

P2-2001-226

В.А.Бедняков

**ПОЧЕМУ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ СЛЕДУЕТ ПРОВОДИТЬ
НА ОРБИТЕ ЗЕМЛИ**

Направлено в журнал «ЭЧАЯ»

Not many good things fall down on us
from the sky, but discoveries do.

V.S.Berezinsky

Классическое космическое излучение, открытое в 1912 г. Гессом во время полетов на воздушном шаре, представляет собой поток электронов (2 %) и ядер ионизированных атомов (98 %), интенсивность которого на поверхности Земли составляет примерно 1000 событий в секунду на квадратный сантиметр. Напрямую состав космических лучей был экспериментально определен в области энергий от нескольких МэВ (10^6 эВ) до нескольких ТэВ (10^{12} эВ). Протоны составляют 87 % ядер, 12 % приходится на α -частицы, и 1 % — на тяжелые элементы. В широкой области энергий спектр хорошо описывается степенным законом

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}.$$

Вплоть до энергий 10^{15} эВ значение $\gamma \approx 2,7$. Далее спектр становится круче с $\gamma \approx 3$ (“колено”), что, возможно, указывает на различное происхождение этих двух областей. Считается, что космические лучи с энергиями до 10^{15} эВ главным образом образуются при взрывах сверхновых звезд [1]. Начиная с энергий примерно 10^{18} эВ спектр снова становится менее крутым (“лодыжка”) — это область космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ). При энергиях выше нескольких ТэВ состав излучения определен довольно противоречиво. Известен только интегральный энергетический спектр. Он простирается по крайней мере до энергий 10^{20} эВ, где наблюдаемые потоки чрезвычайно малы (рис. 1).

При энергиях выше нескольких ТэВ потоки космического излучения становятся слишком малыми для использования прямых методов их детектирования. Косвенные методы основаны на взаимодействии первичного излучения с атмосферой Земли. Полезную информацию извлекают путем последующего анализа образовавшегося вторичного излучения. Подобная методика ШАЛ (Extented Air Showers — широких атмосферных ливней) применима не только для исследования первичных заряженных частиц, но и для поиска космического гамма-излучения высоких энергий.

Как и на ускорителях частиц, при встрече первичного протона с атмосферой происходит протон-ядерное взаимодействие. С возрастанием энергий ($E_{\text{proton}} > 10$ ГэВ) взаимодействия происходят уже с отдельными нуклонами в ядре. Многократное рассеяние в ядрах приводит в основном к образованию пионов, однако рождаются также странные частицы (K -мезоны и т.п.) и антинуклоны. Так же как и первичные частицы, эти продукты высокоэнергетических реакций участвуют в дальнейших адронных взаимодействиях до тех пор, пока средняя энергия на

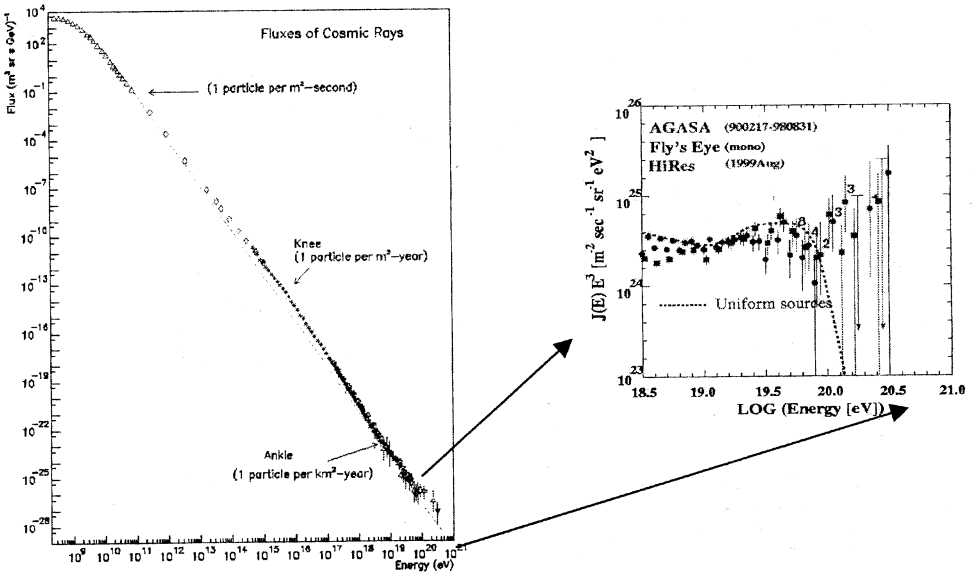


Рис. 1. Наблюдаемый спектр космического излучения в области энергий 10^8 – 10^{20} эВ. При энергии 10^{15} эВ отмечено “колени”. На вставке справа показан спектр в области энергий выше 10^{20} эВ. Пунктиром обозначен предел Грейсена–Зацепина–Кузьмина, полученный исходя из равномерного распределения источников космических лучей во Вселенной. Числа около точек соответствуют количеству наблюдаемых событий в каждом бине [2]

одну частицу не упадет ниже уровня, необходимого для многократного пионного рождения, т.е. примерно до 1 ГэВ. Подобная цепочка реакций носит название *адронного ливня*. Помимо возможности участия в последующих взаимодействиях, существует также возможность распада частиц. Так, нейтральные пионы имеют время жизни $1,78 \times 10^{-16}$ с и распадаются на два γ -кванта: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Время жизни заряженных пионов составляет $2,55 \times 10^{-8}$ с, и они также распадаются: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Аналогичные распады имеют место у K -мезонов, причем число рождающихся мюонов зависит от энергии каонов. Основными детектируемыми продуктами подобных ливней являются высокоэнергетические γ -кванты, мюоны и нейтрино. На уровне моря при вертикальном падении вторичного излучения толщина атмосферы составляет приблизительно 20 радиационных длин волн. Следовательно, протоны высоких энергий порождают e^+e^- -пары, которые, в свою очередь, приводят к возникновению фотонов за счет тормозного излучения. Результатом этого является *электромагнитный ливень*. Таким образом, полный ливень включает три компонента: электромагнитную, мюонную и адронную. Сразу после взаимодействия первичных частиц в ливне происходит мультипликативное расши-

рение, достигающее обычно максимального значения на высоте около 10 км. Эта высота слабо (логарифмически) зависит от энергии, т.е. чем больше энергия, тем глубже в атмосфере лежит точка максимального расширения. Впоследствии энергии все большего числа частиц становятся меньше порогового значения, необходимого для рождения новых частиц, что ведет к подавлению процесса расширения.

Отметим также, что практически все из многочисленных зарегистрированных ШАЛ имеют мюонную компоненту, которая согласуется с предположением об адронной природе первичных частиц сверхвысоких энергий (СВЭ).

Детектирование атмосферных ливней осуществляется путем: а) регистрации черенковского излучения; б) регистрации ионизирующих частиц на основе флуоресцентного излучения возбужденных молекул азота в воздухе; в) наблюдения частиц в детекторах, занимающих большие площади; г) детектирования мюонов и нейтрино в подземных лабораториях (см., например, [3]).

Предел Грейсена–Зацепина–Кузьмина

Наличие надежно зарегистрированных разными методами [4] ШАЛ от космических частиц с энергией в области 10^{20} эВ (рис. 1) представляет собой серьезную проблему и является своеобразным вызовом современной физике частиц и космологии. Дело в том, что уже более 35 лет известен предел Грейсена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК-предел) [5] — энергия регистрируемых на Земле космических лучей (преимущественно протонов) за счет взаимодействия с космическим фоновым (реликтовым, микроволновым) 2,7-К излучением не может превышать примерно 5×10^{19} эВ. Это ограничение носит столь же фундаментальный характер, как идея Большого взрыва или Стандартная модель физики элементарных частиц [6]. Физические причины ГЗК-предела хорошо понятны и не содержат никаких неопределенностей: порог по энергии в 5×10^{19} эВ чисто кинематический, в системе центра масс протона и реликтового фотона он соответствует возможности образования Δ -резонанса и фотообразования пиона путем реакции $p + \gamma_{2,7K} \rightarrow \Delta^* \rightarrow N + \pi$. Сечения такого сорта реакций и плотность микроволновых фотонов хорошо известны. В результате потери энергии протонами также хорошо известны — они резко (экспоненциально) возрастают с увеличением энергии самих протонов, и, если источник протонов сверхвысоких энергий находится на большом расстоянии (более 50 Мпк¹), наблюдаемая энергия протонов не превышает значения ГЗК-предела (рис. 2). Например, менее 20 % протонов с энергией $10^{20,5}$ эВ (10^{20} эВ) способны преодолеть расстояние в 18 Мпк (60 Мпк) без потери энергии [7].

¹С расстояния в 1 парсек (3,2 световых года) радиус земной орбиты виден под углом в 1 секунду.

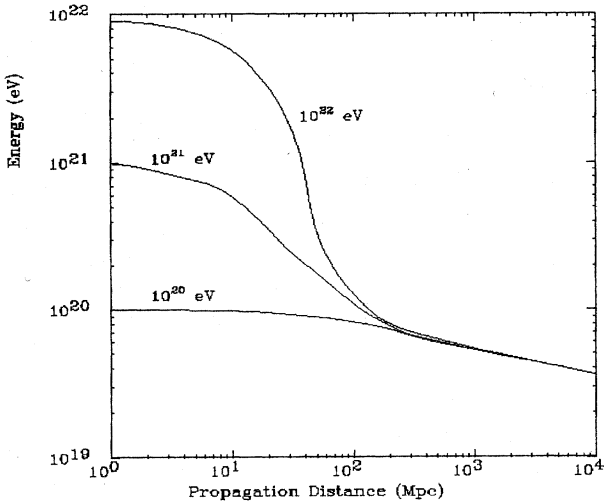


Рис. 2. Эффект Грейсена–Зацепина–Кузьмина. Энергия протонов как функция пройденного ими расстояния в межгалактической среде. Независимо от того, с какой энергией ($E > 10^{20}$ эВ) были образованы протоны по прохождении ими расстояния в $50 \div 100$ Мпк, за счет взаимодействия с микроволновым фоновым излучением их энергия выходит примерно на постоянный уровень $(3 \div 5) \times 10^{19}$ эВ (ГЗК-предел) [2]

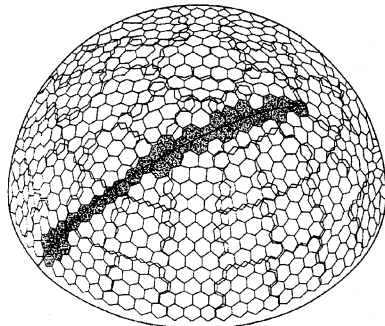
Для ядер A аналогичный эффект определяется порогом образования e^+e^- -пар на микроволновых фотонах ($A + \gamma_{2,7\text{К}} \rightarrow A + e^+ + e^-$) [8, 9]. Электроны теряют энергию еще быстрее. Электромагнитное излучение (фотоны) поглощается фоновым межгалактическим радиоизлучением [10, 11]. Численные расчеты спектра космического излучения демонстрируют явно выраженное ГЗК-обрезание, в то время как в наблюдаемом спектре такое обрезание отсутствует (рис. 1). Считается, что протоны сверхвысоких энергий, составляющие первичные компоненты КЛСВЭ, образуются, по-видимому, в ядрах активных галактик (AGN). Тем не менее в радиусе $50 \div 100$ Мпк в настоящее время не обнаружено надежных источников протонов (ядер, электронов и фотонов) с энергией, превышающей ГЗК-барьер, и способных “не растерять” на своем пути от источника до Земли свою энергию.

Как уже отмечалось, КЛСВЭ наблюдаются за счет образованных ими широких атмосферных ливней частиц (ШАЛ). Уместен вопрос о том, достаточно ли точно измеряется энергия ШАЛ, чтобы можно было с уверенностью говорить о нарушении ГЗК-ограничения [12]. Энергия первичной частицы КЛСВЭ определяется путем измерения ряда характеристик ШАЛ [13]. Используются различные методы определения энергии КЛСВЭ, результаты которых совпадают с точностью $20 \div 30\%$. В целом неточность в измерении полной энергии ШАЛ составляет

примерно $15 \div 20\%$. Наиболее популярный (и многократно проверенный путем монте-карловского моделирования) метод определения энергии (ρ_{600} -метод) основан на корреляции между первичной энергией E и плотностью частиц в каскаде на расстоянии около 600 м от оси ливня. Было показано, что данная корреляция слабо зависит от характера развития ШАЛ и химического состава первичных частиц. Метод ρ_{600} был проверен калориметрическими измерениями на якутском наземном детекторе ШАЛ [14] вплоть до энергий 4×10^{18} эВ и использовался также в экспериментах “Haverah Park” [15] и AGASA [16], где весьма надежно был зарегистрирован ШАЛ с энергией первичной частицы $(1,7 \div 2,6) \times 10^{20}$ эВ.

Другой метод детектирования ионизирующих частиц основан на флуоресцентном излучении возбужденных молекул азота в воздухе. Флуоресцентный спектр лежит главным образом в ультрафиолетовой области, точнее, при длинах волн 300–400 нм, для которых атмосфера является относительно прозрачной. Интенсивность и время прихода флуоресцентного излучения на собирающие свет зеркала позволяют хорошо воспроизводить продольное развитие ШАЛ в атмосфере и определять начальную энергию практически калориметрическим образом. Прототипом детектора флуоресцентного излучения служит детектор “Fly’s Eye” (“Глаз мухи”) в штате Юта США (рис. 3).

Рис. 3. Схема детектора “Fly’s Eye”, используемого для детектирования флуоресцентного излучения возбужденных молекул азота. Заштрихованная поверхность представляет собой свет от ливня, сплошная линия показывает его небесную траекторию [4]



В одном из событий на детекторе “Fly’s Eye” достаточно точно был измерен продольный профиль ШАЛ и наблюдалось событие с самой большой на сегодняшний день измеренной энергией: $(3,2 \pm 0,9) \times 10^{20}$ эВ [4] (что соответствует 51 Дж!). В этом и отмеченном выше AGASA-событии первичная энергия была измерена весьма надежно. Число зарегистрированных ШАЛ с энергиями более 10^{20} эВ (т.е. за ГЗК-пределом) уже составляет примерно 30 событий, 17 из которых обнаружены с помощью детектора AGASA, а остальные — в еще трех независимых экспериментах [17]. Даже если некоторые из этих событий можно поставить под сомнение и отбросить, оставшееся их число достоверно и проблема нарушения правила ГЗК, несомненно, имеет место [12].

Изотропия направлений, с которой КЛСВЭ достигают Земли, говорит, скорее всего, в пользу их внегалактического происхождения, поскольку галактические и межгалактические магнитные поля не способны “усреднить” по направлениям заряженные частицы столь высоких энергий. По этой причине ШАЛ от КЛСВЭ должны с хорошей точностью (в рамках нескольких градусов) указывать на источник их происхождения, и по этим ШАЛ можно было бы вести поиск новых, неизвестных ранее точечных источников. В целом изотропия в распределении имеющихся событий СВЭ представляется удивительной, поскольку известно лишь незначительное число источников космических лучей, способных ускорять (производить) частицы сверхвысоких энергий. Однако для КЛСВЭ от всех известных внегалактических источников, таких как активные ядра галактик, топологические дефекты или Локальное суперскопление, имеет место ГЗК-предел по энергии [18]; и ни одно из известных событий КЛСВЭ не может быть связано с такими источниками [19]. Это также является одним из аргументов в пользу неастрофизических объяснений перехода через ГЗК-предел [20]. Тем не менее обсудим кратко некоторые из наиболее популярных астрофизических объяснений КЛСВЭ.

Астрофизические объяснения КЛСВЭ

Модели (главным образом астрофизические), опирающиеся на те или иные механизмы ускорения первичных частиц — источников КЛСВЭ, обычно носят названия bottom-up моделей [21].

Ограничение ГЗК отсутствует, если КЛСВЭ имеют галактическое происхождение. Такое объяснение удовлетворило бы, наверное, всех, и, естественно, оно широко обсуждалось в первую очередь [22]. Однако многочисленные моделирования процесса распространения протонов (которые согласно наблюдениям и являются в основном частицами КЛСВЭ) показали, что протоны столь высоких энергий не могут удерживаться в нашей Галактике за счет галактического магнитного поля.

Случай, когда в качестве КЛСВЭ рассматриваются не протоны, а ядра, например ядра железа (наиболее тяжелые из возможных ядер в роли космических лучей), более сложен. Проведенное в [23] изошренное моделирование возникновения и распространения под действием магнитного поля нашей Галактики частиц сверхвысоких энергий показывает, что энергетический спектр КЛСВЭ в области за ГЗК-пределом можно успешно воспроизвести за счет ядер железа сверхвысоких энергий. Однако при энергии $E > 4 \times 10^{19}$ эВ с неизбежностью возникает (отсутствующая в наблюдениях) анизотропия — поток таких ядер (в роли КЛСВЭ) из области диска Галактики значительно превышает аналогичный поток из гало, что находится в противоречии с наблюдаемой почти полной изотропностью рас-

пределения событий с энергиями в области за ГЗК-пределом. Внегалактический источник ядер железа в качестве первопричины КЛСВЭ рассматривался в [21]. Для относительно тяжелых ядер все еще не исключена возможность того, что галактические и межгалактические магнитные поля способны “стирать” информацию об истинном направлении на источник КЛСВЭ. Такого сорта источниками тяжелых ядер сверхвысоких энергий, вызывающих космические лучи с энергиями за ГЗК-пределом, могут быть расположенные достаточно близко (~ 3 Мпк) так называемые starburst-галактики M82 и NGC253.

Под starburst-галактиками понимаются галактики, которые находятся в стадии образования массивных и крупномасштабных звезд. Их характерными признаками являются интенсивное излучение в инфракрасной области, очень сильное излучение линий типа III и значительное радиоизлучение, обусловленное остатками недавних сверхновых.

Обычно starburst-зона ограничивается центральной областью соответствующей галактики (радиусом в несколько сотен парсек) и яркость этой области в 10 и более раз превышает яркость центральных областей нормальных спиральных галактик [24]. С точки зрения такой сконцентрированной в небольшой области звездной активности существование галактических суперветров не представляется чем-либо удивительным. Суперветры на галактических масштабах могут быть результатом совместных действий сверхновых и ветров массивных звезд. Высокая скорость образования сверхновых сопровождается формированием областей горячего газа ($\sim 10^8$ К), время охлаждения которого значительно больше характерного времени расширения. По мере расширения такой области на поверхности ее соприкосновения с холодным межзвездным веществом образуется фронт сильной ударной волны. Скорость ударной волны способна достигать нескольких тысяч километров в секунду и ионы типа ядер железа могут весьма эффективно ускоряться до ультравысоких энергий ($E_{\max}^{\text{Fe}} > 10^{20}$ эВ) за счет (двухступенчатого) механизма Ферми. В рамках такого сценария практически все космические лучи с энергией выше ГЗК-предела должны быть вызваны ядрами промежуточных и тяжелых масс (до железа). Кроме того, модель предсказывает анизотропию для ШАЛ с энергией выше $10^{20,4}$ эВ за счет осколков ядер железа. Современная статистика не позволяет пока обнаружить такого сорта эффекты и проверить starburst-гипотезу, однако исследования нового поколения с космическими детекторами будут иметь решающее значение для проверки этой модели [21].

Одна из возможностей обойти ГЗК-предел заключается в так называемой модели одного источника, который по счастливой случайности мог бы располагаться достаточно близко к нашей Галактике. Таким источником может считаться галактика M87 в скоплении Девы. При этом частицы (протоны), образованные в этой

галактике, распространяются почти прямолинейно и фокусируются на Солнце за счет галактического ветра, что объясняет почти изотропное распределение на небе всех событий с энергиями за ГЗК-пределом. Такое, почти прямолинейное, распространение частиц из скопления Девы позволяет обойти ГЗК-ограничение [25].

Другая интересная возможность объяснения ШАЛ с энергиями за ГЗК-пределом была найдена недавно в рамках непertурбативной квантовой хромодинамики. Оказалось, что инстантонное взаимодействие между кварками приводит к образованию стабильного нейтрального Н-дибариона (масса 1718 МэВ). Фоторасщепление космическим фоновым излучением ультраэнергетичного Н-дибариона на два Λ -гиперона имеет порог при энергии 7×10^{20} эВ, что превышает стандартный ГЗК-предел, и взаимодействие Н-дибариона (сильное) с ядрами атмосферы вызывает ШАЛ сверхвысоких энергий [26]. Достаточно спорным, однако, остается вопрос об источниках таких сверхрелятивистских Н-дибарионов.

В целом, удовлетворительное объяснение нарушения ГЗК-правила с помощью “традиционных” (астрофизических) моделей космического ускорения протонов и ядер до сверхвысоких энергий не исключено полностью, однако в настоящее время представляется весьма маловероятным [12, 27].

Физика элементарных частиц и КЛСВЭ

Для объяснения нарушения ГЗК-правила привлекаются самые современные идеи из области физики элементарных частиц, в том числе такие, как топологические дефекты, дополнительные размерности и т.п. Часть объяснений подходит под определение так называемых top-down моделей, где источники КЛСВЭ образуются напрямую при энергиях, превышающих ГЗК-предел за счет, например, распадов сверхтяжелых частиц (так называемых X-частиц). Остановимся кратко на основных неастрофизических объяснениях КЛСВЭ [12].

Топологические дефекты

Имеются различные механизмы образования частиц СВЭ за счет топологических дефектов (сверхпроводящих струн, монополей и монополей, связанных струнами) [28]. При определенных условиях топологические дефекты становятся нестабильными и распадаются на составляющие поля (сверхтяжелые хиггсовы и калибровочные бозоны), которые затем превращаются в обычные частицы. Такой механизм справедлив для сверхпроводящих космических струн. В случае монополей и антимонополей, связанных струной, частицы высоких энергий образуются за счет аннигиляции монополь-антимонопольных пар. Наиболее многообещаю-

щие кандидаты — это монополь-антимонопольные пары и космические ожерелья (necklaces), поскольку они, по-видимому, дают наибольший поток КЛСВЭ [29]. Космические ожерелья — гибридные топологические дефекты, состоящие

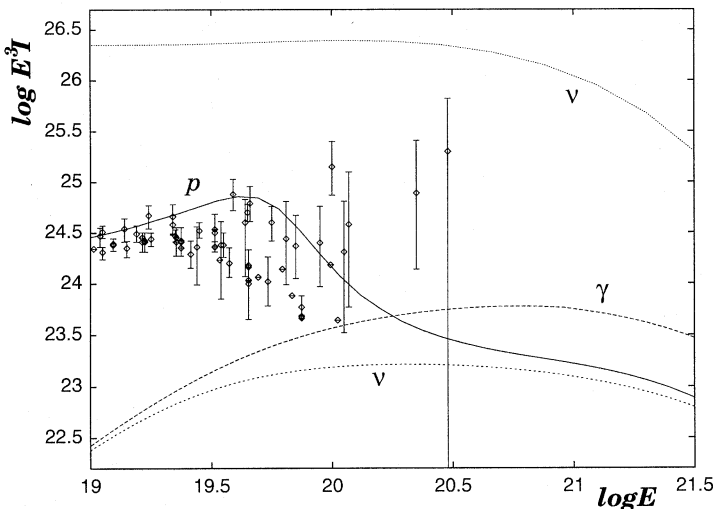


Рис. 4. Спектры протонов (сплошная линия), фотонов (пунктир) и нейтрино (точечная линия) сверхвысоких энергий, возникающих от распада космических ожерелий ($r^2\mu = 5 \cdot 10^{27} \text{ ГэВ}^2$, $m_X = 10^{14} \text{ ГэВ}$). Ось X — $\log_{10}(E/\text{эВ})$, ось Y — $\log_{10}(E^3 I / \text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{эВ}^2)$ [29]. Для сравнения показаны данные наблюдений

из соединенных струной монополей. Такие дефекты формируются при нарушении симметрии $G \rightarrow H \times U(1) \rightarrow H \times Z_2$. Монополи образуются на масштабе η_m (первый фазовый переход). Далее, на меньшем масштабе $\eta_s < \eta_m$, каждый монополь присоединяется к двум струнам (второй фазовый переход). Основным параметром, определяющим эволюцию таких ожерелий, является отношение $r = m/(\mu d)$ массы монополя m к массе струны между двумя монополями μd , где $\mu \sim \eta_s^2$ — массовая плотность струны и d — расстояние между двумя монополями. За счет гравитационного излучения струны теряют энергию и сжимаются. В результате все монополи аннигилируют, образуя X-частицы — сверхтяжелые калибровочные и хиггсовы бозоны, а также их суперпартнеры. Скорость образования X-частиц пропорциональна отношению $\frac{r^2 \mu}{t^3 m_X}$. Поток КЛСВЭ в результате определяется главным образом двумя параметрами ($r^2 \mu$ и m_X), значения которых должны быть в области 10^{27} ГэВ^2 и 10^{14} ГэВ (рис. 4). В целом КЛСВЭ, возникающие за счет топологических дефектов, могут обладать “мягким” ГЗК-пределом, который не противоречит наблюдениям.

Сверхтяжелые частицы темной материи

Долгоживущие сверхтяжелые частицы темной материи способны накапливаться в гало галактик. Такого сорта частицы естественным образом возникают после периода инфляционного расширения Вселенной и способны давать значительный вклад в полную плотность вещества во Вселенной в качестве так называемой холодной темной материи. Время жизни таких частиц может быть сравнимо с возрастом Вселенной (примерно 15–20 миллиардов лет) или превышать его. В результате распадов сверхтяжелых частиц темной материи могут образовываться КЛСВЭ, для которых ограничение ГЗК неприменимо, поскольку большинство таких частиц КЛСВЭ (в основном фотоны) прилетают из гало нашей Галактики.

Для того чтобы сверхтяжелые массивные частицы темной материи выполняли роль источников КЛСВЭ, их массы должны быть велики ($m_X \geq 10^{12}$ ГэВ), времена их жизни должны быть достаточными для того, чтобы они сохранились до настоящего времени (10^{10} лет $\leq \tau_X \leq 10^{22}$ лет), и их вклад в плотность вещества во Вселенной $\Omega_X h^2$ должен удовлетворять условию на поток частиц от их распада ($10^{-12} \leq \Omega_X h^2 \leq 1$). Механизмы, объясняющие конечное, однако крайне большое время жизни таких массивных частиц, весьма изощренны. Они включают в себя возможность подавления распада X-частиц за счет дискретной калибровочной симметрии [30], пертурбативную стабильность X-частиц и распад их за счет непертурбативных инстантонных эффектов [31] или эффектов квантовой гравитации [32], а также экспоненциальное подавление распада X-частиц за счет эффектов больших дополнительных размерностей [33]. Измерение потоков КЛСВЭ позволяет дать ограничения на массы, времена жизни и природу сверхтяжелых частиц темной материи (см., например, [34]).

Характерной сигнатурой всех top-down моделей является большое фотон-протонное отношение γ/p . Поскольку в процессах фрагментации образуется значительно больше мезонов, чем протонов, то при высоких энергиях $\gamma/p \geq 1$. Если источники КЛСВЭ возникают от распада сверхтяжелых частиц холодной темной материи, то дополнительной сигнатурой может быть небольшая галактическая анизотропия, обусловленная неизотропностью распределения частиц холодной материи (кластеризацией ее в центрах галактик и т.п.).

Резонансные, или ГЗК-нейтрино

Прямые космические нейтрино хотя и способны достигнуть Земли с любых космически мыслимых расстояний, тем не менее не способны вызвать наблюдаемый в эксперименте “Fly’s Eye” ШАЛ при экстремальной энергии $3,2 \times 10^{20}$ эВ [19, 35]. Поэтому непосредственными источниками ШАЛ, видимо, следует ско-

рее считать адроны или фотоны от взаимодействия нейтрино СВЭ с реликтовыми нейтрино. Нейтрино сверхвысоких энергий резонансно (при энергии $s = M_Z^2$) взаимодействует с реликтовым нейтрино (составляющим горячую темную материю — HDM) в ближайшем космосе с образованием Z-резонанса (Z-burst) [35 – 37]. Пик в сечении взаимодействия очень узок (рис. 5) и соответствует массе реликтового нейтрино $m_\nu \simeq 4 \text{ эВ} (E_\nu/10^{21} \text{ эВ})^{-1}$. Такой резонанс для легких массивных космологических нейтрино аналогичен известному W-резонансу в процессе типа $\nu_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow \mu + \nu_\mu$ [38]. Далее Z-бозон распадается главным образом

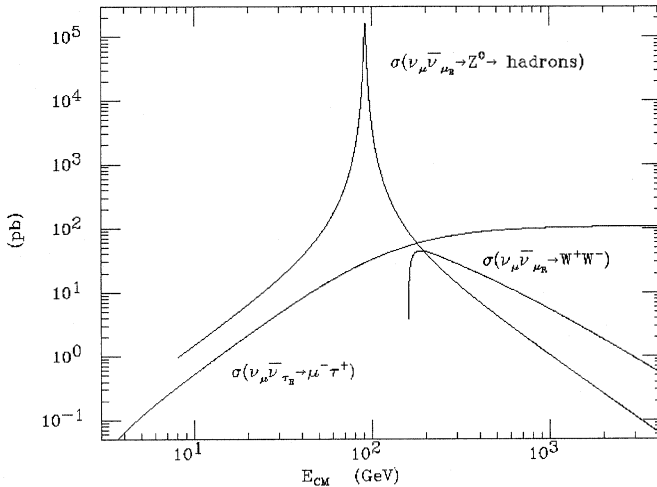


Рис. 5. Полные сечения процессов взаимодействия нейтрино СВЭ с реликтовыми нейтрино как функции энергии в системе центра масс. Масса реликтовых нейтрино взята равной 10 эВ [35]

на кварки, превращающиеся в протоны ($\nu + \bar{\nu}_{\text{HDM}} \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{адроны}$) достаточно близко от Земли, где ГЗК-обрезание спектра не срабатывает в полной мере. При этом нейтрино как частицы горячей темной материи должны иметь как минимум ненулевую массу (лучше в области нескольких эВ) и локальное увеличение плотности в нашей Галактике. Для возбуждения Z-резонанса на реликтовых нейтрино нейтрино должно обладать энергией порядка 10^{23-24} эВ [39, 40].

Одним из источников нейтрино СВЭ могут быть сверхтяжелые ($m_\chi \geq 10^{13}$ ГэВ) частицы темной материи, способные непосредственно распадаться с образованием нейтрино [40]. Положительным моментом такого сценария (соответствующим наблюдениям) является отсутствие корреляции между КЛСВЭ и направлениями на известные астрофизические источники (типа гало нашей Галактики). Интерпретация в рамках данного сценария экспериментального исследования КЛСВЭ способна дать ограничения на допустимые значения массы m_χ частиц темной материи.

Сильновзаимодействующие нейтрино

Кроме нейтрино, среди известных элементарных частиц нет таких, которые способны беспрепятственно преодолеть расстояние в 100 Мпк (и более). Нейтрино — единственная электрически нейтральная стабильная частица, которая в состоянии нести информацию о месте расположения космически удаленных источников. Нейтрино прекрасно бы объясняли нарушение ГЗК-правила, если бы интенсивность их взаимодействия в области сверхвысоких энергий была на уровне интенсивности сильного взаимодействия. Сечение нейтрино-нуклонного взаимодействия, таким образом, имеет принципиальное значение. В стандартной модели полное сечение нейтринного взаимодействия σ_{total} определяется обменом Z^0 - и W^\pm -бозонов и квантово-хромодинамическим поведением структурных функций нуклонов в области очень малых значений бьеркеновской переменной x (рис. 6). При энергии взаимодействия 10^{20} эВ это сечение находится на уровне 10^{-4} мб ($1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2$), что не достаточно для объяснения нарушения ГЗК-правила. Необходим выход за рамки стандартной модели, и таких возможностей было предложено не мало [41].

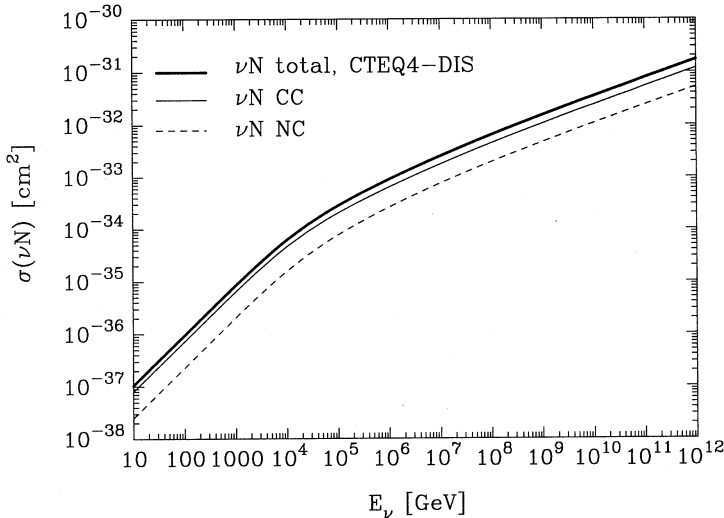


Рис. 6. Сечения нейтрино-нуклонного взаимодействия при сверхвысоких энергиях, полученные в стандартной модели с помощью CTEQ4-DIS партонных распределений (экстраполированных в область малых значений бьеркеновской переменной x на основе уравнений КХД-теории возмущений). Здесь $\sigma(\nu_\ell N \rightarrow \nu_\ell + X)$ отмечено пунктирной линией; $\sigma(\nu_\ell N \rightarrow \ell^- + X)$ — тонкой сплошной линией; полное сечение (заряженные и нейтральные токи) — толстой сплошной линией [42]

Еще в 1969 г. Березинский и Зацепин [43] предприняли попытку объяснения КЛСВЭ, предположив, что ШАЛ в области 10^{20} эВ вызваны не протонами, ядрами или фотонами, а нейтрино [39, 41].

В теориях с дополнительными размерностями нейтрино СВЭ могут иметь значительные сечения взаимодействия с нуклонами (рис. 7), обусловленные возможностью обмена (в промежуточном состоянии) массивными частицами со спином 2, которые представляют собой возбуждения гравитона типа Калуцы–Кляйна [6]. В этом случае нейтрино способны играть роль переносчиков сигналов СВЭ от удаленных астрофизических источников.

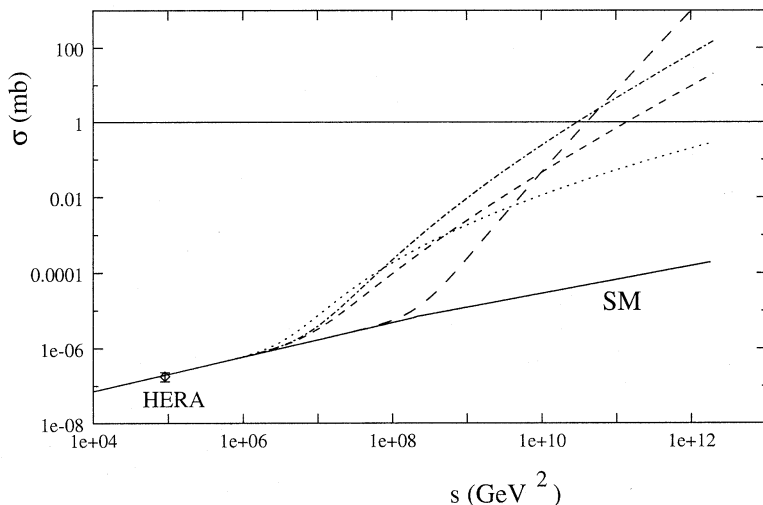


Рис. 7. Сечение νN -взаимодействия в стандартной модели (SM) и в теории с большими дополнительными размерностями (четыре различных варианта модели показаны пунктирными, точечными и штрих-пунктирными линиями). Для сравнения приведено сечение, измеренное на ускорителе HERA. Горизонтальной линией показано минимально требуемое сечение νN -взаимодействия [6]

При энергиях выше масштаба струны в несколько десятков ТэВ (в том случае, когда характерный струнный масштаб значительно меньше планковского, т.е. имеет место раннее объединение) интенсивность взаимодействия нейтрино с веществом атмосферы достигает уровня сильного взаимодействия (при энергии $E_\nu = 10^{20}$ эВ сечение составляет $1 \div 100$ мб). Взаимодействие этих нейтрино с космическим микроволновым фоновым излучением остается все еще очень слабым, однако в атмосфере Земли они вызывают ШАЛ, подобный протонному. Показано, что за счет таких нейтрино возможно преодолеть ГЗК-предел и в принципе (путем увеличения статистики) отличить нейтринный ШАЛ (по характерным флуктуациям) от чисто протонного [39].

Стерильные и правые нейтрино

В ряде теорий великого объединения естественным образом имеют место правые и стерильные нейтрино. Некоторые интерпретации данных по поиску нейтринных осцилляций также не исключают возможности обычных левых нейтрино переходить в правые и стерильные. Поскольку переносчиком взаимодействий правых нейтрино с заряженными лептонами является так называемый правый W-бозон, нижняя граница массы которого составляет примерно $550 \text{ ГэВ}/c^2$, то можно ожидать, что интенсивность взаимодействия правого нейтрино с веществом примерно в несколько тысяч раз слабее, чем обычного левого нейтрино. В результате оценки показывают, что правые нейтрино могут начать взаимодействовать с веществом Земли, лишь когда их энергии превысят уровень $10^{23} \div 10^{26} \text{ эВ}$. Таким образом, мыслима ситуация, когда космологические правые нейтрино (будучи, по-видимому, самыми энергетичными из доступных измерению частиц) способны вызывать в атмосфере земли ШАЛ с энергиями $10^{18} \div 10^{26} \text{ эВ}$, направленные вверх из-под Земли (рис. 8). В этой связи можно отметить, что любой ШАЛ с энергией более

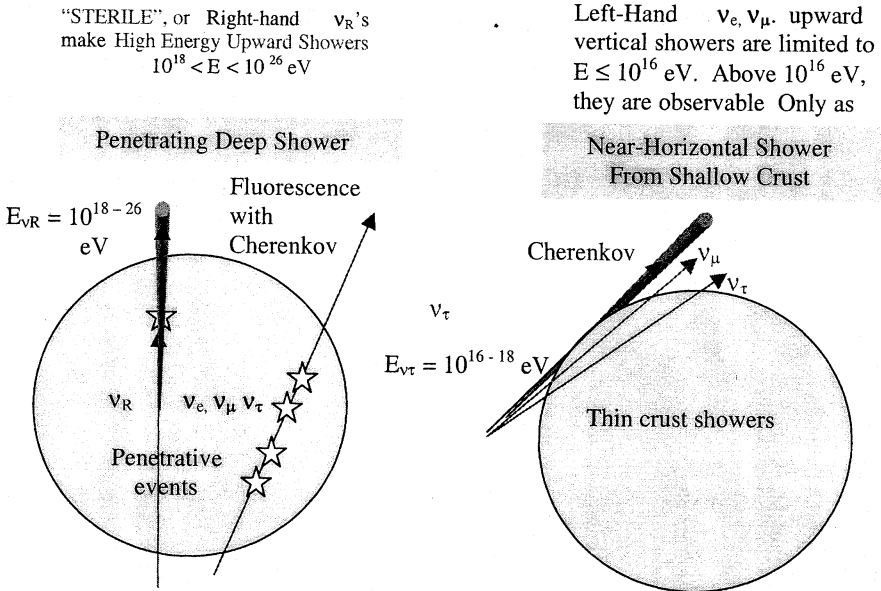


Рис. 8. Направленные вверх из-под Земли (upward, up-going) атмосферные ливни, обусловленные различными космическими нейтрино, прошедшими сквозь Землю под разными углами [44]. Земля в данном случае играет роль экрана от левых, слишком “сильно” взаимодействующих, нейтрино

10^{18} эВ, направленный почти вертикально вверх из-под Земли (под малым зенитным углом), должен быть вызван правыми (стерильными) нейтрино или какими-то совершенно в настоящее время неизвестными крайне слабо взаимодействующими частицами. Всю Землю в данном случае можно считать своеобразным экраном от левых (слишком сильно взаимодействующих) нейтрино [44].

Легчайшие SUSY-частицы

В развивающемся каскаде ШАЛ при достаточно высоких энергиях помимо обычных частиц принимают участие также их суперпартнеры. По мере падения энергии все SUSY-частицы (обозначаются тильдой над символом частицы) распадаются на легчайшие суперсимметричные частицы (LSP), которые стабильны (когда R-четность сохраняется) и нейтральны. Сохранение R-четности означает просто то, что SUSY-частицы образуются и исчезают во взаимодействиях с обычными частицами только парами.

Поскольку в известных до сих пор астрофизических источниках невозможно эффективное ускорение нейтральных LSP-частиц, детектирование КЛСВЭ от LSP не только было бы указанием на существование суперсимметрии в природе, но являлось бы также явной сигнатурой top-down моделей.

В большинстве SUSY-моделей LSP-частица — нейтралино, и (в отличие от гравитино, глюино и аксино) нейтралино является в настоящее время самым предпочтительным кандидатом на роль частицы холодной темной материи. С точки зрения детектирования нейтралино χ важны главным образом следующие два процесса. Это взаимодействие нейтралино с веществом — нейтралино-нуклонное рассеяние $\chi + N \rightarrow X$ и резонансное рождение на электронах электронов (SUSY-партнеров электронов) $\chi + e \rightarrow \tilde{e} \rightarrow X$. Первый процесс основан на резонансном подпроцессе $\chi + q \rightarrow \tilde{q} \rightarrow X$ и рассеянии нейтралино на глюонах, которое при высоких энергиях становится важным из-за сильного возрастания вклада глюонов в пределе $x \rightarrow 0$. Сечения всех этих подпроцессов начинают расти при энергиях $s \gg m_{\tilde{q}}^2$, поскольку уменьшается минимальный $x_{\min} = m_{\tilde{q}}^2/s$ и, соответственно, увеличивается число партонов, на которые приходится основная доля импульса нуклона. Если скварки не распадаются главным образом на нейтралино, т.е. $\Gamma_{\text{tot}} \gg \Gamma(\tilde{q}_{L,R} \rightarrow q + \tilde{\chi})$, рассеяние нейтралино на глюонах дает основной вклад в полное сечение взаимодействия. При энергиях $s \approx 10^{10}$ ГэВ² или $E_{\chi} \approx 5 \cdot 10^{18}$ эВ сечение нейтралино-нуклонного рассеяния становится порядка $10^{-35} \div 10^{-34}$ см² (для $m_{\tilde{q}} \sim 900$ ГэВ), т.е. немногим меньше сечения рассеяния нейтрино на нуклоне.

Процесс $\chi + e \rightarrow \tilde{e} \rightarrow X$ аналогичен резонансному рассеянию [38] $\bar{\nu}_e + e \rightarrow W \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu$, где резонансная энергия $E_{\chi} = M_{\tilde{e}}^2/(2m_e) = 9,8 \cdot 10^8 (M_{\tilde{e}}/10^3 \text{ ГэВ})^2$ ГэВ и сечение определяется стандартной формулой Брейта–Вигнера. Ожидаемые собы-

тия должны концентрироваться в узком энергетическом интервале около E_χ (в виде пика), что являлось бы характерной сигнатурой ШАЛ, вызванного первичным нейтралито [29].

Легкие глюино

Легкие глюино могут возникать при распаде топологических дефектов или в результате протон-протонных столкновений в астрономических объектах. Они слабо теряют энергию за счет взаимодействия с космическим фоновым излучением. Взаимодействие легких глюино СВЭ с нуклонами аналогично взаимодействию с нуклонами протонов СВЭ.

Адронные (бесцветные) связанные состояния глюино \tilde{g} (так называемые \tilde{g} -адроны \tilde{G}) уже обсуждались ранее в качестве источников КЛСВЭ, легчайшим из которых было *glueballino* $\tilde{g}g$ [45]. Легчайшее барионное состояние *gluebarino* — заряженный *quud*-адрон [46] — долгоживущая частица, поскольку для ее распада требуется либо нарушение закона сохранения барионного числа, либо нарушение R-четности. Была также предложена в качестве легчайшего \tilde{g} -адрона нейтральная S^0 -частица (связанное состояние $\tilde{g}uds$) [47].

Имеются две области масс, где легкие глюино все еще не запрещены окончательно современными ускорительными данными: $m_{\tilde{g}} \lesssim 3$ ГэВ и $25 \lesssim m_{\tilde{g}} \lesssim 35$ ГэВ. Легчайший \tilde{g} -адрон тяжелее глюино на величину массы составляющего глюона (кварков). Существование легкого квазистабильного \tilde{g} -адрона, отвечающего первой из двух отмеченных выше возможностей для массы глюино, очень сильно зависит от того, заряженный или нейтральный \tilde{g} -адрон является легчайшим. Легкий квазистабильный заряженный \tilde{g} -адрон исключается ненаблюдением образования космическими лучами в атмосфере Земли так называемого “wild водорода”. Случай, когда легчайший \tilde{g} -адрон нейтрален, также исключается, поскольку он должен образовывать связанное состояние с протоном (“wild дейтрон”). В целом, с теоретической точки зрения статус легкого глюино и легчайшего \tilde{g} -адрона еще окончательно не решен. Ситуация выглядит не очень перспективной, однако о полном исключении такой возможности говорить пока рано.

В качестве источника КЛСВЭ легчайший \tilde{g} -адрон с массой более 1,5 ГэВ обладает таким спектром, ГЗК-предел которого находится при больших энергиях, чем в настоящее время наблюдаются (рис. 9). С учетом ускорительных ограничений на массу глюино $m_{\tilde{g}} < 3$ ГэВ это оставляет для массы \tilde{g} -адрона узкую область 1,5–4 ГэВ. Вторая область возможных масс глюино (25–35 ГэВ) с хорошей точностью исключается, поскольку характер продольного развития (профиль) ШАЛ (при энергии $3 \cdot 10^{20}$ эВ), образованного глюобаллино с массами более 5 ГэВ, в значительной мере отличается от наблюдаемого в эксперименте “Fly’s Eye”.

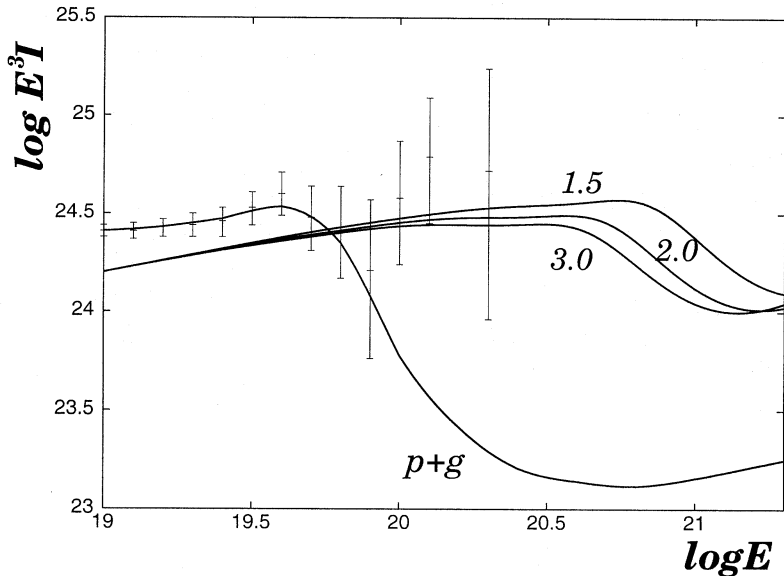


Рис. 9. Поток КЛСВЭ, вызванный глобалино от равномерно распределенных источников, для масс (сверху вниз) $M_{\tilde{G}} = 1, 5; 2$ и 3 ГэВ. Либо поток от глюино, либо совместно глюино- и протонный (нижняя кривая) потоки способны воспроизвести данные. Ось X — $\log_{10}(E/\text{эВ})$, ось Y — $\log_{10}(E^3 I / \text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{эВ}^2)$. Для сравнения показаны данные AGASA [17]

Атмосферные ливни, возникающие за счет \tilde{g} -адронов с массами в области 1,5–4 ГэВ, по всем своим характеристикам очень похожи на протонные ШАЛ. В принципе, наилучшая возможность отличить ШАЛ от \tilde{g} -адрона (с массой 2 ГэВ) от протонного ШАЛ заключается в различии флуктуации плотности мюонов на больших расстояниях ($d > 600$ м). Однако статистики наилучшего в настоящее время наземного детектора AGASA явно не достаточно, чтобы провести такую дискриминацию [17]. Нужны более мощные установки с принципиально большей рабочей площадью.

Нарушение лоренц-инвариантности

Попытки обнаружить нарушение лоренц-инвариантности предпринимаются наиболее часто именно в астрофизике, поскольку здесь имеют дело с максимально возможными лоренц-факторами [12]. Нарушение лоренц-инвариантности (даже крайне малое) ведет к существованию абсолютной лоренцевой системы отсчета. Инвариантность относительно преобразований Лоренца — фундаментальный принцип для построения лагранжианов любых взаимодействий.

В рамках современных представлений только спонтанное нарушение лоренц-инвариантности еще имеет некоторое право на существование — уравнения движения остаются инвариантными, нарушение лоренц-инвариантности происходит спонтанно на этапе решения этих уравнений. Лагранжианы взаимодействий являются лоренц-скалярами, лоренц-инвариантность спонтанно нарушается за счет ненулевых компонент полей в вакуумных состояниях. Нарушение инвариантности Лоренца может быть произвольно малым, и все физические эффекты, связанные с этим нарушением, также крайне малы. Абсолютная лоренц-система существует, однако все физические эффекты, отличающие ее от других инерциальных систем отсчета, малы, и в результате все системы отсчета практически эквивалентны, как это имеет место в лоренц-инвариантной теории.

Например, инвариантность Лоренца спонтанно нарушается, когда временная компонента сверхтяжелого векторного или тензорного поля приобретает ненулевое вакуумное среднее v . Условие нахождения частицы на массовой поверхности (дисперсионное соотношение) принимает вид $p_\mu^2 - m^2 + \frac{v^2}{M^2} E^2 = 0$, где M — массовый масштаб (например, суперструны). Наличие минимума потенциала при ненулевых вакуумных значениях v — необходимое условие для фазового перехода в такого сорта конфигурацию. Это условие может выполняться в весьма специфических случаях, таких как суперструнные теории и некоторые специальные D-brane модели с дополнительными размерностями.

Если обратиться к рассеянию $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$, когда один фотон имеет очень большую энергию E_γ , а другой — очень маленькую ϵ_γ , тогда закон сохранения энергии–импульса требует выполнения равенства $(k_\mu + k'_\mu)^2 = (p_\mu + p'_\mu)^2$, где k_μ и p_μ — 4-импульсы фотонов и электронов. В случае сохранения лоренц-инвариантности $k_\mu^2 = k'^2_\mu = 0$, а также $p_\mu^2 = p'^2_\mu = m_e^2$ и пороговое условие принимает вид $\sqrt{E_\gamma \epsilon_\gamma} > m_e$. Когда дисперсионное соотношение модифицировано: $p_\mu^2 = E_e^2 - \vec{p}_e^2 \approx m_e^2 + v^2 E^2 / M^2$, и пороговая энергия (в лабораторной системе отсчета) сдвигается в сторону больших значений. Аналогично в случае нарушенной лоренц-инвариантности протоны с энергией порядка 10^{20} эВ ($\gamma \approx 5 \times 10^{10}$) еще не будут в состоянии терять энергию на образование пионов (в системе центра масс протона и фотона микроволнового излучения) и регистрируемая на Земле энергия КЛСВЭ вполне может быть больше ГЗК-предела.

Поскольку космические нейтрино СВЭ, по всей видимости, обладают максимальными (достижимыми для нас) энергиями и лоренц-факторами $\gamma \geq 10^{20}$, их регистрация и систематическое наблюдение позволит проверить фундаментальные принципы релятивизма с максимально доступной точностью [12].

Почему следует искать нейтрино СВЭ

Поиск нейтрино СВЭ представляет интерес как минимум для четырех областей современного знания — астрофизики, астрономии (нейтринной), физики космических лучей и физики элементарных частиц. Детектирование их важно, поскольку оно позволит проследить направление на астрономически максимально удаленные объекты — источники нейтрино СВЭ. Кроме того, в настоящее время считается, что нейтринная физика СВЭ обладает наибольшим потенциалом для открытий новых явлений [48].

Одна из весомых причин для поиска нейтрино СВЭ заключается уже в самом наблюдаемом спектре космических лучей сверхвысоких энергий. Адронные взаимодействия, такие как $p+p$ или $p+\gamma$, всегда сопровождаются образованием в большом количестве пионов, которые, в свою очередь, посредством цепочки реакций $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e$ распадаются с образованием мюонных и электронных нейтрино в отношении $2/1$ (ν_μ/ν_e). Такие нейтрино уносят в среднем примерно 20 % энергии родительского пиона, и в общем случае поток нейтрино СВЭ *должен иметь место*, коль скоро адронные процессы играют заметную роль в образовании КЛСВЭ. Помимо образования нейтрино в источниках вместе с адронами, нейтрино образуются от распада пионов, возникающих за счет взаимодействия с космическим микроволновым фоновым излучением протонов с энергией более 5×10^{19} эВ на их пути в межзвездном пространстве (ГЗК-предел).

Поток нейтрино СВЭ ожидается также за счет взаимодействия галактических космических лучей с веществом в межзвездном пространстве при энергиях в области 10^{12} эВ (“колено” на рис. 1).

Другим потенциально важным источником нейтрино СВЭ могут быть вспышки гамма-лучей (Gamma-Ray Bursts). Регистрация потоков нейтрино СВЭ при вспышках гамма-лучей была бы экспериментальным подтверждением модели “шаровой молнии” (fireball), предложенной для объяснения механизма такого сорта вспышек. Эта модель включает в себя начальное сжатие и коллапс черной дыры, нейтронной звезды или какого-то другого сильно намагниченного компактного космического тела. Такое сжатие до малого размера заканчивается очень быстрым расширением (примерно в 10^5 раз за одну секунду). В результате ультрарелятивистское ускорение плазмы протонов, электронов, позитронов и фотонов приводит (при некотором значении радиуса, когда плазма становится оптически прозрачной) к излучению гамма-квантов, которые и детектируются в виде вспышки гамма-лучей.

Одновременно под действием ударной волны Ферми второго порядка заряженные частицы ускоряются и начинают взаимодействовать с фотонами ($p + \gamma$ -взаимодействие), в результате чего должны возникать потоки нейтрино. В случае наблюдения корреляции потоков нейтрино сверхвысоких энергий со вспышками

гамма-лучей на этой основе можно будет получить весьма важную информацию о характере гравитационного взаимодействия.

Ожидается, что активные ядра галактик (AGN) также могут быть важными источниками нейтрино СВЭ. Активные ядра галактик — некоторый класс очень компактных ярких объектов, характеризующихся обычно излучением в виде мощной струи, главную роль в которых, по-видимому, играют черные дыры, вызывающие ускорение и аккрецию вещества. Примерно от 40 AGN ожидалось и были уже обнаружены гамма-лучи высоких энергий (в МэВ-ной, ГэВ-ной и ТэВ-ной областях). Ускорение адронной материи приводит в этом случае опять к значительному $p+\gamma$ - (и вероятно $p+p$ -) взаимодействию, в результате которого должны появляться потоки нейтрино СВЭ.

Как уже отмечалось, существуют механизмы, которые не опираются на ускорение вещества, однако приводят к потокам протонов, фотонов и нейтрино СВЭ. Это top-down модели, в которых космические лучи высоких энергий образуются за счет топологических дефектов, монополей, космических струн и распадов сверхтяжелых частиц. Интерес к нестабильным массивным реликтовым частицам, естественным образом возникающим в различных моделях великого объединения типа струнных или супергравитационных, возрос в связи с возможностью за счет их распада получить потоки нейтрино с энергиями выше ГЗК-предела. Кроме того, следует отметить, что фотоны от распадов таких частиц могут иметь достаточно большую энергию, чтобы образовывать мюон-антимюонные пары на космических микроволновых фоновых фотонах, следствием чего опять может быть образование потоков нейтрино СВЭ. Хотя оценки показывают, что таким экзотическим путем могут образоваться не очень большие потоки нейтрино, тем не менее их видимо можно будет зарегистрировать детекторами космического базирования. Наблюдение изотропного характера нейтринных потоков в области энергий за ГЗК-пределом свидетельствовало бы в пользу универсального межгалактического происхождения КЛСВЭ (а не в пользу отдельных близкорасположенных источников) и пролило бы свет на природу источников таких событий.

Возможно также подтверждение результатов эксперимента “Super-Kamiokande” с атмосферными нейтрино, которые с хорошей точностью говорят о том, что мюонные нейтрино вероятнее всего переходят (осциллируют) в тау-нейтрино. Причина в том, что нейтрино СВЭ, образованные от всех обсуждавшихся выше источников (главным образом $p+p$ - и/или $p+\gamma$ -взаимодействий), не должны иметь сколь-нибудь значительной компоненты ν_τ . Однако, принимая во внимание разности квадратов масс и характер смешивания согласно данным “Super-Kamiokande”, а также область сверхвысоких энергий и расстояния порядка нескольких Мпк, можно ожидать, что ν_τ -компонента в полном потоке нейтрино СВЭ будет не меньше, чем ν_μ - и ν_e -

компоненты. Эти ν_τ можно будет детектировать путем наблюдения тау-лептонов. Кроме того, экранирование Землей потока ν_τ значительно отличается от соответствующего экранирования потоков ν_μ и ν_e . В частности, ν_τ -компонента полного потока слабо поглощается в горной породе, изменяется лишь ее энергетический спектр, и ее распределение по вертикальному (зенитному) углу относительно постоянное [42].

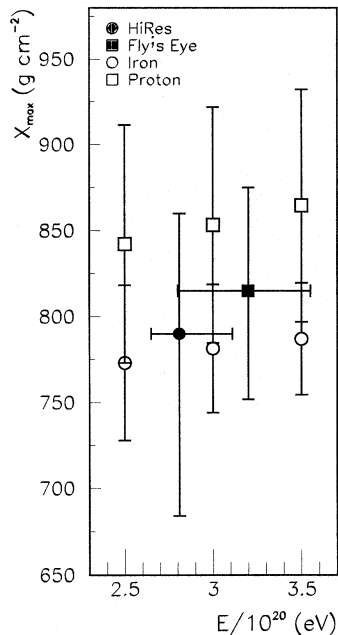
По поводу тау-нейтрино следует заметить еще следующее. Горизонтальные ν_τ -события при энергиях выше 10^{19} эВ можно идентифицировать по двухливневой структуре, обусловленной достаточно большой длиной свободного пробега (примерно 1000 км при энергии 10^{20} эВ) τ -лептона до его распада — сначала имеется небольшой ливень от перехода $\nu_\tau \rightarrow \tau$, а затем другой ливень от распада τ -лептона. Тау-нейтрино можно также наблюдать и идентифицировать по выходящим из-под Земли вверх ШАЛ с энергией более 10^{16} эВ, поскольку с орбиты можно регистрировать такие ШАЛ непосредственно по их черенковскому излучению. Поток ν_τ от космологических $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций равен примерно половине потока ν_μ . Аналогичное справедливо и для всех других космологически достаточно удаленных источников нейтрино. Значительный поток ν_τ за счет $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций, эффект регенерации ν_τ ($\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow \nu_\tau \rightarrow \dots$) и низкий энергетический порог детектирования (черенковского излучения) позволяют проводить поиск осцилляций на космических масштабах и ν_τ -астрофизику при энергиях более 10^{16} эВ. Наблюдение космологических ν_τ СВЭ с орбиты особенно удобно, поскольку они вызывают наблюдаемые ШАЛ почти при всех зенитных углах, тогда как электронные и мюонные нейтрино СВЭ при большинстве углов поглощаются Землей.

Измерение потоков нейтрино СВЭ позволит проводить так называемую нейтринную томографию Вселенной как минимум на масштабах скопления Девы, в частности определять характер распределения как барионной, так и небарионной холодной и горячей темной материи. Независимо от механизма образования нейтрино СВЭ сохраняют направление на астрофизический источник своего происхождения, что открывает новую страницу в астрономии — экспериментальную нейтринную астрономию.

ШАЛ от нейтрино лучше всего виден с орбиты Земли

Обсудим сначала различия в вертикальных ШАЛ от нейтрино и от протонов [18]. Вероятность того, что первичная частица КЛСВЭ не подвергнется взаимодействию на глубине атмосферы X , дается выражением $N(X) = \exp(-X/\lambda)$, где $\lambda = m_{\text{air}}/\sigma_{\text{tot}}$ — средняя длина свободного пробега первичной частицы, $m_{\text{air}} \approx 2,4 \cdot 10^{-24}$ г — средний вес атома атмосферы. Распределение вероятности того, что первое взаимодействие произойдет на глубине X_1 имеет максимум при $p(X_1) = \lambda$.

Рис. 10. Результаты моделирования глубины максимума ливня X_{\max} для протонов и ядер железа при энергиях выше ГЗК-предела. Показана глубина максимума ливня двух наиболее энергетичных событий, зарегистрированных в экспериментах “Fly’s Eye” и “HiRes”. Наблюдаемые значения X_{\max} согласуются как с протонами, так и с ядрами железа в качестве первоисточников ШАЛ данных событий [21]



Для протонов с энергией $E = 10^{20}$ эВ длина свободного пробега $\lambda_p \approx 40$ г/см², и, следовательно, ШАЛ от такого протона действительно начинается в верхних слоях атмосферы. По мере углубления в атмосферу число частиц в ШАЛ растет, пока не достигнет максимума при $X_{\max} \approx 800$ г/см² (рис. 10). Таким образом, для полноценного образования вертикального протонного ШАЛ необходима вся глубина атмосферы.

Для нейтрино с длиной свободного пробега $\lambda_\nu = 10\lambda_p$ (т.е. сечением взаимодействия с атмосферой $\sigma_{\text{tot}} = 15$ мб) вертикальный ШАЛ развивается иначе. За счет более позднего начала ливня в этом случае максимум ШАЛ смещается вниз в атмосфере до уровня примерно 360 г/см². Меньшая передача энергии ливню во время взаимодействия еще больше замедляет развитие ШАЛ. Кроме того, флуктуации нейтринного ливня более сильные. Следовательно, характер эволюции нейтринного и протонного вертикальных ШАЛ, вообще говоря, достаточно сильно различается. Поэтому, даже если сечение нейтрино-нуклонного взаимодействия по каким-либо причинам велико ($\sigma_{\text{tot}} = 15$ мб), все равно этого оказывается недостаточно для объяснения наблюдаемых вертикальных ШАЛ СВЭ за счет нейтрино. Тем не менее характерная для нейтрино СВЭ малая передача энергии ШАЛ может оказаться вполне достаточной для отделения протонных ШАЛ от ШАЛ, вызванных нейтрино, которые взаимодействуют с веществом при сверхвысоких энергиях, например, посредством обмена гравитонов Калуцы–Кляйна [18].

Из ненаблюдения в эксперименте “Fly’s Eye” горизонтальных ШАЛ была найдена верхняя граница на поток нейтрино СВЭ [49], что позволило получить ограничения на массу струны M_{st} , которое в настоящее время, однако, уступает полученному ранее на ускорителях ограничению. Если сечение нейтрино-нуклонного взаимодействия $\sigma_{N\nu}^{KK} \propto s^2$ будет увеличиваться с ростом $s \geq M_{st}^2$, эксперименты с КЛСВЭ нового поколения, такие как AUGER, OWL или EUSO, могут оказаться более чувствительными к большим дополнительным размерностям, чем LHC [18].

Нейтринные ШАЛ будут иметь характерную сигнатуру, обусловленную аномальными энергетическими и угловыми распределениями. Эти события можно будет отличать от протонных (или вызванных другими первичными частицами) ШАЛ по направлениям их прихода и, как уже отмечалось, тенденции к началу образования ливней на более глубоких слоях атмосферы [42].

Поток частиц КЛСВЭ с энергией выше 10^{20} эВ столь ничтожен (он составляет не более 1 частицы на 1 квадратный километр земной поверхности за столетие; см. рис. 1), что для сколько-нибудь надежного детектирования такого сорта событий (набора разумной статистики полезных событий за разумный промежуток времени) необходима огромная детектирующая площадь. Важно также не терять информацию о направлении прихода ШАЛ от КЛСВЭ.

Главное преимущество детекторов КЛСВЭ, расположенных на орбите Земли, перед наземно-расположенными детектирующими системами заключается в значительно большей площади детектирования. Последнее, по-видимому, является решающим условием на пути систематического наблюдения экстремально редких событий СВЭ. Помещение на орбиту Земли системы наблюдения за развитием ШАЛ в атмосфере позволяет уникальным образом увеличить область детектирования до размера порядка 1000×1000 км и более (рис. 11), тогда как наблюдениям на поверхности Земли доступна область не более 100×100 км [44].

Трудно было представить и осуществить наблюдение нейтрино экстремально высоких энергий, когда в распоряжении экспериментаторов были только наземные установки для измерения ШАЛ и небольшие детекторы на воздушных шарах. Расширение области эффективных исследований до размеров видимой с высоты порядка 1000 км поверхности Земли и использование ее атмосферы в качестве мишени-детектора нейтрино — ключ к нейтринной астрофизике сверхвысоких энергий. Всю Землю вместе с ее атмосферой можно окинуть единым взглядом только из ближайшего космоса — с орбиты искусственного спутника Земли.

Нейтрино СВЭ космического происхождения, достигнув Земли, способны взаимодействовать с веществом детектора при таких высоких энергиях, которые далеко за пределами возможностей наземных ускорителей — как современных, так и будущих. Тем самым эти взаимодействия позволяют исследовать процессы, недоступные

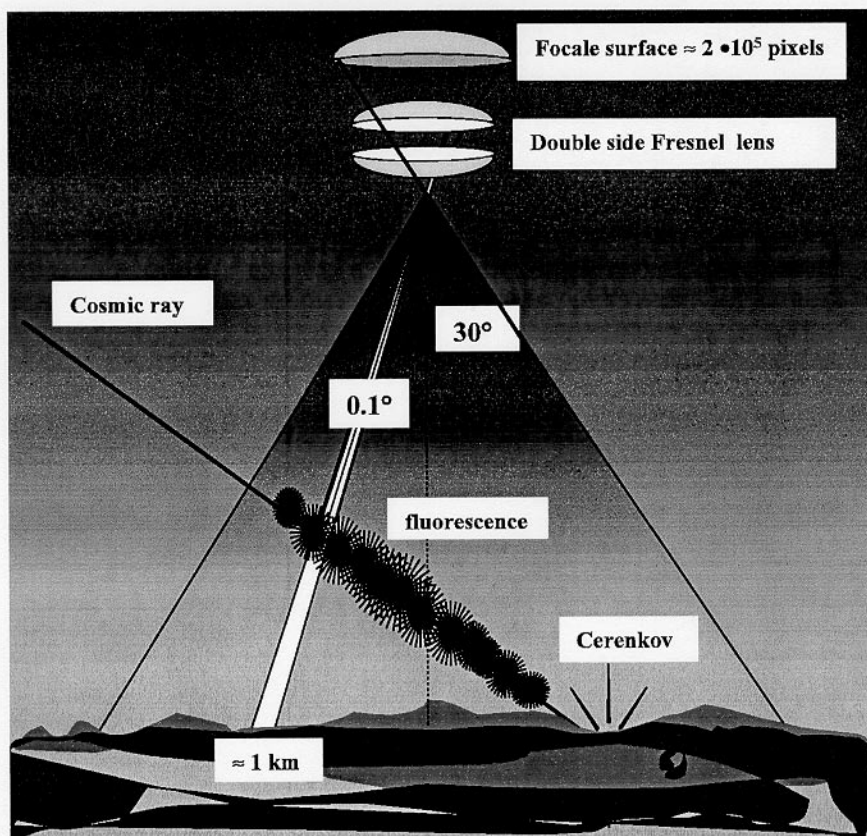


Рис. 11. Схема трека ШАЛ и отвечающего ему ультрафиолетового излучения [2]

в обычных ускорительных экспериментах, и изучать эффекты новой физики как на электрослабом масштабе, та и далеко за ним. В этом смысле эксперименты с нейтрино СВЭ находятся в одном ряду с другими прецизионными неускорительными экспериментами, направленными на поиск новой физики, такими как поиск двойного безнейтринного распада ядер, распада протона и т.п. [50].

Протоны СВЭ взаимодействуют с 2,7-К космическим микроволновым фоновым излучением с фотообразованием пионов путем реакции $p\gamma \rightarrow n\pi^+$, что сопровождается так называемыми "Greisen"-нейтрино от распада этих пионов [51, 52]. При энергиях 10^{10} ГэВ ожидаемый поток таких нейтрино составляет примерно $1 \div 10 \text{ лет}^{-1} \cdot \text{км}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$. Точное измерение этого потока несет в себе информацию о ранней Вселенной. Кроме этого источника нейтрино, различные модели активных галактических ядер также предсказывают космические нейтрино сверх-

высоких энергий [53], с, возможно, еще большим потоком при таких энергиях [54 – 56]. Существование космических лучей с энергиями выше ГЗК-предела вызывает дополнительный интерес к проблеме регистрации нейтрино СВЭ, так как они позволяют проверить правильность работы механизма фоторождения пионов. Поскольку этот процесс, основанный на хорошо известной низкоэнергетической физике, происходит при очень больших лоренц-факторах ($\gamma \sim 10^{11}$), его отсутствие имело бы крайне важное значение. Оно могло бы свидетельствовать о нарушении специальной теории относительности.

Космические лучи с энергиями выше ГЗК-предела стимулируют поиск новых экзотических источников нейтрино СВЭ, таких как Z-вспышки [37], распады топологических дефектов или сверхтяжелых частиц [57, 58]. Все эти источники могут приводить к нейтринным потокам значительно большим, чем предсказывается Greisen-механизмом (рис. 12).

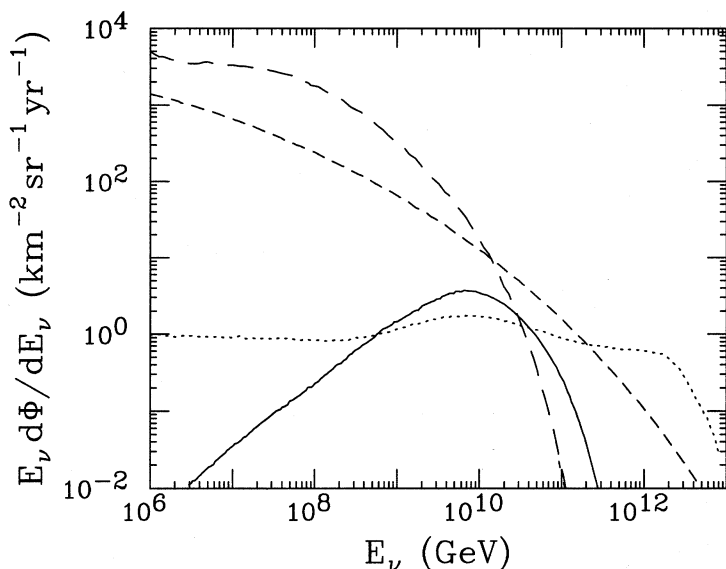


Рис. 12. Потоки мюонных нейтрино ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$): сплошная линия — от ГЗК-фотообразования (Greisen-механизм) [52], длинный штрих — от активных галактических ядер [54], короткий штрих — от топологических дефектов [59], точечная линия — от Z-вспышек [36]. В предположении о максимальном ν_μ - ν_τ смешивании эти потоки поровну распределены между мюонными и тау-нейтрино, когда последние достигают Земли [60]

Детектирование космических нейтрино СВЭ, особенно тех, энергия которых превышает 10^8 ГэВ, крайне сложно. При таких энергиях длина свободного пробега нейтрино в горной породе не превышает 2000 км водяного эквивалента, и по этой

причине Земля полностью поглощает нейтрино, идущие на детектор из-под земной поверхности (upward-going). Это экранирование очень сильно ограничивает возможности (ожидаемые потоки событий) лучших современных подземных нейтринных детекторов (AMANDA и “IceCube”), которые, будучи, в принципе, чувствительными к таким нейтрино СВЭ [61], ограничены детектирующим объемом порядка 1 км^3 . С другой стороны, атмосфера с вертикальной глубиной 1000 г/см^2 практически прозрачна для таких нейтрино. Даже для горизонтальных нейтрино, способных проходить в атмосфере большие расстояния (до 36000 г/см^2), менее одного из каждой тысячи нейтрино превращается в заряженные лептоны. Тогда как upward-going нейтрино почти полностью поглощаются Землей, нейтрино, которые “зацепляют” Землю по касательной, проходя в земной коре (под малым углом) расстояние не более длины свободного пробега, полностью не поглощаются (рис. 13). Некоторые из них превращаются в заряженные лептоны, которые, в свою очередь, способны беспрепятственно покинуть земную кору, пройдя в ней расстояние порядка 10 км . Такие заряженные лептоны появляются из Земли под малым углом

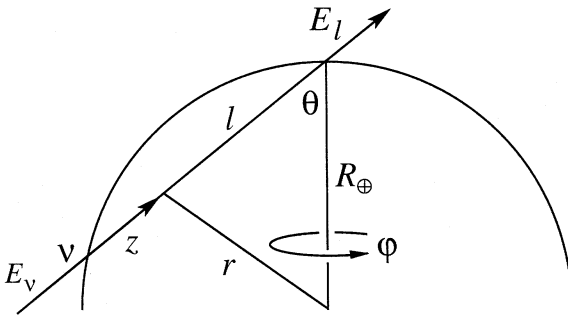


Рис. 13. Нейтрино ν проникает в Землю с энергией E_ν , проходит расстояние z и превращается в заряженный лептон (μ или τ), который покидает Землю с энергией E_ℓ [60]

(примерно 1°) к горизонту и могут быть зарегистрированы, например, наземными флуоресцирующими детекторами. В этом методе Земля выступает в качестве преобразователя частиц большого объема, а атмосфера — в качестве детектора большого объема. Измерение такого сорта событий (или их отсутствие) даст важную информацию по поводу всех отмеченных выше источников нейтрино СВЭ. Кроме того, возможно детектирование люминесценции от заряженных лептонов или, как в случае тау-лептонов, электромагнитных ливней, вызванных лептонами. Последнее особенно интересно в свете обнаруженного коллаборацией “Super-Kamiokande” почти максимального ν_μ - ν_τ смешивания [62].

Возможность в первую очередь идентифицировать электромагнитный ливень от τ -распада, ось которого уходит за горизонт, позволит более точно идентифици-

ровать свечение, вызванное потерей энергии τ -лептонов. Важное значение имеет также регистрация как трека τ -частицы, так ШАЛ от ее распада. Такие “царапающие” Землю события открывают новые перспективы для детекторов, расположенных на орбите Земли [60].

Важно отметить, что наблюдение черенковского излучения от идущих вверх ШАЛ, вызванных космологическими ν_τ с энергиями $10^{16\div 19}$ эВ, доступно только телескопам на орбите Земли. Наземные детекторы ШАЛ на базе сцинтилляторов (AGASA и AUGER) и детекторы флуоресценции (“HiRes” и “Telescope Array”) не имеют такой возможности [44].

Как известно, определение сечения нейтрино-нуклонного взаимодействия при сверхвысоких энергиях представляет большой интерес [63]. В этой связи было замечено [64], что число горизонтальных ШАЛ (HAS), обусловленных взаимодействиями нейтрино высоких энергий с атмосферой Земли, пропорционально сечению $\sigma_{\nu N}$. С другой стороны, число выходящих вверх из-под поверхности Земли (up-going) ШАЛ (UAS), вызванных заряженными лептонами, инициированными теми же нейтрино, обратно пропорционально сечению $\sigma_{\nu N}$.

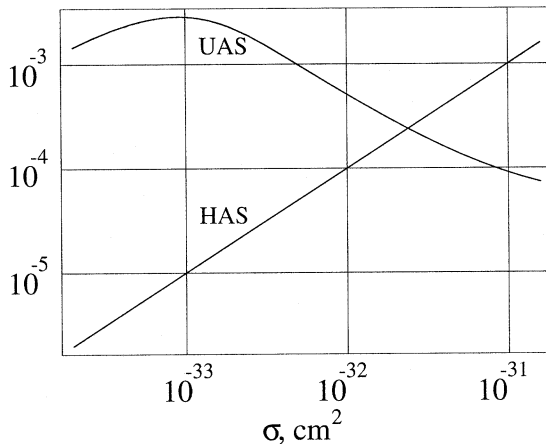


Рис. 14. Число ожидаемых событий на одно падающее нейтрино для up-going ШАЛ (UAS) и горизонтальных ШАЛ (HAS) как функция сечения нейтринного взаимодействия [64]

Таким образом, путем сравнения числа UAS с соответствующим числом HAS (рис. 14), а также измеряя угловые распределения UAS событий, детекторы космических нейтрино сверхвысоких энергий будут вполне в состоянии измерить сечения нейтрино-нуклонного рассеяния $\sigma_{\nu N}$ при недостижимых для ускорителей энергиях порядка 10^{11} ГэВ и выше [64], что представляет первостепенный интерес как для физики нейтрино, так и для определения структуры нуклонов, проверки предсказаний КХД (рис. 6) при сверхвысоких энергиях и т.п. [63].

Во Вселенной на расстояниях более 50 Мпк от Земли определенно находятся уже хорошо известные источники КЛСВЭ. Поэтому расположенный на орбите детектор должен зарегистрировать некоторый пик как раз в области $10^{19} \div 10^{20}$ ГэВ (рис. 15) именно за счет ГЗК-эффекта для частиц, первоначальная энергия которых превышает 5×10^{19} ГэВ. Надежное экспериментальное обнаружение этого ГЗК-обрезания по энергии будет являться наилучшей калибровкой данных КЛСВЭ [44]. Кроме того, как видно из рис. 15, структура энергетического спектра в обла-

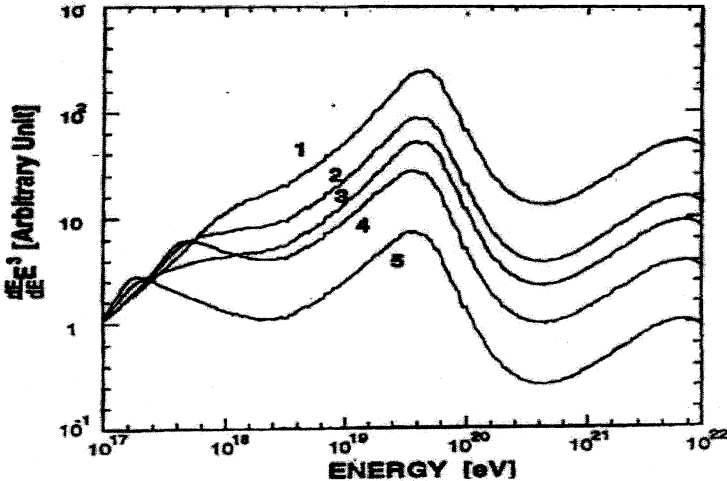


Рис. 15. Спектр космологических нуклонов в области ГЗК-предела для различных моделей космической эволюции. Кривая 1 отвечает равномерной эволюции при красном смещении $0 \leq z \leq 2$. Кривая 5 соответствует неравномерному распределению источников космических лучей вплоть до $z = 4$. Кривые 2–4 — промежуточные модели [44]

сти $10^{19} \div 10^{20}$ ГэВ в значительной мере зависит от поведения Вселенной примерно 10 миллиардов лет назад. Таким образом, исследование этой области крайне важно для определения характера эволюции Вселенной: была ли она однородной или неоднородной и каков масштаб возможных неоднородностей. Несомненным фоном для такого сорта исследований могут быть, и скорее всего, будут нейтрино экстремально высоких энергий, однако расположенные на орбите детекторы имеют уникальную возможность измерять спектры таких нейтрино по вызываемым ими ШАЛ и, следовательно, успешно выделять адроны СВЭ.

Установка для проведения наиболее значительного из планируемых наземных экспериментов, нацеленных на исследование КЛСВЭ, — Обсерватория Пьера Оже (AUGER), в настоящее время создается в Аргентине. В 2004 г., когда установка вступит в строй, ее апертура будет составлять $7000 \text{ км}^2 \cdot \text{ср}$, что позволит наблюдать до 30 событий в год с энергиями больше 10^{20} эВ (при энергии более 10^{21} эВ

ождается не более 5 событий за 5 лет наблюдений). Хотя эта установка за 4 месяца работы наберет статистику, сравнимую со всей набранной до нее, все равно 30 событий в год не достаточно, для того чтобы надежно определить форму спектра при этих энергиях. В отличие от всех предыдущих наземных экспериментов, неспособных зарегистрировать ШАЛ от нейтрино СВЭ, в эксперименте AUGER впервые (по оптимистическим оценкам) ожидается увидеть несколько нейтринных событий в год. В 2006 г. (по прошествии половины времени работы AUGER, на момент начала работы EUSO) мировые данные будут составлять примерно 100 событий с энергией более 10^{20} эВ и в лучшем случае 2 события при энергиях выше 10^{21} эВ (если наблюдаемый спектр будет продолжаться за ГЗК-пределом). Существование или отсутствие ГЗК-предела, видимо, к тому времени будет уже установлено. Однако надежная идентификация возможных источников и ответ на вопрос о происхождении КЛСВЭ, несомненно, зависит от прецизионного измерения как формы спектра, так и анизотропии направлений прихода КЛСВЭ. Здесь нужна на порядок большая статистика, ее поставщиком могут быть эксперименты на спутниках Земли. Так, в орбитальном эксперименте EUSO, площадь обзора которого будет составлять 5×10^5 км²·ср (и масса мишени — 10^{13} т атмосферы), ожидается примерно 500 событий КЛСВЭ при энергиях выше 10^{21} эВ и более 1700 событий, когда энергия больше 3×10^{19} эВ. Ожидаемый поток нейтрино СВЭ составляет в год от нескольких событий, когда их источниками считаются ГЗК-процессы, AGN, GRB-источники и т.п., до 150 событий, когда нейтрино возникают за счет механизмов top-down моделей.

Затронем также вопрос о возможном распределении источников КЛСВЭ. Несмотря на отмеченную выше изотропию направлений, с которой КЛСВЭ достигают Земли, имеются указания на некоторую незначительную кластеризацию по направлениям событий КЛСВЭ (некоторые события группируются в рамках 3° , типичного углового разрешения экспериментов). Так, среди 92 зарегистрированных событий с энергией более 4×10^{19} эВ имеются 7 двойных и 2 тройных события. При энергии выше 10^{20} эВ среди 14 событий имеется 1 двойное. Вероятность такого сорта кластеризации на базе равномерного распределения источников весьма мала [65]. Эта кластеризация позволяет вести поиск компактных источников КЛСВЭ путем статистического анализа [20, 66]. Такого сорта анизотропия представляет интерес с точки зрения поиска действительных источников КЛСВЭ и, следовательно, понимания их происхождения. К сожалению, в настоящее время число зарегистрированных событий КЛСВЭ слишком мало для получения однозначных выводов, тем не менее значительное увеличение статистики событий КЛСВЭ, ожидаемое с запуском детекторов нового поколения — как наземных, так и орбитальных, — несомненно, позволит продвинуться в решении этого вопроса.

Заключение

Для решения загадки космических лучей сверхвысоких энергий необходимы надежные, статистически обоснованные данные, тщательный анализ которых позволит выяснить состав первичных частиц, а также пролить свет на историю их происхождения. Эффективные площади (мишени) современных наземных и космических детекторов явно малы для проведения таких измерений на должном уровне. Только выход в космос, на орбиту Земли, даст возможность использовать огромный объем земной атмосферы в качестве эффективной мишени детекторов космических лучей нового поколения и набрать “решающее” число полезных событий (с учетом угловых и других корреляций). Так, например, детектор “OWL-Airwatch” [44] будет использовать большой объем земной атмосферы в качестве детектора космических лучей сверхвысоких энергий, а все скопление Девы в качестве огромной мишени, в рамках которой космологические нейтрино будут превращаться в фотоны и протоны с энергиями за ГЗК-пределом.

Заметим в этой связи глубокую аналогию с необходимостью существенного увеличения объема прецизионных детекторов неускорительной физики, направленных на регистрацию распада протона, двойного бета-распада, поиск частиц темной материи, измерение потока солнечных нейтрино в реальном времени и т.п. [50].

Трудно удержаться от замечания по поводу уникальной роли “вездесущего” нейтрино в современной физике фундаментальных взаимодействий. Как известно, легкие массивные нейтрино — это ключ ко многим нераскрытым тайнам нашей Вселенной (недостатка потока нейтрино от Солнца, эволюции звезд, взрывов сверхновых, проблеме темной материи и т.д.). Теперь к этому списку можно без тени сомнения добавить еще и загадку происхождения космических лучей экстремально высоких энергий.

Космические лучи — это источник процессов с максимальной энергией, которая может быть доступна для анализа и которая, по-видимому, недостижима на Земле в лабораторных условиях (на ускорителях). Так, максимальная уже измеренная энергия КЛСВЭ составляет примерно 10^{21} эВ (или 10^{12} ГэВ), что “всего лишь” на 3 порядка меньше GUT-энергии великого объединения. По этой причине значение исследования процессов при экстремально высоких энергиях для астрофизики, космологии, а также для физики элементарных частиц как теории наиболее фундаментальных взаимодействий трудно переоценить.

Современная астрофизика и космология вплотную подошли к границе с новой физикой — именно здесь крайне трудно обойтись без новых идей, лежащих за рамками стандартной модели. Как отмечает В.С.Березинский, не так уж много хороших вещей падает на нас с неба, однако космос постоянно и неожиданно преподносит нам новые фундаментальные открытия [12]. Исследование КЛСВЭ,

несомненно, имеет фундаментальное значение для современной науки. Результаты нового этапа прецизионных космических исследований могут в значительной мере повлиять и на общее мировоззрение человечества.

Итак, исследования КЛСВЭ следует проводить на орбите Земли, поскольку *только там* можно набрать необходимую статистику событий в области энергий 10^{20} эВ и *только* с орбиты Земли можно надежно зарегистрировать нейтрино сверхвысоких энергий и “заглянуть” в самые отдаленные уголки Вселенной.

Автор благодарит В.С.Березинского, А.З.Газизова и Л.Г.Ткачева за стимулирующие обсуждения и привлечение внимания к данной теме.

Литература

- [1] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* 118 (1983) 223; P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.*, 271 (1993) 649.
- [2] O. Catalano, *Nuovo Cim.* C24 (2001) 445.
См. также: Extreme Universe Space Observatory — EUSO, A Mission to Explore the Extremes of the Universe using the Highest Energy Cosmic Rays and Neutrinos, ESA/MSM-GU/2000.462/RDA, Dec. 2000.
- [3] Г.В. Клапдор-Клайнротхаус и А. Штаудт, *Неускорительная физика элементарных частиц*, М.: Наука–Физматлит, 1997;
Г.В. Клапдор-Клайнротхаус и К. Цюбер, *Астрофизика элементарных частиц*, М.: Издательство УФН, 2000.
- [4] D.J. Bird et al. [HiRes Collaboration], *Astrophys. J.* 424 (1994) 491.
- [5] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748;
G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4 (1966) 53.
- [6] J.P. Ralston, P. Jain, D.W. McKay and S. Panda, hep-ph/0008153.
- [7] T. Stanev, R. Engel, A. Mucke, R.J. Protheroe and J.P. Rachen, *Phys. Rev. D* 62 (2000) 093005.
- [8] V.S. Berezinsky, S.I. Grigoreva and G.T. Zatsepin, *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.* 40 (1976) 524.
- [9] L.N. Epele and E. Roulet, *JHEP* 9810 (1998) 009.
- [10] V. Berezinsky, *Yad. Fiz.* 11 (1970) 399.
- [11] R.J. Protheroe and P.A. Johnson, *Astropart. Phys.* 4 (1996) 253.
- [12] V. Berezinsky, *Puzzles in astrophysics in the past and present*, astro-ph/0107306.
- [13] M. Nagano and A.A. Watson, *Rev. Mod. Phys.* 72 (2000) 689.

- [14] A.V. Glushkov et al. *Astropart. Phys.* 4 (1995) 15.
- [15] M.A. Lawrence, R.J. Reid and A.A. Watson, *J. Phys.* G17 (1991) 733.
- [16] N. Hayashida et al., *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 1000.
- [17] V. Berezhinsky, M. Kachelriess and S. Ostapchenko, astro-ph/0109026.
- [18] M. Kachelriess and M. Plumacher, *Phys. Rev.* D62 (2000) 103006.
- [19] G. Sigl, D.N. Schramm and P. Bhattacharjee, *Astropart. Phys.* 2 (1994) 401.
J.W. Elbert and P. Sommers, *Astrophys. J.* 441 (1995) 151.
- [20] Z. Fodor and S.D. Katz, *Phys. Rev.* D63 (2001) 023002.
- [21] L. Anchordoqui, H. Goldberg, S. Reucroft and J. Swain, hep-ph/0107287.
- [22] S.I. Syrovatsky, *Comments Ap. Phys.* 3 (1969) 155; G.V. Kulikov, Yu.A. Fomin, G.B. Khristiansen, *JETP Lett.* 11 (1969) 374; V.N. Zirakashvili et al., *Astro. Lett.*, 29 (1998) 139.
- [23] V.S. Berezhinsky et al., *Astrophysical Aspects of Most Energetic Cosmic Rays*, ed. M. Nagano and F. Takahara, World Scientific (1991) 134; V. Berezhinsky, S. Grigorieva and M. Marchesini, in preparation.
- [24] T.M. Heckman, L. Armus and G.K. Miley, *Astrophys. J. Suppl.* 74 (1990) 833.
- [25] E. Ahn, G. Medina-Tanco, P.L. Biermann and T. Stanev, astro-ph/9911123.
- [26] N.I. Kochelev, *JETP Lett.* 70 (1999) 491.
- [27] R.D. Blandford, *Phys. Scripta* T85 (2000) 191.
- [28] A. Vilenkin and E.P.S. Shellard, *Cosmic Strings and other Topological Defects*, Cambridge University Press, 1994; M.B. Hindmarsh and T.W.B. Kibble, *Rep. Prog. Phys.* 58 (1995) 477.
- [29] M. Kachelriess, hep-ph/9806322.
- [30] K. Hamaguchi, Y. Nomura and T. Yanagida, *Phys. Rev.* D58 (1998) 103503.
K. Hamaguchi, Y. Nomura and T. Yanagida, *Phys. Rev.* D59 (1999) 063507.
- [31] V.A. Kuzmin and V.A. Rubakov, *Phys. Atom. Nucl.* 61 (1998) 1028 [*Yad. Fiz.* 61 (1998) 1122].
- [32] V. Berezhinsky, M. Kachelriess and A. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 4302.
- [33] K. Hagiwara and Y. Uehara, hep-ph/0106320.
- [34] O.E. Kalashev, V.A. Kuzmin and D.V. Semikoz, astro-ph/9911035.
- [35] D. Fargion, B. Mele and A. Salis, *Astrophys. J.* 517 (1999) 725.
- [36] S. Yoshida, G. Sigl and S. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 5505.
- [37] T.J. Weiler, *Phys. Rev. Lett.* 49 (1982) 234; *Astropart. Phys.* 11 (1999) 303.
- [38] V.S. Berezhinsky and A.Z. Gazizov, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 25 (1977) 276.
- [39] G. Domokos, S. Kovési-Domokos and P.T. Mikulski, hep-ph/0006328.

- [40] G. Gelmini and A. Kusenko, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1378.
- [41] P. Jain, D.W. McKay, S. Panda and J.P. Ralston, Phys. Lett. B484 (2000) 267.
- [42] R. Gandhi, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 91 (2000) 453.
- [43] V.S. Berezinsky and G.T. Zatsepin, Phys. Lett. B28 (1969) 423.
- [44] OWL-Airwatch White Paper Draft, <http://owl.uah.edu>.
- [45] V.S. Berezinskii and B.L. Ioffe, Sov. Phys. JETP 63 (1986) 920; preprint ITEP, N 127, 1985.
- [46] M.B. Voloshin and L.B. Okun, Sov. J. Nucl. Phys. 43 (1986) 495.
- [47] G.R. Farrar, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 4111.
- [48] G. Sigl, arXiv:hep-ph/0109202.
- [49] R.M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. D31 (1985) 2192.
- [50] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, hep-ph/0102319; Nucl. Phys. Proc. Suppl. 100 (2001) 350.
- [51] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748.
- [52] F.W. Stecker, Astrophys. J. 228 (1979) 919.
- [53] F.W. Stecker, C. Done, M.H. Salamon and P. Sommers, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2697.
- [54] K. Mannheim, Astropart. Phys. 3 (1995) 295.
- [55] R.J. Protheroe, astro-ph/9607165.
- [56] F. Halzen and E. Zas, Astrophys. J. 488 (1997) 669.
- [57] C.T. Hill, D.N. Schramm and T.P. Walker, Phys. Rev. D36 (1987) 1007.
- [58] P. Bhattacharjee, C.T. Hill and D.N. Schramm, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 567.
- [59] G. Sigl, S. Lee, P. Bhattacharjee and S. Yoshida, Phys. Rev. D59 (1999) 043504.
- [60] J.L. Feng, P. Fisher, F. Wilczek and T.M. Yu, hep-ph/0105067.
- [61] J. Alvarez-Muniz and F. Halzen, astro-ph/0102106; S. Barwick, talk given at RADHEP 2000, Los Angeles, November 2000, <http://www.ps.uci.edu/~amanda>.
- [62] J.G. Learned [Super-Kamiokande Collaboration], hep-ex/0007056.
- [63] V.S. Berezinsky, A.Z. Gazizov and S.I. Yanush, astro-ph/0105368.
- [64] A. Kusenko and T. Weiler, hep-ph/0106071.
- [65] Y. Uchihori, M. Nagano, M. Takeda, M. Teshima, J. Lloyd-Evans and A. A. Watson, Astropart. Phys. 13 (2000) 151.
- [66] S.L. Dubovsky, P.G. Tinyakov and I.I. Tkachev, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 1154.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября 2001 года.

Бедняков В.А.

P2-2001-226

Почему исследования космических лучей сверхвысоких энергий следует проводить на орбите Земли

Обсуждается проблема Грейсена–Защепина–Кузьмина, связанная с наблюдением космических частиц экстремально высоких энергий. Дается обзор современных теоретических подходов к возможному объяснению происхождения и природы таких частиц. Аргументируется необходимость исследования космических лучей сверхвысоких энергий с помощью детекторов, расположенных на орбите Земли. Отмечается уникальная роль космических нейтрино как частиц, способных обладать максимально возможными энергиями и вызывать широкие атмосферные ливни сверхвысоких энергий.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод автора

Bednyakov V.A.

P2-2001-226

Why an Investigation of Ultra-High Energy Cosmic Rays Should Be Performed at the Earth Orbit

The Greisen–Zatsepin–Kuzmin problem connected with an observation of cosmic particles with extremely high energies is discussed. A review of modern theoretical explanations of the origin of such particles is given. The necessity of investigation of the cosmic rays of ultra-high energy with detectors at the Earth orbit is argued. The unique possibility of cosmic neutrinos to possess as high as possible energies as well as to be sources of extended air showers of ultra-high energies is noted.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор А.Н.Шабашова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 20.11.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 3,0
Тираж 425. Заказ 52957. Цена 3 р.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области