], в которой предполагается, что космические лучи с энергией $10^{17} \div 10^{19}$ эВ возникают за счет взрыва ядра нашей Галактики. Модель позволяет путем суммирования диффузионных волн (в шкале энергий), соответствующих частицам с разными Z , получить вариации формы спектра. В этой модели роль частиц с большими Z возрастает с возрастанием энергии, что не согласуется с неубывающей с E_0 ролью флуктуаций ШАЛ.

Таким образом, анализ экспериментальных данных о первичном космическом излучении, полученных на установках МГУ и Якутска, приводит к следующим выводам.

* Теоретические аргументы в пользу такого предположения приведены в монографии (27).

1. Космические лучи при энергиях вплоть до 10^{17} эВ имеют внутригалактическое происхождение.

2. Резкое изменение формы первичного энергетического спектра связано с уменьшением фактора накопления космических лучей, начиная с энергий $E > 300 \text{ HZl}$, где l — характерный размер магнитных неоднородностей.

3. При энергиях более 10^{17} эВ на основании допустимой достаточно слабой зависимости коэффициента анизотропии от энергии и на основании измеренного абсолютного потока частиц таких энергий следует предположить метagalacticкое происхождение космических лучей, причем указание на анизотропию при энергиях более 10^{19} эВ свидетельствует о том, что частицы таких огромных энергий приходят к нам, по-видимому, из ближайшего скопления галактик.

4. Для объяснения существования частиц с энергией $10^{19} - 10^{20}$ эВ необходимы новые источники и новые механизмы ускорения.

5. В дальнейших исследованиях большую роль приобретают более точное изучение анизотропии при $E_0 \approx 10^{17} - 10^{19}$ эВ, количественное изучение ядерного состава космических лучей и, конечно, изучение частиц с энергией $\geq 10^{20}$ эВ. Исследование ядерного состава, в частности, важно для окончательного выяснения судьбы модели нестационарной генерации [22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Зацепин Г. Т. ДАН СССР, 1949, 67, с. 993. [2] Williams R. W. Phys. Rev., 1948, 74, p. 1689. [3] Зацепин Г. Т. Докт. дис. М. (ФИАН), 1954; Bassi P., Clark G., Rossi V. Phys. Rev., 1953, 92, p. 441. [4] Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М.: Атомиздат, 1975. [5] Фомин Ю. А., Христиансен Г. Б. Ядерная физика, 1971, 14, с. 654. [6] Просин В. В. Канд. дис. М. (НИИЯФ МГУ), 1980. [7] Kalmykov N. N., Nechin Yu. A. et al. Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. Paris, 1981, 6, p. 114. [8] Vernov S. N. et al. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, Suppl. AIII, p. 118. [9] Vernov S. N., Christiansen G. B. Proc. 10th Intern. Cosmic Ray Conf. Calgary, 1967, part A, p. 345. [10] Matinjan S. G. Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. Paris, 1981, 11, p. 211. [11] Рождественский С. М. Канд. дис. М. (НИИЯФ МГУ), 1980. [12] Христиансен Г. Б. УФН, 1982, 136, № 2, с. 351. [13] Соловьева В. И. Канд. дис. М. (ФИАН), 1965. [14] Alfven H. Tellus, 1954, 6, p. 232. [15] Деденко Л. Г., Зацепин Г. Т. В кн.: Тр. Междунар. конф. по косм. лучам. М.: Изд-во АН СССР, 1960, т. 2, с. 222; Куликов Г. В. Канд. дис. М. (НИИЯФ МГУ), 1973. [16] Simon M. et al. Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf. Kyoto, 1979, 1, p. 352. [17] Чудаков А. Е. и др. В кн.: Тр. Междунар. конф. по косм. лучам. М.: Изд-во АН СССР, 1960, т. 2, с. 47. [18] Глушков А. В. Канд. дис. М. (НИИЯФ МГУ), 1982. [19] Efimov N. N., Sokurov V. F. Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf. Kyoto, 1979, 8, p. 152. [20] Красильников Д. Д. Анизотропия интенсивности космических лучей. Препринт ИКФИА ЯФ АН СССР. Якутск, 1982. [21] Berezinsky V. S., Mikhailov A. A., Syrovatskii S. I. Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf. Kyoto, 1979, 2, p. 86. [22] Куликов Г. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, с. 347; Фомин Ю. А., Христиансен Г. Б. Mat. VII Europ. симпоз. по косм. лучам. Л., 1980, с. 77. [23] Efimov N. N., Mikhailov A. A. Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. Paris, 1981, 2, p. 152. [24] Vukov A. M., Toptyghin I. N. Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf. Paris, 1981, 2, p. 331; Cesarsky C. J., Lagage P. O. Ibid., p. 335. [25] Kafatos M., Silberberg R., Shapiro M. M. Ibid., p. 348. [26] Curtis-Michel F., Dessler A. J. Ibid., p. 340. [27] Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. [28] Фомин Ю. А., Христиансен Г. Б. ЖЭТФ, 1963, 44, p. 666. [29] Bell M., Kota J., Wolfendale A. W. J. Phys. A., 1974, 7, p. 420. [30] Strong A. et al. J. Phys. A., 1974, 7, p. 1389. [31] Berezinsky V. S., Grigorjeva S. I. Proc. 15th Intern. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, 1977, 2, p. 309.