

УДК 537.591.15

РЕГИСТРАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ РАДИОМЕТОДОМ

В. А. Царев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

ВВЕДЕНИЕ	187
КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	188
РЕГИСТРАЦИЯ КЛУВЭ РАДИОМЕТОДОМ	200
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	239
Приложение	
ПЛЕНОЧНЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ (ПАС)	240
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	244

УДК 537.591.15

РЕГИСТРАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ РАДИОМЕТОДОМ

В. А. Царев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Обзор посвящен обсуждению возможности регистрации космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ) радиометодом с помощью приемников, расположенных на спутниках и аэростатах. Формулируется суть парадокса КЛУВЭ и рассматриваются различные модели, имеющие своей целью разрешение этого парадокса. Обсуждаются механизмы генерации радиоволн широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Приводятся основные сведения о структуре и свойствах ШАЛ ультравысоких энергий и результаты расчетов радиоимпульсов от ШАЛ. Обсуждаются особенности регистрации этих импульсов спутниковыми, аэростатными и наземными детекторами и рассматриваются различные источники фоновых помех.

The overview is concerned with discussion of feasibility for detection of ultrahigh energy cosmic rays (UHECR) by radio method using satellite-borne and balloon-borne receivers. The essence of the UHECR paradox is stated, and various models aimed at its resolving are considered. The mechanisms of radio wave generation by extensive air showers (EAS) are discussed. The essentials of the EAS structure and properties as well as the results of the EAS radio pulse calculations are presented. The peculiarities of detection of these pulses by satellite-borne, balloon-borne, and ground-based receivers are discussed, and various sources of background interference are considered.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в различных странах мира проводятся исследования, имеющие своей целью создание в космосе отражателей большого размера, а также «солнечного парусного корабля» — космического аппарата, снабженного тонкопленочными «парусами» большой площади и движущегося под действием давления солнечного света. Эти работы стимулировали развитие технологии производства и развертывания в космосе тонкопленочных конструкций большой площади («пленочных астрофизических структур» — ПАС). Использование ПАС может оказаться перспективным во многих областях науки и техники. Недавно группа российских институтов (ФИАН им. П. Н. Лебедева, НИЦ им. Г. Н. Бабакина, НИИЯФ МГУ, ОИЯИ и С.-Петербургский ФТИ) представила программу астрофизических исследований, основанную на использовании ПАС [1]. Программа включает следующие направления: а) регистрация космических лучей ультравысоких энергий; б) поиск массивных заряженных частиц «темной материи»; в) измерение величин и вариаций потоков космических ядер. Кроме того, предполагается

провести измерения величины и градиента околоземного магнитного поля и мониторинг потоков микрометеоритов.

Проблемы регистрации КЛУВЭ и поиска частиц темной материи принадлежат к числу наиболее острых проблем современной физики элементарных частиц и астрофизики. Настоящий обзор посвящен первой из этих проблем. В разд. 1 формулируется суть парадоксальной ситуации, возникшей в результате экспериментального обнаружения КЛУВЭ. Затем кратко рассматриваются модели, имеющие своей целью разрешение этого парадокса либо на основе анализа ускорительных процессов в астрофизических объектах, либо с помощью введения новых частиц. Наиболее радикальные гипотезы предполагают нарушение стандартных преобразований Лоренца. В разд. 2 обсуждаются перспективы регистрации КЛУВЭ радиометодом со спутников и аэростатов. В п. 2.1 содержатся необходимые сведения о структуре и свойствах ШАЛ ультравысоких энергий. В п. 2.2 рассматриваются основные механизмы генерации радиоволн в широких атмосферных ливнях. В п. 2.3 приводятся результаты расчетов радиоимпульса от ШАЛ. В п. 2.4 рассматривается возможность определения формы каскадной кривой ШАЛ по временной зависимости радиоимпульса. Особенности регистрации этого импульса спутниковыми, аэростатными и наземными детекторами обсуждаются в п. 2.5. Проблеме фонов посвящен п. 2.6. Обсуждение технических аспектов не входит в задачу данного обзора, однако, для полноты изложения, в приложении приводятся несколько примеров, иллюстрирующих характер и масштаб задач, связанных с созданием и использованием ПАС.

1. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1. За последние 40 лет на крупнейших установках по регистрации космических лучей (КЛ) были зарегистрированы несколько десятков событий, свидетельствующих о присутствии в потоке КЛ частиц с макроскопическими энергиями (выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ ≈ 8 Дж) — так называемых космических лучей ультравысоких энергий. Обнаружение таких частиц поставило ряд принципиальных вопросов относительно их источников, механизмов рождения и распространения, которые до сих пор не получили решения. Возможно, КЛУВЭ являются сигналом какой-то новой физики или астрофизики. Детальное обсуждение современной ситуации с КЛУВЭ можно найти в недавних обзорах [2–6, а]. Здесь мы ограничимся лишь кратким рассмотрением некоторых аспектов этой проблемы.

Суть парадокса КЛУВЭ в краткой форме можно сформулировать так: обнаружены частицы, которые не должны были бы существовать. Более пространно это может быть выражено в виде следующих утверждений.

а) Обрезание спектра КЛ за счет эффекта Грейзена–Зацепина–Кузьмина

(ГЗК) [7, 8] означает, что если КЛУВЭ, наблюдаемые на Земле, связаны с известными стабильными частицами КЛ (протонами и ядрами), то эти частицы должны быть рождены относительно недалеко от Земли — в пределах нескольких десятков Мпк (1 пк = 3,26 св. лет = $3,08 \cdot 10^{13}$ км). б) При ультравысоких энергиях эффекты отклонения в галактических и межгалактических магнитных полях невелики. Поэтому направления прихода таких частиц должны указывать на их источники (в пределах нескольких градусов). в) Однако астрофизических объектов, которые, согласно существующим представлениям об источниках, могли бы давать КЛУВЭ, в указанных направлениях не наблюдается.

Напомним происхождение обрезания ГЗК. Частицы КЛ на своем пути от источника до наблюдателя испытывают взаимодействие с космическим микроволновым фоновым излучением (КМФ). Если первичная частица является протоном, то основные потери энергии происходят за счет реакции фоторождения пионов $p + \gamma \rightarrow \pi + N$, порог которой (в лабораторной системе, где энергия фотона КМФ равна ε) составляет

$$E_{\text{th}}^p = m_\pi m_p / 2\varepsilon \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ эВ} / (\varepsilon / \text{эВ}).$$

Энергии реликтовых фотонов распределены в соответствии с законом Планка с температурой $T \approx 2,7$ К ($kT \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$ эВ). Для энергичного фотона с $\varepsilon = 10^{-3}$ эВ $E_{\text{th}}^p \approx 7 \cdot 10^{19}$ эВ, что и определяет масштаб энергии ГЗК-обрезания. Для ядер порог определяется возбуждением гигантского резонанса с массой M_A^* . Энергия возбуждения этого резонанса в лабораторной системе составляет $E_\gamma^* \approx M_A^* - M_A \approx 20-30$ МэВ, поэтому

$$E_{\text{th}}^A \approx E_\gamma^* M_A / 2\varepsilon \approx E_\gamma^* A m_p / 2\varepsilon \approx E_{\text{th}}^p [(E_\gamma^* / m_\pi) A].$$

Если принять для плотности числа реликтовых фотонов и сечения фоторождения соответственно значения $\rho = 400 \text{ см}^{-3}$ и $\sigma = 135 \text{ мкб}$, получим длину взаимодействия для фоторождения пионов $L = (\sigma\rho)^{-1} \approx 1,8 \cdot 10^{25} \text{ см} \approx 6 \text{ Мпк}$. Потери энергии для протонов различных начальных энергий в зависимости от пройденного расстояния показаны на рис. 1 [9]. Видно, что для расстояний больше 100 Мпк энергия частиц не должна превосходить 10^{20} эВ

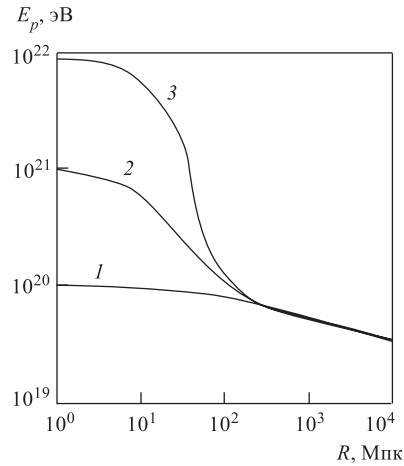


Рис. 1. Энергия протона E_p в зависимости от расстояния R , проходимого им в фоновом космическом излучении, при различных значениях начальной энергии [9]: 1 — 10^{20} эВ; 2 — 10^{21} эВ; 3 — 10^{22} эВ

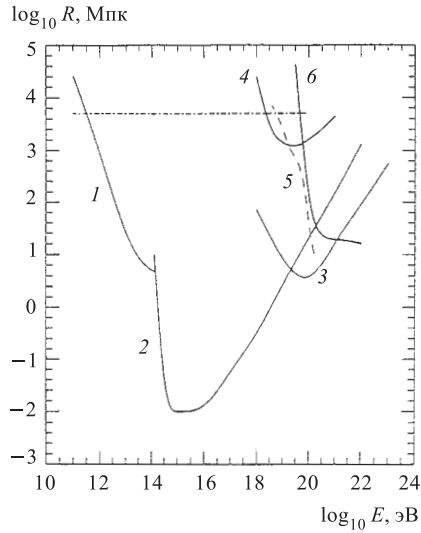


Рис. 2. Длина поглощения для фотонов, протонов и ядер железа при разных значениях радиационного фона как функция энергии. Штрихпунктирная линия — абсолютная верхняя граница расстояния, которое частица может пройти независимо от начальной энергии [9]. 1 — фотон + ИК; 2 — фотон + КМФ; 3 — фотон + радиоизлучение; 4 — протон, рождение пар; 5 — ядро железа; 6 — протон, фоторождение пионов

независимо от начальной энергии. Что касается ядер, то они испытывают фоторасщепления на КМФ- и ИК-излучении, теряя в среднем 3–4 нуклона на 1 Мпк при $E > 2 \cdot 10^{19}$ эВ. Длина поглощения L для ядер железа различных энергий показана на рис. 2 [9]. Там же приведены значения L для фотонов высоких энергий, рождающих электрон-позитронные пары и каскады на различных электромагнитных фонах во Вселенной. Как видно, в области $3 \cdot 10^{12} - 10^{22}$ эВ Вселенная непрозрачна для фотонов на космологических масштабах [2–6]. На рис. 3 приведены данные, полученные коллаборацией AGASA [10], в сравнении с теоретическими оценками. Обрезание ГЗК, показанное пунктиром, — это ожидаемый спектр в предположении космологи-

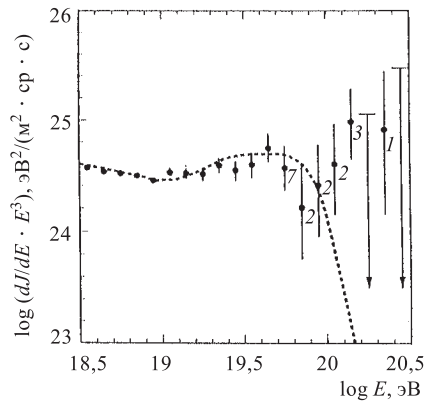


Рис. 3. Спектр КЛ в области наибольших энергий, измеренный на установке AGASA [10]. Цифры около экспериментальных точек указывают число событий в соответствующем энергетическом интервале. Штриховая линия — ожидаемый спектр в предположении космологически однородного распределения источников

чески однородного распределения источников. Видно, что в стандартном предположении об однородности источников (и если исключить экзотику в распространении и взаимодействии КЛ) имеет место явное нарушение обрезания ГКЗ. Заметим, однако, что в самое последнее время появилось сообщение [9, а] о данных, полученных коллаборацией «HiRes», которые, видимо, можно согласовать с наличием ГКЗ-обрезания. Поэтому вопрос о наличии этого обрезания требует дальнейшего экспериментального изучения. Вообще, следует подчеркнуть, что определение энергии первичной частицы из наблюдений ШАЛ является весьма сложной задачей и подвержено влиянию многих факторов, которые не всегда удается корректно учесть (например, прозрачность атмосферы при регистрации флуоресцентного света; возможность детектирования лишь малой части ливневых частиц счетчиками, разнесенными на большие расстояния; зависимость от модельных расчетов и т. п.).

2. Одним из важных аспектов изучения КЛУВЭ является определение положения их источников на небесной сфере с помощью реконструкции направления прихода КЛ. При этом существенно используется предположение о малости отклонения КЛУВЭ в галактических и межгалактических магнитных полях. В настоящее время приняты следующие оценки для величины магнитного поля: галактическое поле составляет несколько мкГс в области галактического диска и быстро спадает при удалении от диска; внегалактическое поле (верхний предел) — порядка 1 нГс; длина когерентности — порядка 1 Мпк. С помощью этих значений можно оценить характерные отклонения частиц КЛ при движении от источников. Радиус кривизны траектории R частицы с энергией E и зарядом Ze в магнитном поле напряженности B равен

$$R \approx (1/Z)(E/10^{18} \text{ эВ})(B/\text{мкГс})^{-1} \text{ кпк.}$$

Отсюда видно, что для протона с энергией 10^{20} эВ при $B = 1$ мкГс радиус кривизны составляет $R \approx 100$ кпк, т. е. существенно превосходит радиус Галактики ($R_{\text{гал}} \approx 15$ кпк). Отклонение такого протона на расстояниях порядка толщины галактического диска (≈ 400 пк) составляет $\sim 0,1^\circ$. При движении протона с энергией 10^{20} эВ во внегалактических магнитных полях с характерной длиной когерентности 1 Мпк он отклонится приблизительно на 2° на расстоянии 30 Мпк. Такова же типичная точность определения углов прихода ШАЛ на установках, регистрирующих КЛУВЭ. Таким образом, для энергий $\approx 10^{20}$ эВ и расстояний в десятки Мпк можно говорить об «астрономии КЛУВЭ». Как показывают приведенные выше оценки для L , по крайней мере, половина протонов с такими энергиями должны приходить с расстояний $R \leq 20$ Мпк. В пределах этих расстояний имеются весьма мощные астрофизические объекты типа Cen A, M87 и др.

Приведенные соображения стимулируют поиски возможных корреляций направления прихода КЛУВЭ с крупномасштабными структурами в распре-

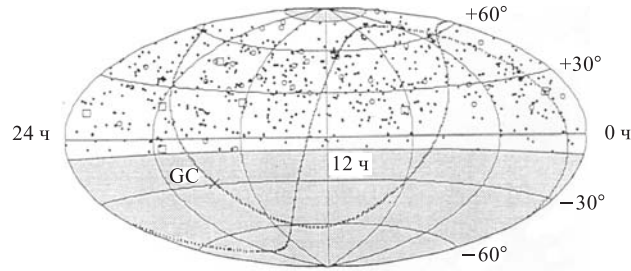


Рис. 4. Направления прихода КЛ с энергиями выше 10^{19} эВ, зарегистрированные на установке AGASA [11]. Тонкие пунктирные линии показывают галактическую и супергалактическую плоскости; GC — галактический центр; заштрихованная область недоступна для регистрации детектором

деления астрофизической материи и с различными локальными источниками КЛ.

Коллаборация AGASA провела анализ распределения направлений прихода наиболее энергичных КЛУВЭ [11]. На основе данных для 581 события

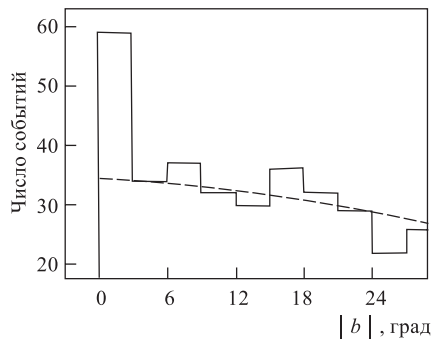


Рис. 5. Распределение ливней, зарегистрированных якутской установкой, в зависимости от углового расстояния от галактической плоскости (гистограмма). Штриховая линия — ожидаемое распределение ливней в случае изотропного распределения источников

с $E > 10^{19}$ эВ, 47 событий с $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ, 7 событий с $E > 10^{20}$ эВ (рис. 4) не найдено достоверного отклонения от изотропии. Вместе с тем при более низких энергиях той же коллаборацией найден незначительный избыток в направлении галактического центра [12], а на установках «Fly's Eye» [13] и в Якутске [14] — указание на некоторую корреляцию с галактической плоскостью. В качестве примера на рис. 5 приведено распределение ШАЛ с энергиями в интервале $(0,8-4) \cdot 10^{19}$ эВ, зарегистрированных на якутской установке, в зависимости от углового расстояния b до галактической плоскости. Найденный авторами избыток при $b \leq 3^\circ$ составляет $4,2\sigma$ [14].

Среди событий КЛУВЭ были обнаружены также парные и тройные корреляции, которые могли бы указывать на существование небольшого числа ближних источников. Так, среди 47 со-

бытий с энергией выше $4 \cdot 10^{19}$ эВ, опубликованных коллаборацией AGASA, девять содержатся в трех дублетах и одном триплете с расхождением в углах меньше углового разрешения детектора $2,5^\circ$ [15]. Вероятность случайного совпадения для одного триплета составляет $P = 5\%$. Среди 7 событий с $E > 10^{20}$ эВ три попадают в дублеты. Совокупность мировых данных, содержащая 92 события с $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ, указывает на существование 6 дублетов и двух триплетов с $P < 1\%$ [16]. Авторы работы [17] на основе анализа угловых корреляций данных AGASA ($E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ) и Якутска ($E > 2,4 \cdot 10^{19}$ эВ), пришли к выводу, что объяснение кластеризации за счет случайного совпадения еще менее вероятно.

Попытка отождествления различных компактных астрофизических объектов с источниками КЛУВЭ была предпринята в недавних работах [17, 18]. В [18] был проведен анализ направлений прихода 48 ШАЛ с $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ (коллаборация AGASA), 12 событий с $E > 4 \cdot 10^{19}$ эВ (якутская установка), 2 событий с $E > 10^{20}$ эВ (установка «Naverah Park») и 1 события с $E > 3,2 \cdot 10^{20}$ эВ (установка «Fly's Eye»). В поле тройной ошибки вокруг направлений прихода ШАЛ ($3\Delta\alpha, 3\Delta\delta$) $\leq 9^\circ$ искались активные галактические ядра (АГЯ), радиогалактики и рентгеновские пульсары. Найдена корреляция с сейфертовскими галактиками при $R < 40$ Мпк (вероятность случайного попадания в область поиска оценивается как $P < (1,4-1,7) \cdot 10^{-3}$), а также с лацертидами. Указание на корреляцию девяти событий КЛУВЭ с $E > 2,5 \cdot 10^{19}$ эВ с лацертидами найдено также в работе [17]. Подчеркнем, что в случае лацертидов найденные кандидаты расположены на расстояниях более 500 Мпк, что во много раз превышает радиус ГЗК-обрезания. Что касается сейфертовских галактик, характеризующихся «умеренной» светимостью, то до недавнего времени они не рассматривались как вероятные кандидаты на роль источников КЛУВЭ. Мы вернемся к этому вопросу несколько позже.

Резюмируя приведенные результаты, можно сказать, что существующие в настоящее время данные не позволяют сделать однозначного вывода относительно наличия или отсутствия анизотропии в направлениях прихода КЛУВЭ (в особенности при наибольших энергиях) и о возможном отождествлении КЛУВЭ с определенными астрофизическими объектами.

Имеющиеся данные не дают также определенного ответа о природе первичных частиц ультравысоких энергий. Если ограничиться известными частицами, то предпочтительной является их адронная природа [2]. Для нейтрино взаимодействия должны происходить однородно по атмосфере. Это не согласуется с существующими данными. Электроны и позитроны не могут быть первичными частицами КЛ сверхвысоких энергий вследствие катастрофических потерь энергии на тормозное излучение и обратный комптон-эффект. Возможными кандидатами могли бы быть гамма-кванты, однако в рассматриваемой области энергий они имеют слишком малую длину поглощения; кроме

того, в эксперименте не обнаружено каких-либо указаний на электромагнитную природу ливней от КЛУВЭ.

3. Для объяснения природы КЛУВЭ было предложено большое число моделей. Кратко рассмотрим некоторые наиболее популярные из них.

а) Модификации традиционных моделей ускорения в астрофизических объектах. Само по себе ускорение (без учета потерь) до энергий $10^{19} - 10^{21}$ эВ в астрофизических объектах представляется возможным, хотя и требует весьма экстремальных условий в источниках.

Применительно к астрофизическим объектам принято различать два типа ускорительных механизмов: прямое ускорение в сильных электрических полях (что имеет место в окрестности компактных объектов типа сильно намагниченных нейтронных звезд или черных дыр) и стохастическое ускорение в ударных волнах в облаках намагниченной плазмы (например, в остатках сверхновых или «горячих пятнах» радиогалактик).

Разность потенциалов электрического поля вращающегося магнитного пульсара можно оценить как $\Delta\Phi \approx (BR^2/\Delta T)$. При $B = 10^9$ Тл, $\Delta T = 10^{-3}$ с, $R = 10^4$ м это дает для максимальной энергии ускоренных частиц $E = e\Delta\Phi = 10^{20}$ эВ. Ударные волны в струях АГЯ имеют типично $B = 5$ Гс, $R = 10^{-2}$ пк и могут, в принципе, приводить к максимальной энергии порядка $10^{19} - 10^{20}$ эВ. Наконец, возможность очень сильного ускорения частиц в активных ядрах галактик была указана в [19]. Вблизи сверхмассивной черной дыры при условии вакуумного приближения заряженные частицы могут ускоряться электрическим полем до энергий $E \approx Z \cdot 10^{27}$ эВ.

Основная проблема с генерацией частиц ультравысоких энергий в астрофизических объектах связана не столько с самим ускорением, сколько с неизбежными потерями энергии в источнике или в его окрестности. Так, высокая плотность излучения в окрестности пульсара приводит к рождению электрон-позитронных пар за счет конверсии в интенсивных магнитных полях, что, в свою очередь, приводит к уменьшению разности потенциалов и соответственно максимальной энергии до величин порядка 10^{13} эВ. В компактных объектах потери на синхротронное излучение становятся очень существенными даже для протонов. Сильные радиационные поля в центральных областях АГЯ взаимодействуют с ускоренными протонами, приводя к рождению пионов и электрон-позитронных пар. В результате максимальная энергия снижается до $10^{13} - 10^{16}$ эВ. Только в модели [19], где возможно ускорение до гигантских энергий, несмотря на потери на изгибное излучение, результирующая энергия может достигать величины $\approx 10^{21}$ эВ, достаточной для объяснения наблюдаемых событий КЛУВЭ. Частицы инжектируются вдоль оси вращения черной дыры. Если магнитосфера черной дыры такова, что магнитные силовые линии вблизи полюсов не искривляются, то в потоке КЛ будут присутствовать частицы с энергией $\approx Z \cdot 10^{27}$ эВ. Однако подобные сверхмощные «ускорители» не найдены

в пределах расстояний $R < R_{ГЗК} \approx 50\text{--}100$ Мпк в направлениях прихода КЛУВЭ.

Поэтому в недавних работах [20, 21] исследуются условия, при которых более «умеренные» источники (существующие в ближней окрестности $R < R_{ГЗК}$) могли бы давать КЛУВЭ. Среди подобных потенциальных источников привлекательными кандидатами являются миллисекундные пульсары, которые могут возникать в результате индуцированного аккрецией коллапса в системе белый карлик–аккреционный диск и обладают очень сильными магнитными полями $B = 10^{12}\text{--}10^{15}$ Гс и периодами вращения 1–60 мс. В [21] предполагается, что протоны, ответственные за КЛУВЭ, ускоряются в областях магнитного пересоединения вне магнитосферы пульсаров за счет однократного ускорения индуцированными электрическими полями до энергий порядка 10^{20} эВ. При этом магнитное поле выше поверхности Альфвена (на которой скорость потока, истекающего из системы диск–звезда, достигает величины скорости Альфвена) должно иметь преимущественно тороидальный характер для того, чтобы частицы могли покинуть зону ускорения без существенных потерь на синхротронное излучение. Найдено, что наблюдаемый поток КЛУВЭ может быть объяснен интегральным вкладом от всех подобных пульсаров локального распределения галактик в пределах расстояний $R < R_{ГЗК} \approx 50$ Мпк.

В [20] в качестве кандидатов рассматриваются сейфертовские галактики с умеренной светимостью. Предполагается, что ускорение происходит в ударных волнах релятивистских струй, затухающих в плотном звездном ядре на расстоянии 1–3 пк от центра. Максимальная энергия и химический состав ускоренных частиц зависят от величины магнитного поля в струе. Самую большую энергию ($E \approx 10^{21}$ эВ) приобретают ядра железа, если величина поля в струе имеет значение порядка 15 Гс. Область 10–100 пк вокруг ядра окружена геометрически и оптически толстым пылевым тором, излучающим ИК-фотоны. Взаимодействие с ИК-фотонами не влияет на выход ускоренных частиц из источника, если светимость галактики $L < 10^{46}$ эрг/с и угол между нормалью к галактической плоскости и лучом зрения достаточно мал. Частицы не теряют энергию на изгибное излучение, если их отклонение от оси струи не превышает 0,03–0,04 пк на расстоянии от центра $R_0 = 40\text{--}50$ пк. Синхротронные потери малы, так как магнитное поле, замороженное в галактический ветер при $R < R_0$, направлено (как и в струе) преимущественно по направлению движения.

Среди возможных кандидатов обсуждаются также лацертиды [17, 19, 20] — подкласс блазаров (т. е. АГЯ, имеющих струи, направленные вдоль линии наблюдения), которые характеризуются отсутствием эмиссионных линий в спектре. Это может указывать на малую плотность окружающего вещества и излучения и, следовательно, на благоприятные условия для ускорения и малых потерь. Подчеркнем, однако, что лацертиды, для которых найдена кор-

реляция с событиями КЛУВЭ [17, 18], удалены от нас на расстояния больше 500 Мпк, т. е. много больше, чем радиус ГЗК-обрезания. Поэтому допущение о том, что они являются источниками КЛУВЭ, по-видимому, эквивалентно предположению о проявлении новой физики.

б) Новые частицы. Трудности традиционного сценария можно обойти, если предположить существование новых частиц со специальными свойствами. Приведем несколько примеров моделей этого типа.

1. Обрезание ГЗК может быть смещено к большим энергиям, если в потоке КЛ присутствуют адроны с массой большей, чем масса протона. Причина чисто кинематическая (см. формулу для порога; ядра не могут привести к подобному сдвигу из-за низкого порога их дезинтеграции). Возможность существования тяжелых адронов — связанных состояний глюино с кварками и глюонами («R-адронов») — обсуждается в [22].

2. Другая интересная возможность для объяснения КЛУВЭ — это магнитные монополи [23]. Приведенные выше значения космических магнитных полей и длины когерентности дают следующие оценки для энергии, приобретаемой монополями: $E \approx gB\xi \approx 10^{20} - 10^{23}$ эВ. Здесь $g = e/2\alpha$ — магнитный заряд согласно условию квантования Дирака и ξ — длина когерентности. Монополи слабо рассеиваются на микроволновом фоновом излучении ($\sigma \approx 8\pi\alpha^2/3M^2 \approx 2 \cdot 10^{-43} (M/10^{10} \text{ ГэВ})^{-2} \text{ см}^2$ — масса монополя) и могут проходить расстояния $R \gg R_{\text{ГЗК}}$. Оценки для потока монополей также не противоречат данным по КЛУВЭ [4].

3. Широко обсуждаются различные варианты сценария, предполагающего существование очень массивных нестабильных или метастабильных частиц (которые могут составлять часть «темной материи»), распады которых приводят к КЛУВЭ [24, 25]. Эти частицы могут быть либо метастабильными реликтами ранней Вселенной с временами жизни порядка возраста Вселенной, либо они могут возникать из топологических дефектов, рожденных в ранней Вселенной в процессе фазовых переходов, предсказываемых теорией великого объединения. Эти частицы могут быть распределены в гало Галактики, что позволяет объяснить как малые энергетические потери, так и наблюдаемую изотропию направлений прихода КЛУВЭ. В подобных сценариях измерение спектра КЛУВЭ дает возможность «заглянуть» в эпоху ранней Вселенной и определить массы образовавшихся в это время реликтовых частиц.

4. Указания на некоторую кластеризацию событий КЛУВЭ и возможное отождествление источников с удаленными астрофизическими объектами рассматриваются рядом авторов как свидетельство в пользу нейтрино как источника событий КЛУВЭ. Проблема в этом случае состоит в том, что стандартные нейтринные сечения при ультравысоких энергиях примерно на 5–6 порядков ниже электромагнитных и адронных. Это приводит к предсказаниям очень малого потока ШАЛ ультравысоких энергий и зарождению

их глубоко в атмосфере (что противоречит наблюдениям). Было предложено несколько вариантов выхода из трудности с малым сечением. В одном из них [4, 26, 27] предполагается, что первичные экстрагалактические космические нейтрино (способные проходить расстояния $R > R_{\text{ГЗК}}$) аннигилируют, встречая на своем пути внутри ГЗК-зоны ($R < R_{\text{ГЗК}}$) нейтрино космического нейтринного фона. При этом в результате распада рожденных Z , W^+W^- и ZZ образуется «локальный» поток нуклонов и фотонов с энергиями выше обрезания ГЗК. Так, например, распад Z -бозона в среднем дает примерно одну барион-антибарионную пару, 17 заряженных пионов и 10 нейтральных пионов. Эти 10 нейтральных пионов распадаются, образуя 20 высокоэнергичных фотонов. При массе нейтрино (мишени) порядка 0,1–2 эВ энергия, соответствующая резонансному рождению Z -бозона, составляет $E_\nu^R = M_Z^2/2m_\nu = 4 (\text{эВ}/m_\nu) \cdot 10^{21} \text{ эВ}$. Эта величина достаточна для рождения фотонов и нуклонов с энергиями, превосходящими $E_{\text{ГЗК}}$. Средняя энергия каждого из двух барионов и 20 фотонов, рожденных при распаде Z , оценивается как

$$\langle E_p \rangle \approx E_R/30 \approx 1,3 (\text{эВ}/m_\nu) \cdot 10^{20} \text{ эВ}; \quad \langle E_\gamma \rangle \approx E_R/60.$$

Другая возможность связана с предположением, что при высоких энергиях нейтринное сечение становится большим. Рассматривается следующая картина. Первичные протоны с $E > E_{\text{ГЗК}}$ рожают на реликтовых фотонах пионы. Последние распадаются, давая поток космогенных нейтрино. Если предположить, что при энергиях $E \approx 10^{20} \text{ эВ}$ нейтринное сечение имеет величину порядка 1 мб, то можно объяснить как отсутствие «проникающих» событий, так и наблюдаемый поток КЛУВЭ (см. [4]). Возможность того, что все частицы, в том числе и нейтрино, при высоких энергиях могут взаимодействовать сильно, обсуждается уже давно [28]. В недавних работах (см. обсуждение и ссылки в [3, 4]) среди возможных причин роста нейтринного сечения указываются составная природа лептонов и наличие дополнительных размерностей пространства-времени. В последнем случае возникает возможность того, что гравитация распространяется в пространстве дополнительных размерностей и становится сильной не на планковском масштабе $M_{\text{Пл}} \approx 10^{28} \text{ эВ}$, а на масштабе M_{4+n} порядка ТэВ. Тогда при энергиях $E \approx 10^{20} \text{ эВ}$ нейтринное сечение [29]

$$\sigma_\nu \sim 10^{-27} (M_{4+n}/\text{ТэВ})^{-4} (E/10^{20} \text{ эВ}) \text{ см}^2$$

может быть совместимо с данными по ШАЛ ультравысоких энергий.

Как замечено в [30], сильная гравитация на шкале порядка ТэВ могла бы проявляться в образовании микроскопических черных дыр (ЧД) при взаимодействии космических лучей ультравысоких энергий с ядрами атомов воздуха в том случае, если энергия столкновения в с. ц. м. $W \approx [2 \cdot 10^9 (E/\text{эВ})]^{1/2} \text{ эВ}$

превосходит фундаментальный масштаб гравитации M^* . В стандартных моделях с 4-мерным пространством-временем фундаментальным является планковский масштаб

$$M_{\text{Пл}} \sim (hc/2\pi G_N)^{1/2} \sim 10^{19} \text{ ГэВ},$$

который, очевидно, недостижим в экспериментах на ускорителях и в КЛ. Связь гравитона с частицами очень мала, типично порядка $(E/M_{\text{Пл}})$, где E — характерный масштаб энергий для данной задачи. Поэтому естественно, что в физике частиц обычно пренебрегают гравитацией. Однако к настоящему времени стандартный закон обратно-квадратичной зависимости гравитационного притяжения от расстояния проверен экспериментально лишь до расстояний порядка 0,3 мм, которые соответствуют энергетическому масштабу всего лишь 10^{-12} ГэВ. Поэтому на меньших расстояниях не существует ограничений, препятствующих рассмотрению отклонений от стандартной гравитации. Подобные отклонения, в частности, могли бы быть связаны с дополнительными размерностями пространства-времени. Если гравитация распространяется в пространстве с дополнительными n размерностями с радиусом R , то из размерностных соображений

$$G_N \sim (M_{\text{Пл}})^{-2} \sim (M^*)^{-n-2} R^{-n},$$

где G_N — гравитационная постоянная и M^* — истинный масштаб гравитации. (Заметим, что при $M^* \geq 1$ ТэВ и $n \geq 2$, $R \leq 1$ мм, т. е. существующие экспериментальные ограничения допускают для истинного масштаба гравитации значения в тэвновой области.) Если в схеме с унификацией сил при экстраполяции от низких к высоким энергиям используется 4-мерная модель, то гравитация становится столь же сильной, как другие взаимодействия, на планковском масштабе. Если же при энергиях $E \geq 1/R$ гравитационное взаимодействие меняется в соответствии со сценарием дополнительных размерностей, то унификация сил происходит при меньших энергиях $\sim M^*$.

Ожидается, что образование ЧД должно происходить в столкновениях частиц при прицельных параметрах $b \leq R_{\text{Ш}}$, где $R_{\text{Ш}}$ — шварцшильдовский радиус в $4+n$ измерениях для ЧД с массой, равной энергии сталкивающихся частиц в с. ц. м. $(s)^{1/2}$:

$$R_{\text{Ш}}(M_{\text{ЧД}}) \sim (M^*)^{-1} (M_{\text{ЧД}}/M^*)^{1/(n+1)}.$$

Соответствующее (геометрическое) сечение образования ЧД

$$\sigma_{\text{ЧД}} \approx \pi R_{\text{Ш}}^2$$

растет с энергией как $s^{1/(n+1)}$, т. е. быстрее, чем любое сечение в стандартной модели. Поэтому при $s \gg M_{\text{ЧД}}$ рождение ЧД будет преобладающим

процессом. При этом ЧД проявляется как промежуточное состояние, которое распадается за время порядка

$$\tau \sim (M^*)^{-1} (M_{\text{ЧД}}/M^*)^{(3+n)/(n+1)}.$$

При $M^* \geq 1$ ТэВ и $M_{\text{ЧД}} \leq 10$ ТэВ находим $\tau < 10^{-25}$ с, т. е. распад происходит почти мгновенно. В процессе распада будут испускаться обычные частицы во все возможные каналы. Предсказываются характерные особенности распада, такие как большая множественность, большая поперечная энергия и др. В общем случае, при отличном от нуля прицельном параметре столкновения b , ЧД образуются с большим угловым моментом (керровские ЧД): $J \sim bM_{\text{ЧД}}/2$.

Таким образом, наблюдения КЛУВЭ открывают уникальную возможность исследования явлений рождения и испарения черных дыр и проверки существования гравитации с тэвным масштабом и дополнительных размерностей.

в) Модификация преобразований Лоренца. Еще одно радикальное предположение для объяснения отсутствия ГЗК-обрезания связано с возможностью нарушения лоренцевской инвариантности или общей теории относительности выше некоторого высокого энергетического масштаба [31–34]. Мы ограничимся здесь обсуждением только простейшего варианта, рассмотренного в работе [31]. Напомним, что при вычислении порога для неупругого взаимодействия протонов с КМФ-излучением необходимо сделать преобразования Лоренца для энергии-импульса реликтового фотона с величиной лоренц-фактора $\gamma = \gamma_p = E/M_p \approx 10^{11}$, намного превышающей значения γ в любых других экспериментах. В [31] предполагается, что при столь больших γ преобразования Лоренца должны быть модифицированы. Такая модификация означает проявление новых геометрических свойств пространства-времени. Она может быть сделана, например, с помощью замены псевдоевклидова пространства-времени на плоское пространство Финслера, в котором, вместо стандартного выражения для элемента длины $ds_0 = (c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2)^{1/2}$, имеем $ds = F ds_0$. (Здесь F — некоторая однородная функция нулевой степени от дифференциалов координат и времени.) Введение такой метрики означает, что пространство-время становится, вообще говоря, анизотропным, принцип относительности может быть нарушен, и возможно появление выделенных систем отсчета (см. [32]). В моделях [31, 32] принцип относительности соблюдается, а в [31], кроме того, сохраняется изотропия трехмерного пространства. В последнем случае стандартное соотношение специальной теории относительности $(E^2 - p^2 c^2) = m^2 c^4$ заменяется на $(E^2 - p^2 c^2) f = m^2 c^4$, где f — однородная функция нулевой степени от компонент энергии-импульса, связанная с метрической функцией F . При преобразовании энергии k_0 реликтового фотона в систему покоя налетающего протона (имеющего в лабо-

раторной системе координат лоренц-фактор γ) получим

$$k = k_0 \gamma^2 D(\gamma),$$

где $D = [f(\gamma)]^{1,2}$. Очевидно, что модификация стандартных преобразований Лоренца фактически сводится к замене лоренц-фактора γ на комбинацию $\gamma D(\gamma)$, т. е. к некоторой деформации шкалы энергий при очень больших значениях лоренц-фактора. Начало этой деформации определяется параметром α в разложении $D(\gamma) = 1 - \alpha \gamma^4 + \dots$. Исходя из предположения о нарушении стандартных преобразований Лоренца при $E \approx 10^{20}$ эВ, т. е. при $\gamma = 10^{11}$, получаем оценку $\alpha \approx 10^{-44}$. Как замечено в [31], данное значение, возможно, обусловлено гравитационными эффектами или флуктуациями в теории стохастического пространства.

Завершая этот раздел, мы хотели бы заметить, что приведенное выше обсуждение проблемы КЛУВЭ ни в коей мере не претендует на полноту и обстоятельность. (Более детальное обсуждение можно найти в недавних обзорах [2–6].) Нашей целью было лишь напомнить, сколь интересной, богатой и фундаментальной является физика (и астрофизика), связанная с КЛУВЭ.

2. РЕГИСТРАЦИЯ КЛУВЭ РАДИОМЕТОДОМ

За 40 лет, прошедших с момента регистрации первого события КЛУВЭ (1962, детектор Volcano Ranch, США), на пяти крупнейших существующих детекторах КЛ удалось зарегистрировать лишь около двух десятков событий с $E \geq 10^{20}$ эВ и менее сотни событий с $E \geq 5 \cdot 10^{19}$ эВ. Эти данные позволили только выявить существование проблемы. Для детального изучения КЛУВЭ и проверки моделей, предложенных для их объяснения, необходимо увеличить статистику наблюдений и продвинуться к еще большим энергиям. Однако поток КЛУВЭ чрезвычайно мал:

$$J(E > E_0) \approx (E_0/10^{19} \text{ эВ})^{-2} (\text{км}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{год})^{-1},$$

т. е. при $E_0 \geq 10^{20}$ эВ он составляет примерно 1 частицу на 1 км^2 в столетие (рис. 6). Поэтому для статистически значимого набора событий (необходимого для восстановления формы спектра, локализации положения источников, изучения возможной анизотропии в направлениях прихода) за разумное время требуются детекторы с огромной апертурой порядка $S\Omega = 10^4 \text{ км}^2 \cdot \text{ср}$, что позволило бы обеспечить регистрацию около 100 событий за год при $E > 10^{20}$ эВ.

Напомним, что при энергиях выше 10^{16} эВ, когда поток КЛ становится меньше, чем 1 частица на 1 м^2 в год, для изучения КЛ используются детекторы, которые регистрируют не первичное космическое излучение, а вто-

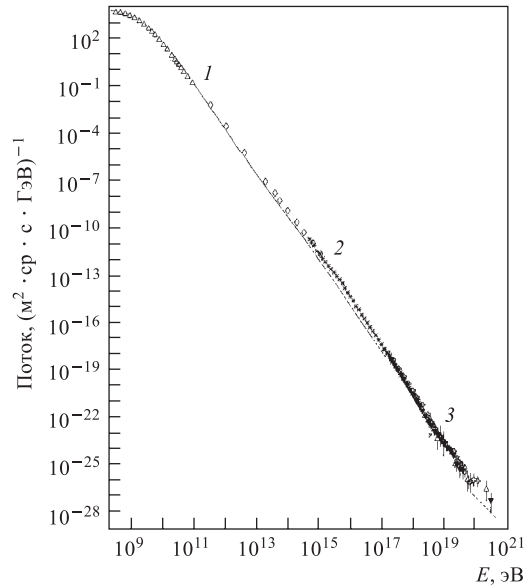


Рис. 6. Суммарный спектр КЛ: 1 — 1 частица на 1 м^2 в секунду; 2 — «колено», 1 частица на 1 м^2 в год; 3 — «лодыжка», 1 частица на 1 км^2 в год

ричные частицы, входящие в состав широких атмосферных ливней, инициированных первичными частицами КЛ. Детекторы КЛ нового поколения с очень большой апертурой в настоящее время создаются и проектируются (см., например, [2]). Среди действующих наибольшим по апертуре является детектор «Мушинные глаза с высоким разрешением» (High Resolution Fly's Eyes — HiRes). Он содержит две установки для регистрации флуоресцентного света (возникающего в атмосфере при прохождении ШАЛ), разнесенные на 13 км. При энергии $E = 10^{19}$ эВ апертура установки составляет $\Omega = 350 \text{ км}^2 \cdot \text{ср}$. При $E = 10^{20}$ эВ апертура $\Omega = 1000 \text{ км}^2 \cdot \text{ср}$ и скорость счета — 10 событий в год. Предполагается, что расширенный вариант этого детектора (Telescope Array) будет превосходить HiRes примерно в 5 раз по апертуре. В строящейся в настоящее время обсерватории Оже [36] предполагается использовать комбинацию ливневых и оптических детекторов. Создаются две установки площадью 3000 км^2 каждая, одна в северном (штат Юта, США), а другая в южном (Аргентина) полушариях. Ожидаемая скорость счета составит 60 событий в год с энергией выше 10^{20} эВ. В гибридной моде (т.е. при использовании как ливневых, так и оптических детекторов) разрешение по энергии должно достигать 10%, а угловое разрешение — $0,3^\circ$.

Указанные детекторы, по-видимому, близки к пределу по площади обзора, достижимой для наземных детекторов. Очевидно, что следующий шаг связан с выходом в космическое пространство. В настоящее время ведется подготовка нескольких оптических детекторов для регистрации флуоресцентного света со спутников. В европейском проекте EUSO (Extreme Universe Space Observatory) [37], в котором принимают участие также США и Япония, предполагается разместить детектор на международной космической станции. В американском проекте OWL (Orbiting Wide-angle Light collectors) [38] предусматривается использование детекторов на двух спутниках, работающих как стереопара. В обоих проектах детекторы должны содержать $\sim 10^6$ чувствительных пикселей (фотоумножителей) в фокальной плоскости широкоугольной (полный угол раствора 60°) оптической системы. Эффективная апертура составит $\sim 10^5 \text{ км}^2 \cdot \text{ср}$. Ожидается, что детекторы могут начать функционировать через 5–7 лет. Несколько меньшим по масштабам является российский проект КЛУПВЭ [39].

В проекте ПАС [1, 40–45], который обсуждается в данном обзоре, для регистрации радиоизлучения от горизонтальных ШАЛ, инициированных частицами ультравысоких энергий, предлагается использовать радиоантенны, расположенные на спутниках (и аэростатах). Металлизированная поверхность ПАС может служить для создания отражателя, собирающего радиоволны на облучатели антенны и/или экрана для защиты от шумовых помех. Усиление полезного сигнала и направленность антенны могут быть использованы для эффективного подавления шумов. В техническом отношении радиометод представляется более простым, чем регистрация оптического излучения, а высокоразвитая радиотехника позволит регистрировать импульсы даже в присутствии сильных фоновых помех и использовать преимущества развитых в радиофизике методов анализа импульсов. Ниже будет показано, что радиометод позволяет контролировать со спутника площадь поверхности атмосферы до 10^7 км^2 и регистрировать сотни событий КЛУВЭ ($E \geq 10^{20} \text{ эВ}$) в год.

2.1. ШАЛ высоких энергий: структура и свойства. Для частиц КЛ атмосфера Земли представляет собой поглотитель переменной плотности с полной толщиной по вертикали $\sim 1033 \text{ г/см}^2$, что эквивалентно 26 радиационным длинам или 11 длинам ядерного взаимодействия. Попадая в атмосферу, первичная частица КЛ высокой энергии (для определенности ниже, если не оговорено особо, рассматриваются первичные протоны) взаимодействует с ядрами атомов воздуха, инициируя развитие ядерно-электромагнитного каскада — широкого атмосферного ливня. Приближенно ШАЛ можно рассматривать как совокупность электромагнитных каскадов (состоящих из фотонов, электронов и позитронов), которые «подпитываются» пионным каскадом через распады π^0 -мезонов, и мюонную и нейтринную компоненты, возникающие от распадов заряженных пионов. Следуя [46], рассмотрим основные особенности развития ШАЛ.

Общая длина развития ШАЛ зависит от пробега взаимодействия адронов с ядрами воздуха. Для протонов эта величина составляет $\lambda_{вз,p} \approx 80$ г/см². Коэффициент неупругости для протона $K_p \approx 0,5$, т.е. после взаимодействия протон сохраняет примерно половину своей энергии и остается «лидирующей» частицей. С учетом K_p длина поглощения энергии для протона определяется величиной $\lambda_{вз,p}/|\ln(1 - K_p)| \approx 200$ г/см². Длина взаимодействия для пионов $\lambda_{вз,\pi} \approx 120$ г/см² ≈ 1 км в воздухе при давлении $P = 1$ атм. Вблизи высот типичных максимумов ШАЛ давление $P \approx 0,5$ атм и $\lambda_{вз,\pi} \approx 2$ км. Время жизни заряженных пионов, движущихся с энергией E , $\tau = \tau_0 E/m_\pi c^2$, $\tau_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с, и пробег до распада $\pi^\pm \rightarrow \mu + \nu$ равен $\lambda_{расп} \approx 2(E/30 \text{ ГэВ})$ км. Таким образом, распад пионов начинает преобладать над их взаимодействием, если энергия пионов уменьшается до значений ≈ 30 ГэВ. Не успевающие распасться пионы, наряду с нуклонами, продолжают каскад взаимодействий до энергий порядка 1 ГэВ. Распад нейтрального пиона на два γ -кванта приводит к образованию электронно-фотонного ливня. При высоких энергиях основными процессами, приводящими к диссипации энергии в электромагнитном каскаде, являются процессы тормозного излучения и рождения электронно-позитронных пар при взаимодействии с ядрами атомов воздуха. Средние свободные пробеги, соответствующие этим процессам, с точностью до $\approx 20\%$ совпадают и составляют одну радиационную длину X_0 . В воздухе $X_0 \approx 36,6$ г/см² (при давлении $P = 1$ атм это соответствует длине $L_0 \approx 300$ м). Соответственно длина, на которой половина γ -квантов рождает пары и половина электронов излучает γ -кванты, равна $X_0 \ln 2$. Число электронов и фотонов в электромагнитном каскаде удваивается с шагом примерно $X_0 \ln 2$, а энергия каждой частицы уменьшается вдвое. При этом вторичные частицы приблизительно сохраняют направление движения первичной частицы. Такое каскадирование продолжается n шагов, где $n = \ln(E_\gamma/E_c)/\ln 2$ и E_γ — энергия γ -кванта, ответственного за возникновение каскада, до тех пор, пока вторичные электроны не достигают так называемой критической энергии E_c (≈ 100 МэВ), при которой становятся важными другие процессы. После этого электроны быстро теряют свою энергию на ионизацию. Таким образом, максимум электромагнитного каскада достигается на длине $nX_0 \ln 2 = X_0 \ln(E_\gamma/E_c)$, которая зависит от энергии E_γ логарифмически. Основная часть энергии ШАЛ расходуется на потери на ионизацию вторичных частиц, движущихся с релятивистскими скоростями и, следовательно, теряющих при этом $dE/dx \approx 2 \text{ ГэВ}/1000 \text{ г/см}^2$. Если $N(x)$ — число заряженных частиц на глубине атмосферы x , то с хорошей точностью

$$E_{\text{ШАЛ}} = (dE/dx)L.$$

Здесь $L = \int N(x)dx$ — полная длина треков частиц ШАЛ, которую можно выразить через число частиц N_{max} в максимуме развития ливня, умноженное

на некоторую характерную длину порядка толщины атмосферы. Поэтому приближенно

$$E_{\text{ШАЛ}} \approx 10^9 N_{\text{max}} \text{ (эВ)}.$$

Вблизи максимума развития ШАЛ 99 % всех частиц ливня — это e^\pm - и γ -кванты в отношении 1:6. Их средние энергии лежат в диапазоне 1–10 МэВ. Эта компонента несет 85 % полной энергии ШАЛ. Именно электроны и позитроны ШАЛ определяют его радиоизлучение. Остальные частицы ШАЛ — это мюоны со средней энергией порядка 1 ГэВ (они несут около 10 % полной энергии ШАЛ) и пионы со средней энергией несколько ГэВ, а также нейтрино и барионы. Для описания продольного развития ШАЛ, т.е. для зависимости $N(x)$, обычно используют формулу Гайссера–Хилласа

$$N(x) = N_{\text{max}} [(x - x_0)/(x_{\text{max}} - x_0)]^{(x_{\text{max}} - x_0)/\lambda} \exp[(x_{\text{max}} - x)/\lambda];$$

$$\lambda \approx 70 \text{ г/см}^2.$$

Для основной части ШАЛ, кроме его «хвостов», определяемых условием $N(x) < 10^{-2} N_{\text{max}}$, можно использовать более компактную параметризацию гауссовского типа (см., например, [47])

$$N(x) = N_{\text{max}} \exp\left\{-\frac{2}{\Gamma^2}[(x - x_{\text{max}})/(x + 2x_{\text{max}})]^2\right\}.$$

Значения глубины первого взаимодействия x_1 , положения максимума ливня x_{max} и ширины распределения на половине высоты Γ , найденные методом моделирования ШАЛ для энергий первичных протонов 10^{17} , 10^{18} и 10^{19} эВ, приведены в табл. 1 [47].

Таблица 1

E , эВ	10^{17}	10^{18}	10^{19}
x_1 , г/см ²	$52,8 \pm 54,9$	$49,3 \pm 49,5$	$46,5 \pm 44,8$
x_{max} , г/см ²	672 ± 77	731 ± 65	782 ± 68
Γ , г/см ²	512 ± 26	529 ± 21	548 ± 21

На рис. 7 показаны результаты модельных расчетов каскадной кривой для ШАЛ, инициированных первичными протонами с энергией $E = 10^{19}$ эВ [48].

Если бы все ливневые частицы двигались вдоль оси ливня, то развитие ШАЛ можно было бы рассматривать как движение со скоростью $v \approx c$ компактного «ливневого тела» с переменным числом частиц $N(x)$. В действительности, в актах рождения и рассеяния ливневые частицы «расходятся», так что в первом приближении «ливневое тело» можно рассматривать как поперечный к оси ШАЛ «ливневый диск» с некоторыми характерными размерами

D и d в поперечном и продольном направлениях. Как и каскадирование, взаимодействие с ядрами также ответственно за основные черты поперечной структуры ШАЛ. В данном случае это многократное упругое рассеяние. Угол отклонения электрона с энергией E , проходящего путь x , имеет приближенно гауссовскую зависимость с шириной

$$\theta_{\text{мр}} \approx (E_{\text{мр}}/E)(x/X_0)^{1/2}, \quad E_{\text{мр}} = m_e(4\pi/\alpha)^{1/2} \approx 21 \text{ МэВ}.$$

Соответственно характерный поперечный масштаб ливня дается мольеровским радиусом

$$R_{\text{мр}} \approx (E_{\text{мр}}/E_c)X_0.$$

Приведем некоторые численные оценки [46]. Из выражения для $R_{\text{мр}}$ можно получить среднеквадратичное поперечное смещение частицы ливня при движении в воздухе (при постоянном давлении P), когда энергия частицы уменьшается от некоторого начального значения до величины E :

$$D_{\text{мр}} \approx 4000 \text{ м}/[(E/\text{МэВ})(P/\text{атм})].$$

Соответствующее продольное размытие ливневого диска за счет поперечного уширения равно

$$\begin{aligned} d_{\text{мр}} &\approx \int (1 - \cos \theta) dx = \\ &= (E_{\text{мр}}/E)^2 L_0 / [2(2 \ln 2)^2] \approx \\ &\approx 3 \cdot 10^4 \text{ м}(E/\text{МэВ})^{-2}(P/\text{атм})^{-1}. \end{aligned}$$

При $E = 100 \text{ МэВ}$ и давлении $P = 1 \text{ атм}$ $D_{\text{мр}} \approx 40 \text{ м}$ и $d_{\text{мр}} \approx 3 \text{ м}$; при $P = 0,5 \text{ атм}$, характерном для высот максимума ШАЛ, эти величины увеличиваются вдвое.

Существенным фактором, влияющим на пространственное распределение зарядов в ливневом диске, является геомагнитное поле. Очевидно, что при этом важна только компонента поля B_{\perp} , перпендикулярная к оси ШАЛ. Полагая $B_{\perp} = 0,3 \text{ Гс}$, найдем радиус кривизны траектории релятивистской частицы с энергией E :

$$\rho \approx 30(E/\text{МэВ})/(B/\text{Гс}) \text{ м},$$

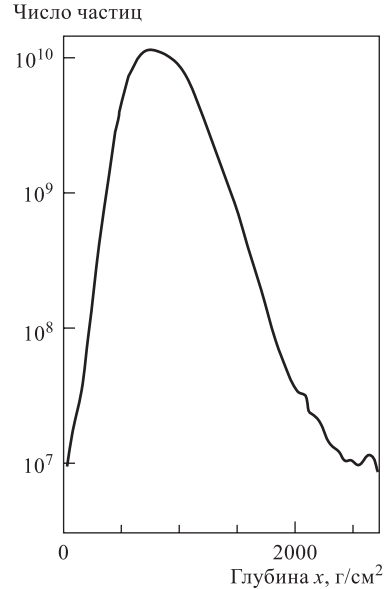


Рис. 7. Продольное развитие ШАЛ, инициированного протоном с энергией 10^{19} эВ [48]

где мы опустили значок \perp у B . Соответствующая величина поперечного отклонения для частицы, замедляющейся в атмосфере от некоторой начальной энергии до конечной E в предположении постоянства давления P , оценивается как [46]:

$$D_m \approx 1300 \text{ м}(E/\text{МэВ})^{-1}(P/\text{атм})^{-2}.$$

Это отклонение вызывает продольное отставание более медленных частиц от наиболее энергичных лидирующих частиц:

$$d_m \approx 1500 \text{ м}(E/\text{МэВ})^{-2}(P/\text{атм})^{-3}.$$

Важно отметить, что наибольшее отклонение частиц возникает на последних стадиях каскада, где энергии частиц малы. Поэтому отличие значения P от 1 атм, имеющее место в начале развития каскада, не очень существенно сказывается на величинах D_m и d_m .

Атмосферное электрическое поле $E_{\text{атм}}$ также может вызывать разведение заряженных частиц с разными знаками зарядов. Типично $E_{\text{атм}} \approx 100 \text{ В/м}$ и направлено вертикально вверх. Радиус кривизны траектории частицы в электрическом поле

$$\rho_{\text{эл}} \approx 10^6 \text{ м}(E/\text{МэВ})/(E_{\text{атм}}/\text{В/м}).$$

Очевидно, что $\rho_{\text{эл}} \gg \rho_{\text{м}}$, и эффектом разведения за счет электрического поля можно пренебречь по сравнению с разведением за счет геомагнитного поля.

Характерные частоты когерентного радиоизлучения определяются наблюдаемой длительностью импульса τ : $\nu \sim (\tau)^{-1}$. Считаем, что расстояние R между ливнем и точкой наблюдения много больше характерных размеров ливня, и вначале пренебрежем размерами диска. Найдем разность времени прихода сигнала в точку наблюдения P из двух точек ливня A и B :

$$\tau_{AB} \approx \tau'_{AB}G, \quad G = 1 - (v/c)\mu \cos \alpha \approx \alpha^2/2 - \delta.$$

Здесь α — угол по отношению к оси ШАЛ, под которым наблюдается излучение; $\tau'_{AB} = L/c$ — время движения ливневого тела между точками A и B ; L — расстояние между этими точками; $\delta = (\mu - 1)/\mu$; μ — коэффициент преломления воздуха для радиоволн. Величина δ для воздуха мала и составляет $3 \cdot 10^{-4}$ при $P = 1$ атм. Поэтому эффект, связанный с отличием μ от единицы, может быть важным только при очень малых углах излучения $\alpha \approx (2\delta)^{1/2} \approx 2,45 \cdot 10^{-2}$ вблизи черенковского угла $\alpha_C = \arccos(1/\mu\beta)$, когда из-за отрицательной добавки $-\delta$ возможно равенство $\tau_{AB} = 0$, т. е. сигналы из различных точек ливня приходят к наблюдателю одновременно.

Теперь учтем конечные размеры ливневого диска d и D в продольном и поперечном направлениях. Пренебрегая отличием μ от единицы, найдем для

дополнительной разности времени прихода сигналов, обусловленной «размытием» диска (при $\alpha \ll 1$), величины

$$\tau_d \sim d/c \sim 10^{-8} \text{ с}, \quad \tau_D \sim D\alpha/c \sim 10^{-8} \text{ с}; \quad \tau_{\text{ШАЛ}} \sim L_{\text{ШАЛ}}\alpha^2/2c \sim 10^{-7} \text{ с}.$$

Эти величины будут использованы в следующем разделе при оценках характерных частот когерентного радиоизлучения ШАЛ.

До сих пор мы молчаливо предполагали, что первичная частица, инициирующая ШАЛ, это протон. В случае ядра с массовым числом A и энергией E , каскад, инициированный этим ядром, можно приближенно рассматривать как суперпозицию каскадов, каждый из которых вызван нуклоном с энергией E/A . Хотя полное число частиц N_{tot} в ШАЛ зависит только от $E_{\text{ШАЛ}}$, их распределение по глубине атмосферы зависит от массы первичной частицы. Ливни, инициированные тяжелыми ядрами, развиваются быстрее и имеют максимумы при больших высотах, чем ливни от первичных протонов. Очевидно, что в этих каскадах замедление пионов до энергии ≈ 30 ГэВ будет происходить в атмосфере на большей высоте и, следовательно, при меньшем давлении, чем в случае каскада, инициированного первичным протоном с той же энергией E . Это означает, что доля распавшихся пионов в ядерных каскадах больше, чем в случае ШАЛ от первичного протона. Поэтому число мюонов в каскаде, инициированном ядром, больше, чем в протонном. Это обстоятельство часто используется для исследования химического состава первичного космического излучения. Регистрация радиоизлучения ШАЛ дает, вообще говоря, дополнительную возможность для исследования природы первичной частицы, которая будет рассмотрена ниже.

2.2. Механизмы радиоизлучения ШАЛ. Черенковское излучение ШАЛ в атмосфере в оптическом диапазоне впервые наблюдалось в 1953 г. Джелли и с тех пор стало основой одного из эффективных экспериментальных методов в физике КЛ. Тогда же возникла заманчивая идея распространения измерений на область радиочастот, свободную от ряда ограничений, свойственных оптическим измерениям (необходимость работать только в безлунные и безоблачные ночи, требования к прозрачности атмосферы и т.п.). Однако следующие соображения привели Джелли к пессимистической оценке этой возможности [49, 50].

а) Спектр черенковского излучения пропорционален частоте: $dW \propto \nu d\nu$. Переход к радиодиапазону означает уменьшение ν на 6–7 порядков; $d\nu$ также уменьшается.

б) Когда длина волны становится больше расстояния между частицами в ШАЛ, то необходимо учитывать когерентность, приводящую к взаимному сокращению излучения положительно и отрицательно заряженных частиц. Если число положительно (N_+) и отрицательно (N_-) заряженных частиц в ШАЛ одинаково, то излучение будет практически отсутствовать при длинах волн

больше нескольких сантиметров. (Заметим, что примерно в то же время Грейзеном была предпринята безуспешная попытка регистрации флуоресцентного света от ШАЛ [51]. Позже эта техника была успешно применена группой из Университета Юта [52]. В настоящее время на этой основе создаются упомянутые выше спутниковые оптические детекторы [37–39].)

Принципиально важный шаг был сделан сотрудником ФИАН Г. А. Аскарьяном [53], показавшим, что при развитии ливня имеют место процессы, приводящие к некоторому избытку электронов по отношению к позитронам. Этот избыток может составлять 20–30% от полного числа электронов в ливне. При наличии зарядового избытка когерентность, вместо взаимного сокращения, приводит, наоборот, к увеличению интенсивности излучения. В когерентном режиме излучаемая энергия зависит квадратично от результирующего заряда ливня, и при ультравысоких энергиях, когда число частиц в ливне очень велико, когерентное радиоизлучение может уносить существенную долю энергии каскада. Если полное число частиц в ШАЛ равно N и избыток отрицательно заряженных частиц составляет εN , то усиление за счет когерентности составляет фактор $\varepsilon^2 N$. При больших значениях N эффект когерентности может компенсировать малость dW , обусловленную переходом к низким частотам: dW (когерентное радио)/ dW (черенковское оптическое) = $\nu_1 d\nu_1 \varepsilon^2 N^2 / \nu d\nu N \approx 10^{-9} N$. Здесь полагаем $(\nu_1/\nu) = 10^{-6}$, $\varepsilon = 0,1$, $d\nu_1/d\nu = 0,1$. Таким образом, при $N \geq 10^9$ интенсивность в радиодиапазоне будет превосходить интенсивность в оптической области. Поскольку $E_{\text{ШАЛ}} \approx 10^9 N$ эВ, то это становится возможным для ШАЛ с энергией больше $\sim 10^{18}$ эВ.

Как вспоминает Викс [54], статья Аскарьяна вначале оставалась неизвестной Джелли. Только в 1963 г. Нейл Портер ознакомился со статьей А. Алиханяна [55], также посвященной радиоизлучению, в которой содержалась ссылка на работу Аскарьяна. Зная, что Джелли интересуется проблемой радиоизлучения ливней, Портер послал ему копию статьи Алиханяна с замечанием, что эта техника не кажется ему достаточно перспективной. После обмена письмами Джелли и Портер решили попробовать поставить эксперимент. Группа из Харуэлла, Джодрэл Бэнк и Дублина провела измерения в 1965–1966 гг. и обнаружила радиоимпульсы, коррелировавшие с некоторыми из ШАЛ с энергией $E > 5 \cdot 10^{16}$ эВ [56]. В дальнейшем работы проводились во многих лабораториях мира, и радиоимпульсы от ШАЛ были зарегистрированы в интервале частот 2–550 МГц. В этих работах были исследованы многие аспекты радиоизлучения ШАЛ. Несмотря на это до настоящего времени радиометод не стал столь же эффективным способом регистрации ШАЛ, каким является метод, основанный на детектировании черенковского излучения в оптическом диапазоне. Причиной этого, как нам представляется, является малая эффективность метода в том варианте наземного детектирования, который применялся в подавляющем большинстве предыдущих экспериментов

по радиодетектированию ШАЛ. Стандартная практика состояла в регистрации радиосигнала на совпадение с сигналами от ливневых (или оптических) детекторов ШАЛ. При этом площадь ливневой установки ограничивала статистику измерений. В свою очередь, статистика ограничивала исследуемую энергетическую область (обычно величинами $E \leq 10^{17}$ эВ). При этих энергиях величина радиосигнала невелика (на уровне фона), и выделение сигнала из фоновых помех составляет весьма трудную задачу. В отличие от этого в предлагаемых экспериментах [40–45] вся информация получается только от радиодетекторов, и не предполагается использовать совпадения с сигналами от ливневых или оптических детекторов. Впервые возможность такой постановки экспериментов была продемонстрирована в [57]. Подобный подход позволяет использовать очень большую длину распространения радиоволн. Как результат, для спутникового и аэростатного экспериментов можно обеспечить просмотр огромной площади атмосферы и регистрировать с высокой статистической обеспеченностью события с ультравысокими энергиями ($E \geq 10^{20}$ эВ). При таких энергиях мощность радиосигнала (пропорциональная квадрату энергии ШАЛ E^2) оказывается весьма значительной, и выделение сигнала из фоновых помех существенно упрощается. Чтобы сделать это выделение еще более надежным, предполагается использовать специфические особенности радиосигналов от ШАЛ: малую длительность импульса ($\tau \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ с), известную форму импульса и поляризацию излучения.

Рассмотрим теперь основные физические механизмы генерации радиоизлучения широкими атмосферными ливнями. Мы уже упомянули о механизме, связанном с избыточным электроотрицательным зарядом [53]. Процессы рождения пар и тормозного излучения в кулоновском поле атомных ядер, которые определяют развитие ливня при высоких энергиях ливневых частиц, симметричны по зарядам. Поэтому в первом приближении (учитывающем только энергичные ливневые частицы) ливень электронейтрален. Однако в действительности значительное число ливневых частиц имеют энергии порядка 30 МэВ и ниже, при которых существенно также взаимодействие с атомными электронами:

$$\gamma + e_{\text{at}}^- \rightarrow \gamma + e^-, e^+ + e_{\text{at}}^- \rightarrow e^+ + e^-, e^- + e_{\text{at}}^- \rightarrow e^- + e^-,$$

приводящее к «вытягиванию» электронов из окружающего вещества в ливень. Кроме того, позитроны ливня аннигилируют «на лету»:

$$e^+ + e_{\text{at}}^- \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Комбинация этих процессов приводит к возникновению зарядовой асимметрии ШАЛ — избытку отрицательных зарядов в ливневом диске, несущем основную энергию ливня. В целом, как следует из вычислений [53], этот избыток составляет порядка 10% от полного числа электронов. Быстрые

электроны этого избытка, имеющие энергии, превышающие порог $E_{\text{ч}}$ черенковского излучения в атмосфере (при нормальном давлении $E_{\text{ч}} = 21$ МэВ), излучают электромагнитные волны за счет черенковского механизма при (почти) равномерном движении в среде с $\mu \neq 1$. Кроме того, при движении ливня возникает большое число медленных δ -электронов с энергиями ниже порога черенковского излучения. Эти частицы также вносят вклад в электроотрицательный избыток и также могут излучать. Однако это излучение возникает не за счет черенковского механизма, а вследствие процессов ускорения (при выбивании) и торможения (механизм тормозного излучения). Механизм излучения δ -электронов ливня рассматривался в работах [58–61]. В последней работе найдено, что избыток отрицательных зарядов за счет δ -электронов составляет около 13 % от полного числа ливневых частиц.

Интервал длин волн, для которых электронный избыток излучает когерентно, зависит от формфактора ливневого диска (см. далее в разд. 2). Волны более короткие, чем размеры диска, испытывают деструктивную интерференцию, и эффект усиления сигнала теряется.

Следует заметить, что первое прямое экспериментальное свидетельство наличия зарядового избытка в ливне и связанного с ним когерентного радиоизлучения было получено лишь недавно в эксперименте, проведенном в Стэнфорде [62]. Фотоны тормозного излучения пикосекундных импульсов от электронов с энергией 28,5 ГэВ направлялись в мишень из 3,5 т песка. В мишени образовывались ливни длиной в несколько метров. Возникающее радиоизлучение регистрировалось с помощью набора антенн в интервале частот 0,3–6 ГГц. Нашли, что каждый импульс, вызванный сгустком электронов («банчем») первичного пучка, сопровождается радиоимпульсом. Измеренное электрическое поле этих радиоимпульсов согласуется с полем, которое должно возникать в результате полностью когерентного процесса черенковского излучения.

Поскольку в программе ПАС предполагается проведение аналогичных экспериментов с ускорительными пучками, в которых имитируются развитие ливня и генерация им радиоизлучения в атмосфере, остановимся несколько подробнее на стэнфордском эксперименте. Схема установки показана на рис. 8. Мишень располагалась в 30 м от радиатора тормозных фотонов. Пучок электронов от ускорителя содержал $(0,2 - 1,0) \cdot 10^{10}$ электронов в банче. Использование одного или двух радиаторов позволяло варьировать энергию тормозных фотонов (и, следовательно, эффективную энергию ливня) в пределах $W = (0,06 - 1,1) \cdot 10^{19}$ эВ/банч. Размеры банча составляли несколько миллиметров. В качестве детекторов радиоволн использовались полуволновые диполи и пирамидальные микроволновые «рупорные» антенны с полосой частот 1,7–2,6 и 4,4–5,6 ГГц. Прямые измерения напряженности электрического поля радиоизлучения как функции времени $E(t)$ проводились с использованием широкополосного осциллографа с разрешением $\Delta t \approx 100$ пс

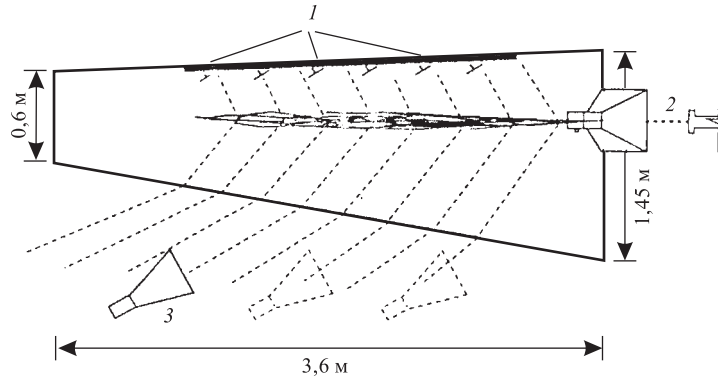
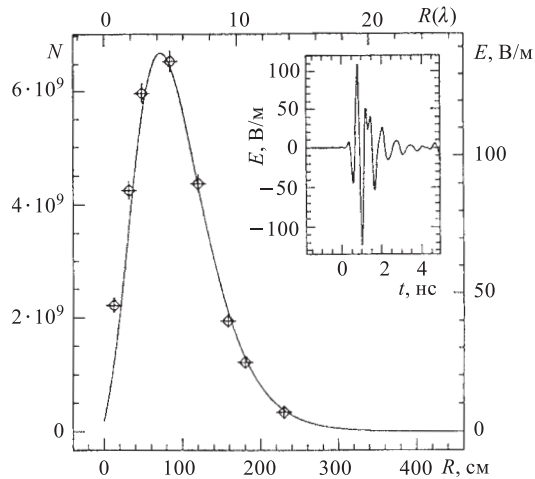


Рис. 8. Схема эксперимента на стэнфордском линейном ускорителе [62]. Вид сверху: 1 — дипольные антенны; 2 — фотоны с энергией $E \approx 3$ ГэВ, банчи 3 пс; 3 — рупорные антенны

и 10 нс в указанных диапазонах соответственно. Сигнал был достаточно силен (10–100 В) и не требовал дополнительного усиления. Фон, измеренный при работающем ускорителе, но без вывода пучка на радиатор фотонов, был пренебрежимо мал (несколько мВ). Величина статического магнитного поля в районе мишени была близка к величине геомагнитного поля ($\approx 0,5$ Гс). В эксперименте наблюдались сильные радиоимпульсы, сопровождавшие каждый ливень. Типичная зависимость напряженности электрического поля импульса от времени показана на рис. 9. На том же рисунке показана пиковая напряженность поля радиоимпульсов, измеренная в различных точках x

Рис. 9. Ожидаемый профиль ливня (сплошная кривая) в сравнении с измеренной пиковой напряженностью электрического поля (абсолютная нормировка выбрана для получения наилучшего совпадения теоретических и экспериментальных данных). Вставка: типичный временной профиль импульса, измеренный вблизи максимума ливня: R (см) — расстояние вдоль оси ливня; R (λ) — то же расстояние в радиационных длинах; N — число электронов и позитронов в ливне



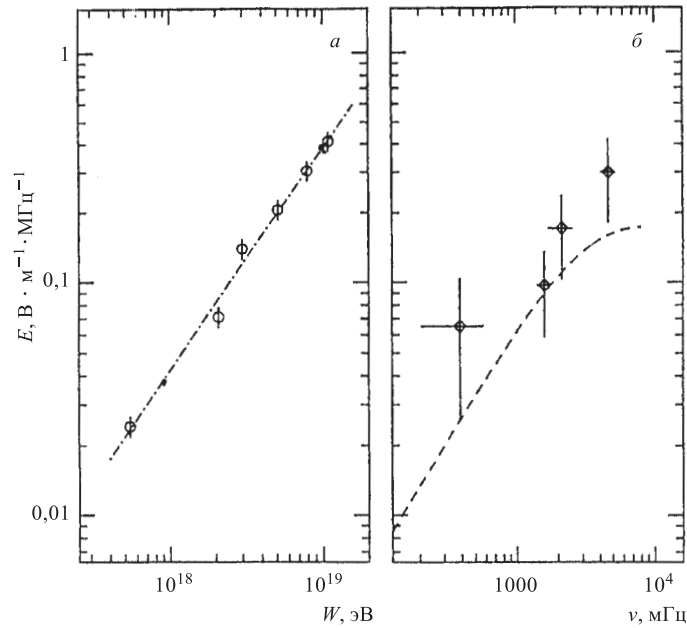


Рис. 10. *a*) Зависимость напряженности поля импульса E от полной энергии ливня W (штрихпунктирная линия — подгонка методом наименьших квадратов). *б*) Спектральная зависимость напряженности поля. Штриховая линия — предсказание на основе моделирования развития ливня методом Монте-Карло

вдоль оси ливня. Как видно, имеет место согласие по форме с ожидаемой зависимостью $N(x)$ полного числа частиц в ливне от координаты x (показана сплошной линией). Тем самым подтверждается предполагаемая связь $N_{\text{изб}} = \varepsilon N_{\text{tot}}$. Измерения поляризации также подтвердили черенковский механизм излучения. На рис. 10, *a* показана зависимость напряженности электрического поля радиоизлучения от полной энергии ливня W . В согласии с полной когерентностью эта зависимость близка к линейной: $E \propto W^\alpha$, $\alpha = 0,96 \pm 0,05$. Соплазуется с черенковским механизмом и линейная спектральная зависимость $E(\nu)$ (рис. 10, *б*). Таким образом, найденные результаты полностью совместимы с предположением о когерентном черенковском механизме излучения, вызванного электронами избыточного заряда. Поскольку полная энергия каскадов от каждой из банчей составляла $W \approx 10^{19}$ эВ, то указанные измерения можно рассматривать как имитацию радиоизлучения от каскадов, которые могут быть генерированы частицами ультравысоких энергий ($E \approx 10^{19}$ эВ) в конденсированных средах. Эти результаты дают надежное обоснование для планируемых экспериментов по регистрации нейтрино

ультравысоких энергий в диэлектрических средах (лед, каменная соль, лунный реголит) радиометодом [53, 63, 64] (см. также материалы конференции RADNER [54]).

Кроме излучения за счет электроотрицательного избытка, были предложены также другие механизмы генерации радиоизлучения ливнями в атмосфере, среди которых основным является механизм, предложенный сотрудником ФИАН В. И. Гольданским и связанный с разделением зарядов геомагнитным полем (см. ссылку в [53]). Сила Лоренца $\mathbf{F} = -e[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$, действующая на заряды в геомагнитном поле, разводит частицы ШАЛ с зарядами противоположных знаков. В результате группы положительно и отрицательно заряженных частиц, составляющих ливневый диск ШАЛ, движутся параллельно друг другу с «центрами тяжести», расположенными на некотором поперечном расстоянии D_m порядка 50–100 м друг от друга. Таким образом, ШАЛ приобретает поперечный электрический дипольный момент. Одновременно в процессе развития ШАЛ возникает также поперечный ток. Движение электрического диполя через атмосферу генерирует излучение черенковского типа даже при отсутствии зарядового избытка, поскольку поля излучения электронов и позитронов уже не сокращаются полностью, а входят с относительным сдвигом фаз, пропорциональным $D_m/\lambda \propto \nu$. Как и в случае избыточного заряда, для дипольного излучения условие сохранения когерентности накладывает предел на максимальные частоты излучения.

Как показали экспериментальные исследования в Стэнфорде [62], в случае развития каскадов в конденсированном диэлектрике преобладающим является когерентное излучение электронного избытка. В отличие от этого анализ многочисленных экспериментов с ШАЛ показывает [46], что для каскадов в атмосфере основной вклад в генерацию радиоимпульса дает, как правило, механизм геомагнитного разведения зарядов.

Кроме указанных механизмов генерации радиоизлучения ШАЛ, были предложены и другие. Так, была указана возможность разделения зарядов не только геомагнитным, но и атмосферным электрическим полем [65]. Это поле обычно направлено вертикально и в обычных условиях (при отсутствии грозных облаков) составляет около 100 В/м. Ниже мы увидим, что эффект электрического поля примерно на два порядка меньше, чем эффект геомагнитного поля. Ускорение электронов ионизации рассматривалось в [65, 66]. Наконец, переходное излучение при падении ШАЛ на грунт было предложено В. И. Гольданским (см. ссылку в [53]) и позже рассматривалось другими авторами (см. [67] и ссылки в [68]). Однако все эти механизмы являются, по-видимому, менее существенными, чем механизмы, связанные с геомагнитным разведением и избыточным зарядом [46].

2.3. Оценки импульса радиоизлучения ШАЛ ультравысоких энергий. Вычисления радиоимпульса ШАЛ основываются на известных классических уравнениях, описывающих поле, создаваемое системой движущихся зарядов.

Ниже мы приведем некоторые формулы, которые будут полезны при оценках. Вывод этих формул можно найти, например, в [46, 59, 69]. Аккуратные вычисления требуют, вообще говоря, детальных расчетов развития ШАЛ и могут быть проведены методом Монте-Карло. Однако для оценок можно использовать более простые подходы, как это будет сделано ниже. Везде далее мы будем предполагать, что расстояние R от излучающей системы до приемника много больше характерных размеров системы.

Как известно, поле излучения, создаваемое частицей в точке наблюдения в момент времени t , зависит от траектории частицы в более ранний момент t_{ret} , такой, что сигнал, посланный частицей в этот момент, достигает точки наблюдения в момент t . Пусть начало координат выбрано внутри системы зарядов. Обозначим через \mathbf{R}_0 и \mathbf{r} — радиусы-векторы точки наблюдения и элемента заряда de . Радиус-вектор от de в точку наблюдения обозначим \mathbf{R} ; тогда $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}$. При $R_0 \gg r$ имеем $R = |\mathbf{R}_0 - \mathbf{r}| \approx R_0 - \mathbf{n}\mathbf{r}$, где $\mathbf{n} = \mathbf{R}_0/R_0$. Векторный потенциал поля системы зарядов на больших расстояниях

$$\mathbf{A} = (cR_0)^{-1} \int \mathbf{j} d^3r; \quad de(r) = \rho d^3r; \quad \mathbf{j} = \rho \mathbf{v}.$$

Здесь c — скорость света; \mathbf{v} — скорость движения заряженных частиц; ρ — плотность распределения заряда в диске; ток \mathbf{j} берется в момент времени

$$t - R/c \approx t - R_0/c + \mathbf{r}\mathbf{n}/c.$$

В волновой зоне напряженности электрического и магнитного полей могут быть выражены через \mathbf{A} :

$$\mathbf{H} = c^{-1}[\partial\mathbf{A}/\partial t \times \mathbf{n}]; \quad \mathbf{E} = [\mathbf{H} \times \mathbf{n}].$$

Движение заряженных частиц, составляющих ливень, можно представить как состоящее из трех фаз: а) почти мгновенное ускорение в момент t_1 рождения e^\pm -пары или при выбивании электрона из оболочки атома; б) движение с почти постоянной скоростью v в воздушной среде и в) почти мгновенное замедление (в момент t_2) при аннигиляции позитрона или захвате электрона нейтральным атомом воздуха. В фазе (б) для быстрых каскадных частиц с энергиями выше черенковского порога их скорость v превосходит скорость света в воздухе c/μ . Для медленных частиц $v < c/\mu$. Поле излучения, соответствующее такому движению одной заряженной частицы, вычисленное с помощью спектрального разложения предыдущих формул, можно записать в виде [59]:

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = (e/c^2)i\omega R_0^{-1} \exp(ikR_0)\mathbf{v}_\perp \exp(iQt_1)[\exp(iQ\delta t) - 1](iQ)^{-1}.$$

Здесь $\delta t = t_2 - t_1$; $Q = (\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}\mu) = \omega\mu\beta(\cos\alpha_C - \cos\alpha)$, где $\alpha_C = \arccos(\mu\beta)^{-1}$ — черенковский угол, $\omega = 2\pi\nu$ — частота излучения, $\mathbf{k} =$

$(\omega\mu/c)\mathbf{n}$ и $\beta = v/c$, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении излучения, μ — показатель преломления воздуха, \mathbf{v}_\perp — компонента скорости, перпендикулярная к вектору \mathbf{n} , α — угол между векторами \mathbf{v} и \mathbf{n} («угол излучения»). С точностью до фазового множителя

$$[\exp(iQ\delta t) - 1](iQ)^{-1} \propto 2 \sin(\delta t Q)/Q.$$

Зависимость этого выражения от угла излучения имеет форму затухающих осцилляций. При $\delta t Q \rightarrow 0$ (т. е. при $\omega \rightarrow 0$ либо $\alpha \rightarrow \alpha_C$):

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = (e/c^2)2i\omega R_0^{-1} \exp(ikR_0)\mathbf{1}_\perp \exp(Q\delta t_1).$$

Здесь $|\mathbf{1}_\perp| = |\mathbf{v}_\perp|\delta t$ — длина проекции пути частицы на перпендикуляр к линии наблюдения. Видно, что E пропорционально длине $|\mathbf{1}_\perp|$ и частоте ω . Для трека бесконечной длины ($\delta t \rightarrow \infty$) приведенное выше приближенное выражение для $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r})$ имеет место только при $\alpha = \alpha_C$. При удалении α от α_C деструктивная интерференция вкладов от различных участков трека приводит к взаимному сокращению. Это известный эффект коллимации излучения под черенковским углом. Для трека конечной длины приближение работает либо при $\alpha = \alpha_C$ для всех частот ω , либо при малых ω ($\omega \ll 1/\delta t$) при всех углах, т. е. коллимация при $\alpha = \alpha_C$ пропадает. При этом возможно излучение при энергиях ниже черенковского порога (определяемого условием $\mu\beta_{\text{th}} = 1$). Таким образом, с помощью приведенного выше выражения для поля излучения через ток можно учесть вклады как черенковского, так и тормозного излучения (старта и финиша) движущихся зарядов.

Используя приведенные выше формулы, можно получить выражение для поля излучения в том случае, когда за время δt заряд смещается на угол $\delta\theta = (d\theta/dt)\delta t$ [46]:

$$E(\omega) = 2(e/c^2)\omega\delta\theta = 2 \cdot 10^{-13}\nu\delta\theta \text{ В/(м} \cdot \text{МГц)}.$$

Прежде чем переходить к более аккуратным вычислениям, оценим по порядку величины ожидаемые значения радиоимпульса и характерные частоты излучения. На расстоянии $R_0 = 1000$ км угловое смещение, обусловленное разведением зарядов геомагнитным полем, имеет величину

$$\delta\theta = D_m/R_0 = 5 \cdot 10^{-5}.$$

Для ШАЛ с энергией $E = 10^{20}$ эВ при $\alpha = \alpha_C$ получим следующую оценку для поля излучения, обусловленного геомагнитным разведением:

$$E(\omega) = 2 \cdot 10^{-13}N_{\text{max}}\nu\delta\theta \approx (\nu/\text{МГц}) \text{ мкВ/(м} \cdot \text{МГц)}.$$

Оценим теперь вклад, обусловленный излучением за счет избыточного заряда ШАЛ. Каждая частица ШАЛ проходит в продольном направлении

путь порядка радиационной длины X_0 . В области максимума развития ШАЛ $X_0 \approx 500$ м. Угловое смещение частицы, видимое наблюдателем под углом α к оси ШАЛ, равно

$$\delta\theta_i = X_0\alpha/R_0 = 5 \cdot 10^{-4}\alpha.$$

При $\alpha = 0,05$, $\delta\theta_i = 2,5 \cdot 10^{-5}$ и $\varepsilon = 0,2$

$$E(\omega) = 2 \cdot 10^{-13} \varepsilon N_{\max} \nu \delta\theta \approx 0,1 (\nu/\text{МГц}) \text{ мкВ}/(\text{м} \cdot \text{МГц}).$$

Таким образом, при рассматриваемых условиях вклад геомагнитного разведения примерно на порядок превосходит вклад, обусловленный избыточным зарядом.

Приведем теперь результаты более аккуратных оценок [40–45]. Рассмотрим вначале излучение, обусловленное избыточным зарядом. В длинноволновом приближении, используя приведенные выше формулы, можно записать следующие выражения для фурье-компоненты магнитного $\mathbf{H}(\omega)$ и электрического $\mathbf{E}(\omega)$ полей объемного заряда на далеких расстояниях R (много больших характерных размеров ШАЛ) под углом α к оси ШАЛ

$$|\mathbf{H}(\omega)| = |\mathbf{E}(\omega)| = (2\pi e\nu/c^2) |\mathbf{L}_\omega| R_0,$$

где \mathbf{L}_ω — четырехмерная фурье-компонента плотности тока частиц (электронного избытка):

$$\mathbf{L}_\omega = \int dt \iiint d\mathbf{r} [\mathbf{n}\mathbf{j}_-(\mathbf{r}, t)] \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}).$$

Здесь $\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega/c$ — волновой вектор (пока полагаем $\mu = 1$). Интегрирование проводится по объему ШАЛ и по всему времени существования ливня. Плотность тока имеет следующий вид:

$$\mathbf{j}_-(\mathbf{r}, t) = N_-(t) \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) f(\mathbf{r}),$$

где $f(\mathbf{r})$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ — плотность частиц (нормированная на единицу: $\int f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) d\mathbf{r} = 1$) и их скорость в диске ШАЛ, а $N_-(t) \equiv N_{\text{изб}}$ — число частиц (электронного избытка) в ШАЛ. Для оценок функцию $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ можно считать постоянной: $|\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)| \approx |\mathbf{v}| \approx c$. При таком предположении диск ШАЛ перемещается как целое с постоянной скоростью \mathbf{v} , т. е. $\mathbf{r} \approx \mathbf{r}' + \mathbf{v}t$, где \mathbf{r}' — радиус-вектор относительно центра диска ШАЛ. Тогда \mathbf{L}_ω примет вид произведения полной длины пробега всех частиц электронного избытка ШАЛ L_- и двух формфакторов F_t и F , стремящихся к единице в пределе, когда длина

волны излучения $\lambda \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} |\mathbf{L}_\omega| &= L_- \sin \alpha |F_t(\omega[1 - \beta \cos \alpha])F(k)|, \\ L_- &= v \int dt N_-(t), \\ L_- F_t(\omega[1 - \beta \cos \alpha]) &= v \int dt N_-(t) \exp(i\omega t[1 - \beta \cos \alpha]), \\ F(k) &= \iiint d\mathbf{r} f(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}). \end{aligned}$$

В длинноволновом приближении фурье-компонента поля излучения пропорциональна частоте ν и полному пробегу L_- частиц электронного избытка в ШАЛ, $|\mathbf{H}(\omega)| \propto (\nu \sin \alpha)L_-/R$. Вид поля для более коротких длин волн определяется формфакторами $F(k)$ и $F_t(\omega[1 - \beta \cos \alpha])$. Пространственный формфактор $F(k)$ обрезает спектр излучения при длинах волн порядка проекции l_\perp размеров диска ШАЛ на направление излучения. Для временного формфактора $F_t(\omega[1 - \beta \cos \alpha])$ аналогичный параметр имеет порядок величины $l_t \approx vt_{\text{ШАЛ}}(1 - \beta \cos \alpha)$, где $t_{\text{ШАЛ}}$ — время развития ШАЛ. (Напомним, что эти стандартные формулы относятся лишь к расстояниям R много большим, чем характерные размеры ШАЛ $vt_{\text{ШАЛ}}$, причем $vt_{\text{ШАЛ}} \gg l_\perp$.)

В качестве простейшей модели пространственно-временной формы ШАЛ рассмотрим гауссовское распределение, положив

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}) &= \exp(-\rho^2/\sigma_\perp - z^2/\sigma_\parallel)/(\sigma_\perp \sigma_\parallel^{1/2} \pi^{3/2}), \\ N_-(t) &= N_{\max} \exp(-v^2(t - t_{\max})^2/\sigma_t). \end{aligned}$$

Параметры ШАЛ σ_\perp , σ_\parallel и σ_t слабо зависят от энергии ШАЛ. Используя приведенные распределения, находим

$$\begin{aligned} L_- &= N_{\max}(\pi\sigma_t)^{1/2}, \quad F|F_t| = \exp(-k^2\sigma_\alpha/4), \\ \sigma_\alpha &= \sigma_\perp \sin^2 \alpha + \sigma_\parallel \cos^2 \alpha + \sigma_t(1 - \beta \cos \alpha)^2. \end{aligned}$$

При учете черенковского излучения следует заменить в последней формуле β на $\beta\mu$, где μ — показатель преломления воздуха. Заметим также, что результаты, полученные с помощью гауссовской параметризации, с хорошей точностью совпадают с результатами, получаемыми при использовании стандартной параметризации Гайссера–Хилласа для продольного развития ШАЛ.

Оценим величины, входящие в приведенные формулы.

1) Для определенности рассмотрим ШАЛ с энергией $E \sim 10^{20}$ эВ и положим $\varepsilon = 0, 2$. Тогда число избыточных электроотрицательных частиц в ШАЛ равно $N_{\max} \approx 2 \cdot 10^{10}$. Отметим, что величина ε зависит, вообще говоря,

от времени и координаты внутри диска ШАЛ, а во все приведенные выше формулы входит лишь произведение $j_-(r, t) = \varepsilon(r, t)j(r, t)$, где $j(r, t)$ — плотность тока всех частиц в ШАЛ. Соответственно именно к этому произведению относятся аппроксимации $f(r)$ и $N(t)$, которые неплохо описывают результаты расчетов методом Монте-Карло для распределения электронного избытка в ШАЛ (см., например, [59]). С учетом этой оговорки будем для краткости говорить о распределении всех частиц в ШАЛ, имея в виду, что в поле излучения дает вклад лишь постоянная их доля ε .

2) Параметр σ_t , определяющий временное развитие ШАЛ, слабо зависит от энергии: $\sigma_t \approx 4X_0vt_{\max}$. Расстояние до максимума развития ШАЛ $vt_{\max} = l_{\max} \approx 2,3X_0 \ln(E/10^8 \text{ эВ})$ (в согласии с моделированием [59]). Тогда в рамках данной модели при $E \sim 10^{20} \text{ эВ}$ получаем $\sigma_t^{1/2} \approx 10X_0 \approx 3,5 \text{ км}$, а $l_{\max} \approx 30X_0 \approx 10 \text{ км}$. Соответственно $L_- \approx N_{\max}(\pi\sigma_t)^{1/2} \approx \varepsilon(E/10^9 \text{ эВ})18X_0 \approx 1,3 \text{ км}$ ($E/10^9 \text{ эВ}$) (в воздухе), что также согласуется с [59].

3) Размеры диска ШАЛ достаточно хорошо известны из эксперимента и слабо зависят от возраста ливня. Будем считать, что $\sigma_{\perp}^{1/2} = 50 \text{ м}$, $\sigma_{\parallel}^{1/2} = 4 \text{ м}$.

4) Характерные энергии электронов ШАЛ порядка 100 МэВ, поэтому лоренц-фактор $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \approx 200$.

Для выбранных выше параметров (при $E = 10^{20} \text{ эВ}$) на рис. 11 (пунктирные кривые) показана вычисленная по приведенным выше формулам частотная зависимость модуля фурье-компоненты электрического поля излучения на расстоянии $R_0 = 1000 \text{ км}$ для углов наблюдения $\alpha = 0,025, 0,04$ и $0,1$. Из-за фактора $(1 - \beta \cos \alpha)$ с $\beta \approx 1$ пространственно-временной «размер» $\sigma_{\alpha}^{1/2}$ резко возрастает с увеличением угла излучения, что приводит к быстрому падению максимальной излучаемой частоты.

Учтем теперь вклад излучения, обусловленного дипольным моментом ШАЛ, т.е. сдвигом отрицательно заряженной части диска ШАЛ относительно положительно заряженной на некоторое фиксированное расстояние D_m в направлении одной из поперечных осей. Тогда $\exp(-x^2/\sigma_{\perp})$ необходимо заменить на

$$0,5(1 + 1/\varepsilon) \exp[-(x + D_m/2)^2/\sigma_{\perp}] + 0,5(1 - 1/\varepsilon) \exp[-(x - D_m/2)^2/\sigma_{\perp}].$$

При этом в формфакторе $F(k)$ появится дополнительный множитель

$$F_d(k) = 0,5(1 + 1/\varepsilon) \exp(-ik_x D_m/2) + 0,5(1 - 1/\varepsilon) \exp(+ik_x D_m/2).$$

Как отмечено выше, разведение зарядов D_m примерно равно размерам самого диска ШАЛ. Для иллюстрации на рис. 11 сплошными кривыми показаны результаты расчетов с учетом этого разделения. Предполагалось, что $D_m = 50 \text{ м}$, $\varepsilon = 0,2$, а разделение зарядов происходит в плоскости наблюдения. (Заметим, что в реальных измерениях информация о направлении

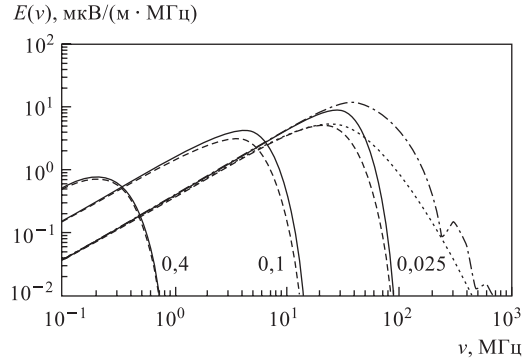


Рис. 11. Результаты вычисления напряженности электрического поля $E(\nu)$, генерированного ШАЛ с энергией 10^{20} эВ на расстоянии 10^3 км, как функции частоты. Сплошная кривая — суммарный вклад зарядового избытка и геомагнитного разведения; штриховая — вклад только зарядового избытка. То же, но с учетом ствола ШАЛ: штрихпунктирная кривая — вклад зарядового избытка и геомагнитного разведения; пунктирная — вклад зарядового избытка. Цифры около кривых — значения угла излучения α (рад)

разведения может быть получена с помощью измерения направления поляризации излучения.) Из рис. 11 видно, что при рассматриваемых условиях под малыми углами вклад наведенного дипольного момента ШАЛ оказывается преобладающим.

Выбранная выше плавная гауссовская форма распределения приводит к экспоненциально быстрому падению кривых в области больших частот. Вместе с тем известно, что вблизи оси ШАЛ имеется плотный «ствол» частиц. Для описания этого ствола можно добавить к приведенному выше распределению компактное гауссовское распределение. Качественно тот же результат получится (без введения новых параметров), если заменить использованную выше формулу для $f(r)$ следующим выражением:

$$f_1(\mathbf{r}) = \exp \left\{ - (8\rho^2/\sigma_{\perp} + 8z^2/\sigma_{\parallel})^{1/2} \right\} / (\sigma_{\perp}\sigma_{\parallel}^{1/2} 8^{-1/2}\pi).$$

Тогда

$$F|F_t| = \exp(-k^2\sigma_t/4) / (1 + k^2\sigma_s/8)^2,$$

где $\sigma_s = \sigma_{\perp} \sin^2 \alpha + \sigma_{\parallel} \cos^2 \alpha$.

На рис. 11 штрихпунктирной и точечной линиями показаны результаты расчетов при тех же параметрах, что и ранее, но с использованием $f_1(r)$.

Длительность радиоимпульса от ШАЛ порядка $1/\nu_{\max}$, поэтому плотность мощности

$$dW/dSd\nu \approx \nu_{\max} d^2 E/dSd\nu = (c/2\pi)\nu_{\max} |\mathbf{E}(\omega)|^2.$$

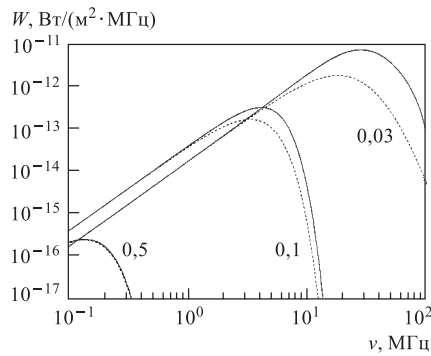


Рис. 12. Спектральная плотность потока энергии (обозначения те же, что на рис. 11)

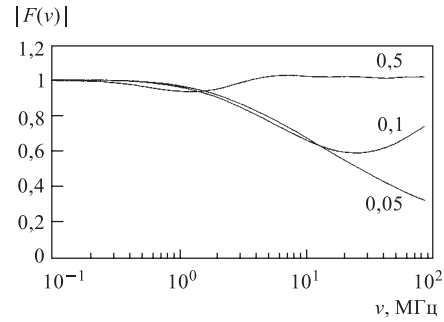


Рис. 13. Поправочный множитель $|F(\nu)|$ для напряженности поля, учитывающий эффект Ландау–Померанчука–Мигдала, для углов излучения $\alpha = 0,05; 0,1$ и $0,5$

Для принятых выше параметров ($E = 10^{20}$ эВ, полная длина треков ШАЛ $L_- \approx 1,3 \cdot 10^{11}$ км, $R_0 = 1000$ км) спектральная плотность потока энергии показана на рис. 12.

Приведенные выше результаты были получены в длинноволновом приближении, при котором ШАЛ рассматривается как непрерывный движущийся объемный заряд. При более детальном рассмотрении необходимо учесть, что ливень представляет собой систему зарядов, испытывающих многократное рассеяние. Однако, как показывают оценки, эффект многократного рассеяния (эффект Ландау–Померанчука–Мигдала [69]) приводит лишь к незначительным изменениям поля излучения в интервале частот 30–50 МГц, где излучение под малыми углами максимально. Это видно из рис. 13, на котором показаны значения поправочного множителя, учитывающего эффект многократного рассеяния для напряженности электрического поля радиоимпульса.

Заметим, что в работе [69, а] учтен также вклад поперечного тока. Как показывают оценки, этот вклад оказывается существенным при малых углах излучения, где он заполняет провал в угловом распределении при $\alpha \approx 0$, возникающий при учете только вкладов избыточного заряда и дипольного момента.

2.4. Определение формы каскадной кривой ШАЛ. Покажем теперь, что измерение временной зависимости регистрируемого радиоимпульса позволяет находить форму каскадной кривой ШАЛ [45]. Это существенно повышает надежность и информативность радиометода. Дело в том, что при использовании только радиоприемника, работающего без совпадения с другими детекторами ШАЛ, отождествление зарегистрированного сигнала с радиоимпульсом от ШАЛ обычно основывается только на ожидаемом соотношении сигнала

и фона ($S/B > 1$) и на характерной малой длительности импульса от ШАЛ ($\tau \approx 10^{-7} - 10^{-6}$ с), отличающейся от значительно больших типичных длительностей естественных и искусственных радиопомех. Хотя ситуация здесь аналогична той, которая возникает при регистрации ШАЛ (только) по вспышкам черенковского света (последний метод широко используется в современной экспериментальной практике регистрации ШАЛ), в случае радиометода указанная сигнатура радиоимпульса ШАЛ может все же вызывать сомнения в связи с достаточно произвольным характером временной зависимости техногенных радиопомех. Далее, детектирование ШАЛ с помощью наземных ливневых установок (в том случае, когда они позволяют регистрировать отдельные компоненты ШАЛ, например электронно-фотонную и мюонную компоненты) или с помощью регистрации флуоресцентного света (что дает возможность измерять форму каскадной кривой ШАЛ) дает информацию для разделения ШАЛ, инициированных первичными протонами от тех, которые инициированы ядрами. При регистрации ШАЛ радиометодом со спутников или аэростатов практически нет возможности одновременно регистрировать различные компоненты ливня. При измерении только интегральной величины радиосигнала (за время его длительности) отсутствует также информация о характере развития ливня. Поэтому, на первый взгляд, указанные ограничения радиометода кажутся неизбежными. В действительности, как будет показано ниже, в радиоимпульсе ШАЛ содержится информация, позволяющая находить форму каскадной кривой и, следовательно, различать ШАЛ, инициированные протонами и ядрами, а также получать достаточно четкую сигнатуру для выделения сигнала от ШАЛ из фона шумовых сигналов.

Пренебрежем вначале размерами ливневого диска и рассмотрим движение «ливневого тела» с переменным числом частиц $N_{\text{tot}}(t)$. Если точка A соответствует зарождению ливня, то наблюдаемое время t , прошедшее между моментами прихода сигнала в приемник (расположенный в точке Q) из точки A и некоторой точки B ливня, связано с временем t' прохождения ливневого диска между этими точками соотношением для τ_A , приведенным в разделе, посвященном структуре и свойствам ШАЛ. Из этого соотношения видно, что при $\alpha < \alpha_C$ сигналы к наблюдателю приходят в «антихронологическом» порядке, т. е. от более поздних моментов развития ШАЛ они приходят раньше, чем от более ранних. При больших углах имеет место «правильная» последовательность прихода сигналов в приемник от различных участков ШАЛ (вид зависимости $\tau(\alpha)$ слабо меняется с энергией, поскольку длина каскада логарифмически зависит от энергии ШАЛ). Поэтому если в эксперименте измеряется временная вариация величины радиоимпульса (зависящей от $N_{\text{tot}}(t)$), то при $\alpha > \alpha_C$ возникает возможность «сканировать» развитие каскада, т. е. получать информацию о временном развитии ливня и, следовательно, о форме каскадной кривой $N_{\text{tot}}(t) = N_{\text{tot}}(x/c)$. Как уже отмечалось выше, форма каскадной кривой несет информацию о природе первичной частицы, ини-

цировавшей ливень. Кроме того, сравнение измеренной в эксперименте зависимости $N_{\text{tot}}(t)$ с типичной формой каскадной кривой развития ШАЛ (которая достаточно хорошо известна из экспериментов и результатов математического моделирования) позволит отделить сигналы, обусловленные излучением ШАЛ, от фоновых сигналов. Очевидно, что измерение t -зависимости удобно проводить при наибольших возможных углах α , когда наблюдаемая длительность сигнала достаточно велика. Как отмечалось в п. 2.1, конечные размеры ливневого диска в продольном и поперечном направлениях приводят к дополнительной разности времени прихода сигналов $\tau_d \sim \tau_D$, составляющей для ШАЛ высоких энергий величину порядка 10^{-8} с. Это значение следует сравнить с характерной наблюдаемой длительностью радиоимпульса, связанной с развитием ШАЛ: $\tau_{\text{ШАЛ}} \approx (L/c)(1 - \beta\mu \cos \alpha)$. При $\alpha \geq 0,05$ $\tau_{\text{ШАЛ}} \geq 2 \cdot 10^{-7}$ с, т. е. интервал t для измерения формы импульса примерно на порядок превышает «размазку» за счет конечных размеров диска. В следующем разделе будет показано, что измерение временной задержки сигналов при использовании системы из двух (или большего числа) разнесенных на некоторое расстояние приемников позволяет с высокой точностью определять азимутальный угол прихода сигнала. Подобная система удобна также для рассматриваемых здесь измерений формы каскадной кривой ШАЛ. Выбирая надлежащим образом величину α , можно обеспечить условия, когда по крайней мере один из двух приемников будет ориентирован под углом α , лежащим в благоприятном для измерений интервале $\alpha_C < \alpha < \alpha_{\text{max}}$, где α_{max} определяется условиями регистрации (фон, прозрачность ионосферы).

Получим теперь соотношения, связывающие искомую зависимость $N_{\text{tot}}(t)$ с экспериментально измеряемой величиной поля $E(t)$. Для этого удобно повторить вычисления предыдущего раздела, используя t -представление вместо частотного. Рассмотрим вначале только вклад электронного избытка ШАЛ. Выберем начало координат в некоторой точке O на оси ливня. Пусть \mathbf{R}_0 — радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{n} = \mathbf{R}_0/|\mathbf{R}_0|$, $\mathbf{r}_0(t')$ — радиус-вектор центра ливневого диска, \mathbf{r} — радиус-вектор точки внутри диска и $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')$ — радиус-вектор той же точки относительно центра диска. Время развития ливня t' связано с наблюдаемым временем t прихода сигналов в точку Q соотношением (полагаем $\mu = 1$, $v \approx \text{const} \approx c$)

$$t'(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c) = \tau + \mathbf{r}'\mathbf{n}/c, \quad \tau = t - R_0/c.$$

Ток, соответствующий движению частиц электронного избытка, можно представить, как и ранее, в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t') = eN(t')\mathbf{v}f(\mathbf{r}').$$

Здесь $N(t') = \varepsilon N_{\text{tot}}(t')$ — число избыточных электронов ШАЛ; $N_{\text{tot}}(t')$ — полное число ливневых частиц как функция времени развития ШАЛ («продольный профиль ШАЛ»). Функция $f(\mathbf{r}')$ описывает распределение частиц

в ливневом диске и нормирована на единицу: $\int f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')) d\mathbf{r} = 1$ при любых t' . Учитывая связь t и t' , запишем выражения для вектор-потенциала и поля излучения, создаваемого током в точке наблюдения, аналогичные формулам предыдущего раздела:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(R_0, t) &\approx (cR_0)^{-1} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}, t') d\mathbf{r} = (e\mathbf{v}/cR_0) \int N(t')(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)^{-1} f(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \\ \mathbf{H}(\tau + R_0/c) &= c^{-1}[(\partial\mathbf{A}/\partial\tau)\mathbf{n}] = e[\mathbf{v}\mathbf{n}]\{c^2 R_0(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)^2\}^{-1} I(\tau, \mathbf{v}\mathbf{n}/c), \\ I(\tau, \mathbf{v}\mathbf{n}/c) &= \int N'(t') f(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'; \quad N'(x) \equiv dN(x)/dx. \end{aligned}$$

Введем цилиндрическую систему координат \mathbf{r}' с осью z вдоль вектора \mathbf{n} : $\mathbf{r}' = (z; \boldsymbol{\rho})$. Тогда аргумент функции N' зависит только от одной пространственной переменной z и

$$I(\tau) = \int N'(t') S(z) dz; \quad S(z) = \int f(z, \boldsymbol{\rho}') d\boldsymbol{\rho}' = \int f(\mathbf{r}') \delta(z - \mathbf{r}'\mathbf{n}) d\mathbf{r}'.$$

Выражение для $S(z)$ имеет простой физический смысл. Оно определяет величину площади сечения ливневого диска плоскостью, перпендикулярной к единичному вектору \mathbf{n} . Волны, обусловленные зарядами, расположенными на этом сечении, приходят в точку наблюдения в фазе. Полученные соотношения устанавливают интересующую нас связь между наблюдаемой вариацией поля излучения и искомой t -зависимостью $N(t)$. Очевидно, что в общем случае однозначная реконструкция пространственно-временной структуры ШАЛ по одной функции $|\mathbf{E}(\tau)| = (dW/dt ds)^{1/2}$ невозможна. Однако в действительности функция $f(\mathbf{r}')$, описывающая пространственную структуру ливневого диска, достаточно хорошо известна из экспериментов и моделирования развития ШАЛ. Более того, как мы увидим ниже, при $\alpha \gg \alpha_C$ t -зависимость импульса определяется в основном продольным развитием ШАЛ, и при нахождении каскадной кривой форма диска оказывается не очень существенной. Таким образом, полученные соотношения позволяют в принципе находить $N(t')$ по измеряемой зависимости $E(t)$ (или $H(t)$). В частности, в приближении точечного заряда

$$\mathbf{H}(\tau + R_0/c) = e[\mathbf{v}\mathbf{n}]\{c^2 R_0(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)^2\}^{-1} N'[\tau/(1 - \mathbf{v}\mathbf{n}/c)].$$

Наиболее простой путь нахождения параметров каскадной кривой состоит в использовании явной параметризации для $N(t)$ и $f(\mathbf{r}')$ и определении неизвестных параметров модели. Рассмотрим для примера гауссовскую параметризацию. Тогда интеграл в выражении для S может быть вычислен явно:

$$S(z) = (\pi\sigma)^{-1/2} \exp(-z^2/\sigma); \quad \sigma = \sigma_{\perp} \cos^2 \alpha + \sigma_{\parallel} \sin^2 \alpha.$$

Учтем теперь разведение ливневых частиц с противоположными знаками зарядов геомагнитным полем на некоторое расстояние $\pm d/2$ от оси ШАЛ. Предположим для определенности, что это разведение имеет место в плоскости, проходящей через \mathbf{n} и \mathbf{v} . Тогда

$$f_a(\mathbf{r}') = 2^{-1}(1 + 1/\varepsilon)f(x' + d/2, y', z') + 2^{-1}(1 - 1/\varepsilon)f(x' - d/2, y', z'),$$

$$S_d(z) = 2^{-1}(1 + 1/\varepsilon)S[z + (d/2) \sin \alpha] + 2^{-1}(1 - 1/\varepsilon)S[z - (d/2) \sin \alpha].$$

Для каскадной кривой $N(t')$ также используем гауссовскую форму

$$N(t') = N_{\max} \varepsilon \exp[-(t'/T)^2],$$

где t' отсчитывается от момента достижения каскадом своего максимума. Тогда

$$I(\tau) = N_{\max} \varepsilon (1 - \mathbf{nv}/c)^2 c^3 T (\sigma + \sigma_T)^{-3/2} (-2\tau) \exp[-\tau^2 c^2 / (\sigma + \sigma_T)].$$

Величина $\sigma_T^{1/2}/c = T(1 - \mathbf{nv}/c)$ — длительность импульса, связанная с временем T продольного развития ШАЛ, и $\sigma^{1/2}/c$ — длительность, обусловленная конечными размерами ливневого диска. При учете геомагнитного разведения зарядов в выражении для $I(\tau)$ следует заменить $S(z)$ на $S_d(z)$. В результате получим

$$I_d(\tau) = 2^{-1}(1 + 1/\varepsilon)I[\tau - (d/2c) \sin \alpha] + 2^{-1}(1 - 1/\varepsilon)I[\tau + (d/2c) \sin \alpha].$$

Поскольку $\varepsilon < 1$, то I_d является разностью двух одинаковых по форме, но различающихся по амплитуде (факторы $(1 \pm 1/\varepsilon)$) биполярных импульсов, смещенных по времени друг относительно друга на величину $(d/c) \sin \alpha$. В качестве примера на рис. 14 показаны результаты вычисления функции $E(t)$ при тех же значениях параметров ШАЛ, что и ранее. (Заметим, что при учете вклада поперечного тока кривые для $\alpha = 0,01$ и $0,025$ практически совпадают с кривой для $\alpha = 0,05$.) Видно, что при величине разведения зарядов $d = d_m = 50$ м импульс сохраняет биполярную структуру. При учете черенковского излучения в приведенных выше формулах следует заменить $c \rightarrow c/\mu$. При углах излучения $\alpha \approx \alpha_C \approx (2\delta)^{1/2}$ имеем $\sigma_T \approx 0$, и t -зависимость целиком определяется параметрами диска. При $\alpha \gg \alpha_C$ величина σ_T становится преобладающей, и t -зависимость определяется продольным развитием ШАЛ. В этом случае форма каскадной кривой может быть найдена без детального знания вида функции $f(\mathbf{r}')$, подобно тому, как это может быть сделано в приближении точечного заряда.

Таким образом, полученные выше соотношения позволяют, в принципе, восстановить функцию профиля ШАЛ по измеряемой на опыте временной

(или частотной) зависимости поля или интенсивности излучения. Эта информация может быть использована как для более надежного отделения полезного сигнала от фоновых помех, так и для нахождения природы первичной частицы, инициировавшей ШАЛ.

Заметим, что дополнительную информацию для выделения и анализа полезных событий дают измерения поляризации радиоизлучения (т.е. направления вектора напряженности электрического поля \mathbf{E}). Для основного механизма генерации радиоизлучения атмосферными ливнями, обусловленного разведением зарядов ШАЛ геомагнитным полем, вектор \mathbf{E} перпендикулярен направлению оси ШАЛ (\mathbf{v}) и направлению силовых линий геомагнитного поля (\mathbf{B}) в области развития ШАЛ. Зная углы прихода радиосигнала от ШАЛ в детектор, можно найти ожидаемое направление вектора \mathbf{E} и сравнить его с измеренной поляризацией радиоимпульса. В том случае, если направления оси ШАЛ и вектора \mathbf{B} оказываются близкими, геомагнитное разведение становится менее эффективным, и следует учитывать также вклад черенковского механизма. В этом случае измерения поляризации могут оказаться полезными для определения относительной роли указанных механизмов.

2.5. Особенности регистрации радиосигналов от широких атмосферных ливней ультравысоких энергий с помощью наземных, аэростатных и спутниковых приемников

1. Рассмотрим теперь более детально различные варианты регистрации радиоимпульса ШАЛ [44]. Как мы видели выше, напряженность поля $E(\omega)$ или спектральная плотность потока энергии излучения W зависят от энергии ШАЛ $E_{\text{ШАЛ}}$, расстояния до приемника R и угла излучения (по отношению к оси ШАЛ) α :

$$W = (E_{\text{ШАЛ}}/R)^2 F(\alpha, \ln E); \quad |E(\omega)| = (E_{\text{ШАЛ}}/R) f(\alpha, \ln E).$$

Угол α связан с длительностью радиоимпульса τ зависимостью, показанной на рис. 15. Измеряя τ , можно исключить зависимость W или $E(\omega)$ от α . Тогда энергия ШАЛ может быть найдена по величине радиоимпульса W или

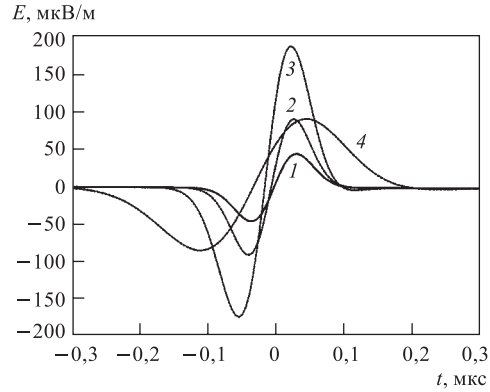


Рис. 14. Временная зависимость напряженности электрического поля радиоимпульса $E(t)$, создаваемого ШАЛ с энергией 10^{20} эВ на расстоянии 1000 км. Цифры около кривых соответствуют значениям угла излучения α (рад): 1 — 0,01; 2 — 0,025; 3 — 0,05; 4 — 0,1

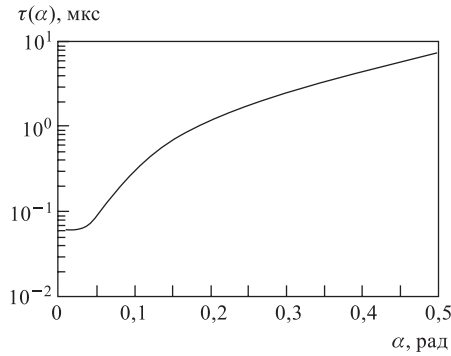


Рис. 15. Зависимость длительности импульса τ от угла излучения α для ШАЛ с $E = 10^{20}$ эВ

$E(\omega)$ и расстоянию R . При этом относительная ошибка нахождения энергии ШАЛ $E_{\text{ШАЛ}}$ определяется суммой относительных ошибок измерения величины сигнала δ_W , длительности импульса δ_τ и расстояния R от точки наблюдения до ШАЛ δ_r . Характерные величины ошибок δ_W и δ_τ определяются свойствами радиоприемной аппаратуры. Мы здесь не будем обсуждать эти величины, условно полагая их малыми, и оценим только относительную ошибку δ_r , которая вносится при нахождении E за счет неопределенности в величине R . Геометрия регистрации

схематически показана на рис. 16 для трех вариантов регистрации.

Рассмотрим вначале регистрацию со спутников (рис. 16, а). Поскольку радиоизлучение ШАЛ сосредоточено, в основном, в узком переднем конусе (с характерным раствором $\Delta\alpha \approx 0,1$), то регистрироваться будут только

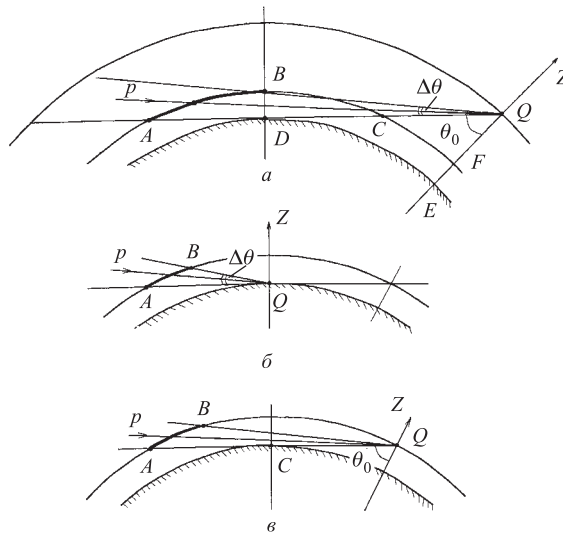


Рис. 16. Геометрия регистрации радиоимпульса ШАЛ спутниковым (а), наземным (б) и аэростатным (в) приемниками. $h = DB$ — «условная высота атмосферы», на которой происходит развитие ШАЛ ультравысоких энергий; $H = EQ$ — высота орбиты спутника; приемник расположен в точке Q

ШАЛ, близкие к горизонтальным и возникающие в слое атмосферы, схематически обозначенном на рис. 16, *a* жирной линией AB . Как мы видели в разделе, посвященном структуре ШАЛ, область зарождения ливней высоких энергий соответствует глубине атмосферы $t \approx t_0 = 50 \text{ г/см}^2$. Длина развития ШАЛ от начала до максимума каскадной кривой составляет около $800\text{--}1100 \text{ г/см}^2$ при $E = 10^{19}\text{--}10^{20}$ эВ. Для вертикальных ШАЛ значение t_0 соответствует высоте $h_0 = 22\text{--}23$ км. Как показывают расчеты, для первичных частиц (протонов), приходящих вдоль линии BQ , высота, при которой количество вещества на пути в атмосфере достаточно для возникновения и развития ШАЛ ультравысоких энергий (т. е. эффективная глубина составляет $t \approx 900\text{--}1100 \text{ г/см}^2$), равна $h_1 \approx 30$ км. Для горизонтальных ШАЛ, приходящих вдоль линии AQ , область зарождения ШАЛ соответствует расстоянию $AD \approx 650\text{--}700$ км. С учетом приведенных величин область развития горизонтальных ШАЛ можно с хорошей точностью представить как «условную границу атмосферы» высотой $h \approx 30$ км. При $R \gg H$, h имеем

$$L \approx (2R_3H)^{1/2}, \quad l \approx (2R_3h)^{1/2}, \quad S \approx 4\pi R_3(Hh)^{1/2}[1 + (1/2)(h/H)^{1/2}].$$

Здесь R_3 — радиус Земли; H — высота космического аппарата или аэростата над поверхностью Земли; h — условная граница атмосферы; $L \equiv DQ$; $l \equiv AD = DC$; S — площадь поверхности шарового пояса, образованного вращением дуги AB вокруг оси z . Приемник расположен в точке Q . Сигналы от горизонтальных ШАЛ будут приходить с расстояний R , лежащих в интервале

$$L \leq R \leq L + l.$$

Таким образом, при заданных H и h величина R определяется с относительной ошибкой δ_r :

$$R = R_0(1 \pm \delta_r), \quad R_0 = L + l/2, \quad \delta_r = (1 + 2L/l)^{-1} = [1 + 2(H/h)^{1/2}]^{-1},$$

которая и определяет относительную ошибку нахождения $E_{\text{ШАЛ}}$, связанную с неопределенностью R . Угол θ_0 и интервал углов $\Delta\theta$, откуда приходят сигналы от ШАЛ, определяются следующими соотношениями:

$$\sin \theta_0 = R_3/(R_3 + H), \quad \Delta\theta \approx h/(2R_3H)^{1/2}, \quad H \gg h.$$

Значения параметров S , L , δ_r , θ_0 и $\Delta\theta$ для трех значений высоты нахождения спутника $H = 500, 1000$ и 2000 км приведены в табл. 2.

При наземном детектировании ($H = 0$, рис. 16, *b*) полная площадь поверхности атмосферы, из которой сигналы могут приходить к детектору, составляет в общем случае произвольного угла прихода ШАЛ θ величину $S_1 = 2\pi R_3 h \approx 1,2 \cdot 10^6 \text{ км}^2$. При этом расстояние $R \equiv PQ$ от точки зарождения ШАЛ до детектора может меняться в пределах $h \leq R \leq l$. Если

Таблица 2

H , км	S , км ²	L , км	δE , %	N /год	θ_0 , град	$\Delta\theta$, рад	$\Delta\varphi$, рад
2000	$2,1 \cdot 10^7$	$5,1 \cdot 10^3$	6	$1,6 \cdot 10^2$	50	$6 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$
1000	$1,5 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^3$	8	$1,1 \cdot 10^2$	60	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
500	$1,1 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^3$	11	$0,8 \cdot 10^2$	69	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$
30	$1,9 \cdot 10^6$	$6,2 \cdot 10^2$	10	57	85	$2 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$
0	$4,8 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^2$	10	14	90	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}

Примечание. Значения S и N при $H = h$ и $H = 0$ получены при условии $\delta E = \delta_r = 10\%$.

угол θ не измеряется и ничем не ограничен, то значительная неопределенность в величине R фактически исключает возможность нахождения энергии ШАЛ по величине радиоимпульса. Однако если диаграмма направленности антенны позволяет ограничить область углов θ , при которых происходит регистрация сигналов, то неопределенность δ_r в значениях R может быть также ограничена. Очевидно, что наиболее выгодной (как с точки зрения достижения наилучшей относительной точности в определении E , так и для получения наибольшей площади S) является регистрация ШАЛ, приходящих из области атмосферы вблизи горизонта. Потребуем, чтобы δ_r не превосходила некоторого заданного значения δ_r^0 . Это накладывает ограничения на область изменения углов θ : $\Delta\theta \approx 2\delta_r^0(2h/R_3)^{1/2}$ и на величину S ($S \approx 4\delta_r^0 S_1$).

Рассмотрим теперь регистрацию с высотных аэростатов (рис. 16, в) и для определенности будем полагать $H = h$. Тогда соотношение для $\Delta\theta$ сохраняется, а для S получим $S \approx 16\delta_r^0 S_1$.

Значения параметров, характеризующих наземный и аэростатный варианты, приведены в табл. 2. При этом предполагается, что на углы регистрации θ наложены ограничения, при которых ошибка δ_r^0 не превосходит 10%. (Заметим, что вместо антенны с узкой диаграммой направленности можно, вообще говоря, использовать антенную систему, обладающую широкой диаграммой направленности, а углы прихода сигналов находить по времени запаздывания $\Delta\tau$ прихода сигнала в различные элементы антенной системы. В этом случае $\Delta\theta$ определяется базой антенной системы и точностью измерения времени запаздывания сигнала. Подобный вариант обсуждается ниже для определения азимутального угла прихода сигнала.)

Зная эффективную площадь S и поток КЛУВЭ J , можно оценить ожидаемую скорость регистрации событий $dN/dt = JS\Delta\Omega \sin \chi$. Здесь $\Delta\Omega$ — телесный угол относительно направления ШАЛ, внутри которого излучение может быть зарегистрировано приемником; предполагается 100% эффективность регистрации; χ — угол между касательной к кривой AB и направле-

нием наблюдения, который составляет для горизонтальных ШАЛ $\chi \approx 0,1$. Интенсивность излучения ШАЛ падает с ростом угла излучения α , и величина $\Delta\Omega \approx \pi\alpha_{\max}^2$ определяется соотношением сигнала и фона (здесь α_{\max} — значение угла α , при котором сигнал еще может быть отделен от фона). В общем случае радиофоны имеют значительную региональную и временную зависимости и различаются для наземного, аэростатного и спутникового вариантов. Обсуждение фонов будет дано ниже. Сейчас же заметим, что анализ, проведенный в [41] для регистрации со спутников, показал, что из соотношения сигнала и фона величина α_{\max} в этом случае может быть выбрана равной $\approx 0,1$. Однако при таких углах длины волн, соответствующие максимуму излучения, попадают в область малой прозрачности ионосферы. Поэтому для спутников будем принимать более консервативную оценку $\alpha_{\max} \approx 0,05$, при которой максимум излучения приходится на частоты > 20 МГц. При детектировании на Земле или на аэростатных высотах уровень (техногенного) фона увеличивается. Однако величина сигнала также растёт, поскольку ШАЛ регистрируются с меньших расстояний. Типичная величина напряженности электрического поля радиофона на поверхности Земли (в регионах со «средним» уровнем шумов) на частотах 30–50 МГц (наиболее адекватных для рассматриваемых экспериментов [41]) составляет около 10–15 мкВ/(м·МГц). Это значение близко к величине поля, излучаемого ШАЛ с энергией $E = 10^{20}$ эВ на расстоянии порядка 500 км под углом $\alpha = 0,1$. Учитывая еще, что направленность антенны (см. ниже) увеличивает отношение сигнал/шум, для оценок в наземном варианте можно принять значение $\alpha_{\max} \approx 0,1$. Оценки для числа событий КЛУВЭ (при $E \geq 10^{20}$ эВ), которые могут быть зарегистрированы в различных вариантах за годичную экспозицию, приведены в табл. 2.

2. Как видно из рис. 16, во всех рассмотренных случаях направления прихода полезных сигналов от ШАЛ обладают определенной симметрией: угол φ произволен, а угол θ_0 и интервал углов $\Delta\theta$ фиксированы. Для спутников $\Delta\theta$ имеет естественное ограничение, определяемое высотой H орбиты; для аэростатного и наземного случаев эти ограничения должны быть обеспечены специально (с помощью соответствующей диаграммы направленности приемного устройства или методом запаздывания) для достижения требуемой точности измерения энергии.

В приближении геометрической оптики задача построения антенны с диаграммой направленности, адекватной рассматриваемой геометрии регистрации, аналогична задаче о фокусировке черенковского света, испускаемого релятивистской частицей в среде с большим коэффициентом преломления. Эта последняя задача была решена в работе [70], где для этой цели были предложены отражатели «параболоидного типа» (ОПТ). Аксиально-симметричная (относительно оси z) поверхность «параболоидного типа», собирающая радиоволны с указанных выше направлений на облучатель, расположенный

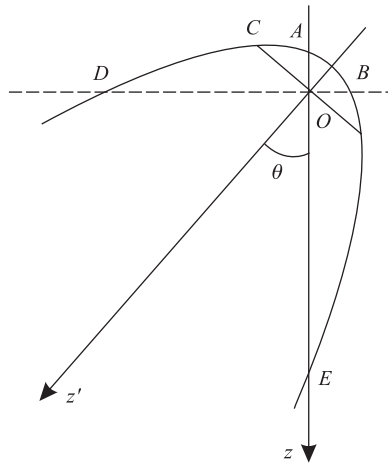


Рис. 17. Параболический отражатель, фокусирующий в точку O лучи, параллельные оси z' в плоскости рисунка

в точке O , образуется вращением вокруг оси z какого-либо из участков параболы, фокус которой совпадает с точкой O , а ось z_1 повернута по отношению к оси z на угол θ (рис. 17). На рис. 18, $a-d$ показаны пять возможных вариантов, образованных вращением различных участков параболы. (Заметим, что при фокусировке параллельного потока направленность антенны $D = U(\theta, \varphi)_{\max}/U_{\text{ср}}$, где $U(\theta, \varphi)_{\max}$ — максимальная интенсивность излучения и $U_{\text{ср}}$ — средняя интенсивность излучения, пропорциональна апертуре A , т.е. $D = 4\pi A/\lambda^2$, λ — длина волны. В отличие от этого ОПТ фокусируют только конус лучей (с осью симметрии z), составляющих с осью z заданный угол θ (в пределах интервала $\Delta\theta \ll 1$), и для них $D \propto d/\lambda$, где d — характерный линейный размер отражающей поверхности.) ОПТ можно, в принципе, использовать для всех рассмотренных вариантов регистрации. (Еще раз подчеркнем, что для спутников коллимация по углу θ возникает естественно из условия $H \gg h$, и ОПТ для этого не требуются. В этом случае отражатели могут быть использованы для усиления сигнала или создания систем, экранированных от фоновых сигналов в направлениях с $\theta \neq \theta_0$.) Мы не рассматриваем здесь технических аспектов создания антенн для регистрации ШАЛ. Заметим только, что в спутниковом варианте в качестве отражающей (и экранирующей) поверхностей могли бы быть использованы металлизированные тонкопленочные конструкции типа «солнечного паруса» [40, 41], а для аэростатов — участки оболочки аэростата. Разумеется, в различных задачах адекватными могут оказаться различные типы направленных антенн. (Так, например, для создания антенны, изотропной по азимутальному углу φ и направленной по полярному углу θ , можно использовать систему сфазированных диполей.)

3. При регистрации импульса одним приемником с антенной, имеющей аксиально-симметричную диаграмму направленности (по азимутальному углу), угол φ прихода сигнала от ШАЛ не определяется. Этот угол может быть найден с помощью двух приемников, работающих как стереопара и находящихся друг от друга на некотором заданном расстоянии a . Разность расстояний между ШАЛ и каждым из приемников может быть выражена через угол φ (который удобно отсчитывать от линии, соединяющей приемники):

При регистрации импульса одним приемником с антенной, имеющей аксиально-симметричную диаграмму направленности (по азимутальному углу), угол φ прихода сигнала от ШАЛ не определяется. Этот угол может быть найден с помощью двух приемников, работающих как стереопара и находящихся друг от друга на некотором заданном расстоянии a . Разность расстояний между ШАЛ и каждым из приемников может быть выражена через угол φ (который удобно отсчитывать от линии, соединяющей приемники):

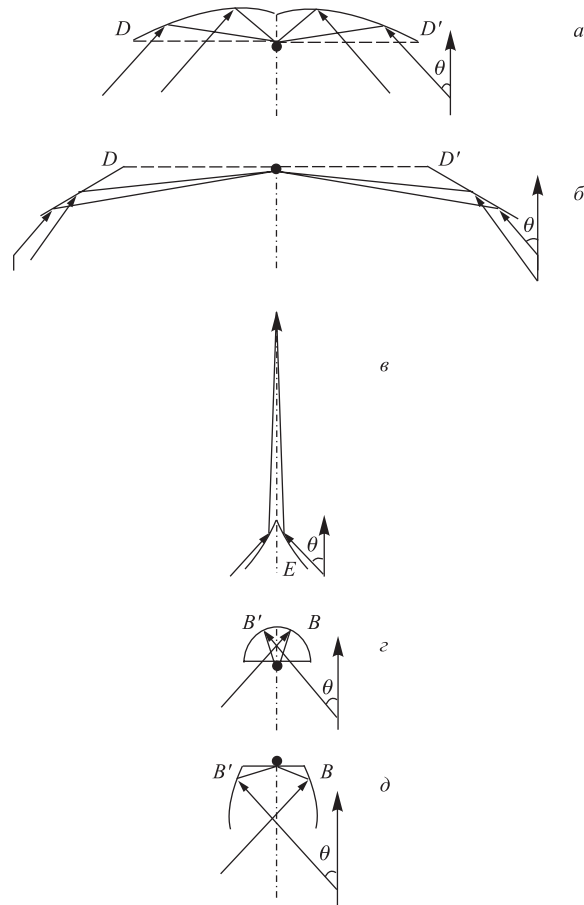


Рис. 18. Различные варианты ОПТ

$\Delta \approx a \cos \varphi$. Соответствующая разность времени прихода импульсов в приемники равна $\tau = \tau_0 \cos \varphi$, $\tau_0 = a/c$, где c — скорость света. Отсюда получаем следующую оценку для неопределенности в нахождении угла φ : $\Delta\varphi = \Delta\tau / (\tau_0 \sin \varphi)$. В силу узкой угловой направленности излучения ШАЛ величина a не может быть выбрана слишком большой, поскольку в противном случае сигнал не будет зарегистрирован обоими приемниками. Будем полагать $a = L\alpha_{\max}/2$. Характерная длительность сигнала от ШАЛ составляет $\tau_s \approx 10^{-6} - 10^{-7}$ с. Величину $\tau_s = 10^{-6}$ с можно принять для оценки точности измерения τ . Тогда для ошибки в определении угла φ получаем следую-

щую оценку: $\Delta\varphi = \tau_s/(\tau_0 \sin \varphi) = \tau_s c/(a \sin \varphi)$. Очевидно, что наихудшая чувствительность к углу φ имеет место при $\varphi = 0$ (или π). Полагая в этом случае $\Delta\varphi \approx \varphi$ (или $\Delta\varphi \approx \pi - \varphi$), находим $\Delta\varphi \approx (\tau_s/\tau_0)^{1/2} = (\tau_s c/a)^{1/2}$. Численные значения наибольшей ошибки в определении азимутального угла $\delta\varphi$ для рассматриваемых вариантов регистрации приведены в табл. 2. Очевидно, что в силу симметрии по отношению к замене $\varphi \rightarrow -\varphi$ каждому измеренному значению τ будут соответствовать два значения угла: $\pm\varphi$. Эта двужначность может быть устранена с помощью конструкции облучателя, позволяющей различать сигналы, приходящие из областей с $\varphi > 0$ и $\varphi < 0$. Таким образом, использование стереопары приемников позволяет не только измерять спектр КЛУВЭ, но и находить направления прихода этих частиц, что очень важно для решения вопроса об источниках КЛУВЭ. (Заметим, что метод запаздывания для определения угла φ можно использовать и для систем антенн, расположенных на одном спутнике или аэростате. В этом случае, уменьшение базы потребует более высокой точности измерения времени запаздывания.)

4. Предлагаемый метод радиодетектирования близких к горизонту ШАЛ может оказаться весьма эффективным для регистрации ШАЛ, рождаемых нейтрино ультравысоких энергий. Речь идет о нейтрино, приходящих к поверхности Земли по направлениям, близким к касательному, как «выше горизонта», так и «ниже горизонта». В первом случае мишенью для взаимодействия нейтрино будет атмосфера, толщина которой «по касательной» составляет примерно 72 кг/см^2 . Во втором случае нейтрино будут «чиркать» по Земле, проходя в земной коре небольшие расстояния ($\sim 10^3 \text{ км}$). Эти расстояния достаточны для эффективного взаимодействия нейтрино, но не достаточны для их сильного поглощения. Лептоны, рожденные при взаимодействии нейтрино с грунтом, будут выходить в атмосферу и генерировать ШАЛ, идущие почти горизонтально. Такие ШАЛ могут быть зарегистрированы рассматриваемым здесь радиометодом.

5. В заключение этого раздела сделаем замечание относительно возможности прямой физической калибровки предлагаемого метода с помощью пучка протонного ускорителя высоких энергий, направляемого в атмосферу в сторону ИСЗ или аэростата. Банчи этого пучка будут инициировать ливни в атмосфере, которые вызовут радиоизлучение, подобное излучению от ШАЛ ультравысоких энергий $E \approx N E_p$, где N — число протонов в банче и E_p — энергия отдельных протонов. Такая процедура аналогична постановке экспериментов на стэнфордском электронном ускорителе по регистрации радиоизлучения от электромагнитных ливней в твердотельной мишени [62], которые мы обсуждали выше.

Для калибровки приемной аппаратуры и мониторингования условий приема сигналов можно использовать также передачу с Земли радиосигналов с заданными характеристиками.

2.6. Фоны при регистрации радиоизлучения ШАЛ. Отделение полезного сигнала от фона является одной из ключевых проблем регистрации ШАЛ радиометодом. Прежде чем переходить к обсуждению фоновых помех, уточним интересующий нас интервал частот и еще раз напомним ожидаемые характеристики полезного сигнала. Рабочий диапазон частот определяется как «окном прозрачности» атмосферы для радиоволн (рис. 19) [71], так и свойствами полезного сигнала. Длинноволновая граница окна прозрачности, определяющая минимальную частоту рабочего диапазона, связана с отражением радиоволн от ионосферы. Это отражение имеет место при частотах ниже плазменной частоты $\nu_{пл} = (e/2\pi)[N/(\varepsilon_0 m)]^{1/2}$. Здесь N — число заряженных частиц (м^3), e — заряд частицы (Кл), m — масса частицы (кг), $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м² — диэлектрическая проницаемость вакуума. Для электронов $\nu_{пл} \approx 9(N)^{1/2}$. Для земной атмосферы типичная величина $N \approx 10^{12}$ м⁻³, так что минимальная частота рабочего диапазона составляет $\nu_{\min} \approx 10$ МГц. Максимальная частота окна прозрачности $\nu_{\max} \approx 30$ ГГц ($\lambda \approx 1$ см) определяется молекулярным поглощением в атмосфере. Однако в действительности коротковолновая граница рабочего диапазона измерений не простирается до таких больших частот, поскольку потеря когерентности на коротких волнах приводит к быстрому падению величины сигнала при частотах больших ≈ 100 МГц. Предварительно можно выбрать диапазон $\nu \approx 20$ –50 МГц ($\lambda = 15$ –6 м) в качестве возможного рабочего интервала частот (позже этот диапазон может быть уточнен и расширен, например, с учетом интервалов, рекомендованных для радиоастрономических измерений).

Согласно приведенным выше результатам вычислений (см. рис. 12), в этом интервале частот для углов излучения $\alpha < 0,05$ поток мощности, из-

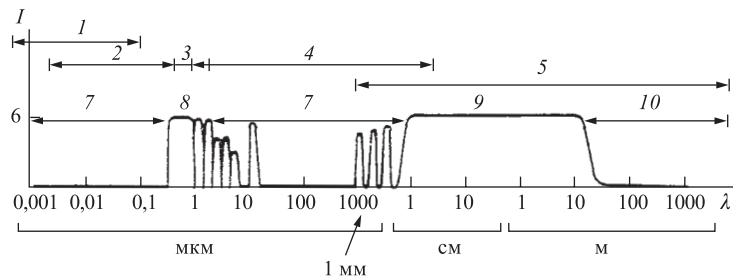


Рис. 19. Относительная прозрачность земной атмосферы для электромагнитных излучений различных длин волн: 1 — относительная прозрачность; 1 — рентгеновские лучи; 2 — УФ; 3 — видимая область; 4 — ИК; 5 — радиоволны; 6 — полная прозрачность; 7 — молекулярное поглощение; 8 — оптическое окно; 9 — «радиоокно»; 10 — отражение от ионосферы

лучаемый ШАЛ с энергией $E = 10^{20}$ эВ, на расстоянии $R = 1000$ км составляет примерно $10^{-12} - 10^{-11}$ Вт/(м² · МГц) ($= 10^8 - 10^9$ Ян; 1 Ян = 10^{-20} Вт/(м² · МГц) — единица измерения величины радиосигналов, принятая в радиоастрономии), и соответствующая напряженность электрического поля равна 3–10 мкВ/(м · МГц). С этими величинами мы и будем сопоставлять ожидаемые шумовые помехи.

Минимальная детектируемая величина сигнала определяется либо собственными шумами приемных устройств, либо шумами, принимаемыми от внешних источников. Как правило, собственные шумы становятся определяющими при частотах ≥ 100 МГц [46], тогда как при более низких частотах преобладают внешние шумы как естественного происхождения (радиоизлучение атмосферы и плазмосферы, радиоизлучение неба — галактическое и внегалактическое, радиоизлучение Солнца), так и техногенного.

Радиоимпульсы естественного атмосферного происхождения можно разделить на собственные излучения околоземной плазмы, возникающие из-за неустойчивостей неравновесных областей магнитосферы и ионосферы, и волны и излучения, обусловленные волновыми воздействиями, приходящими от Земли, в основном, от молниевых разрядов (см., например, [72]).

Для дальнейшего обсуждения полезно напомнить структуру околоземной плазмы (см. рис. 20) [72]. На больших высотах h над поверхностью Земли атмосфера ионизируется оптическим и рентгеновским излучением Солнца и на высотах около 70 км переходит в ионосферу. Зависимость электронной концентрации N_e от высоты в ионосфере приведена на рис. 21. Границей ионосферы принято считать высоту $h_n \approx 800 - 2000$ км, начиная с которой

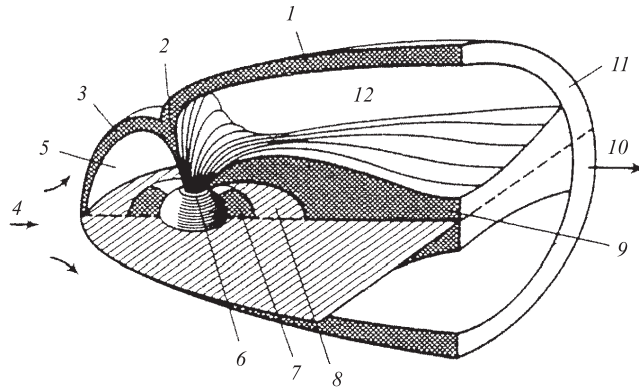


Рис. 20. Строение магнитосферы Земли [72]: 1 — мантия; 2 — касп; 3 — дневные граничные слои; 4 — солнечный ветер; 5 — радиационный пояс; 6 — овал полярных сияний; 7 — плазмосфера; 8 — радиационный пояс; 9 — плазменный слой; 10 — магнитный хвост; 11 — граничный слой хвоста; 12 — высокоширотная часть хвоста

исчезают тяжелые ионы и плазма становится двухкомпонентной (электроны и протоны) и полностью ионизованной.

В области между h_n и $h_m = (60-80) \cdot 10^3$ км (магнитосфере) в распределении плазмы существенную роль играет постоянное магнитное поле B_0 , которое на высотах $h < (20-30) \cdot 10^3$ км является в основном полем Земли, а на больших расстояниях сильно искажается потоком электронов и протонов от Солнца

(солнечным ветром). Именно в этой области распространяется и генерируется большинство низкочастотных (30–300 кГц) волн и излучений.

Молниевые разряды генерируют интенсивные радиоимпульсы — атмосферные разряды. Максимальная энергия этого излучения лежит в диапазоне $\nu < 30$ кГц. Импульсы от молний (длительностью $t \approx 10^{-3}$ с) попадают в ионосферную плазму и расщепляются на правополяризованные («электронный свист») и левополяризованные («ионный свист») волны. Эти сигналы могут распространяться в приземном волноводе на очень большие расстояния (до 10^4 км) с относительно слабым затуханием и дисперсией, образуя так называемые «атмосферики». Возможно многократное прохождение атмосфериков из одного полушария в другое и обратно. В результате дисперсии в магнитоактивной плазме они превращаются в цуг колебаний убывающей со временем частоты — так называемые «свистящие атмосферики». К этой группе относятся также излучения, индуцированные сигналами радиопередатчиков и свистящими атмосфериками в результате взаимодействия этих сигналов с энергичными частицами солнечного ветра, а также излучения на гармониках линий электропередач и излучения от землетрясений и взрывов. Обнаружены также сигналы с иным, чем у свистящих атмосфериков, спектром, названные шипениями, вибрирующими тонами, утренними хорами и т. п. Было показано, что эти сигналы являются излучением нестабильных областей околоземной плазмы. Генерация волн этой группы вызывается высыпаящими из радиационных поясов потоками энергичных электронов, дрейфующими энергичными протонами, диффундирующими из полярной ионосферы малоэнергичными частицами и т. п. В конечном счете излучения этой группы обусловлены солнечным ветром и оптическим излучением Солнца, создающими нестационарные процессы в плазме.

В настоящее время эксперименты с НЧ-волнами (как на спутниках, так и на земной поверхности) стали эффективным средством диагностики природных процессов в ближнем космосе.

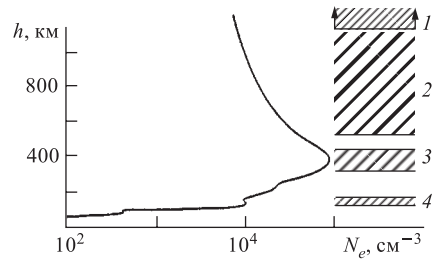


Рис. 21. Строение ионосферы: 1 — магнитосфера; 2 — верхняя ионосфера; 3 — F2-слой; 4 — E-слой

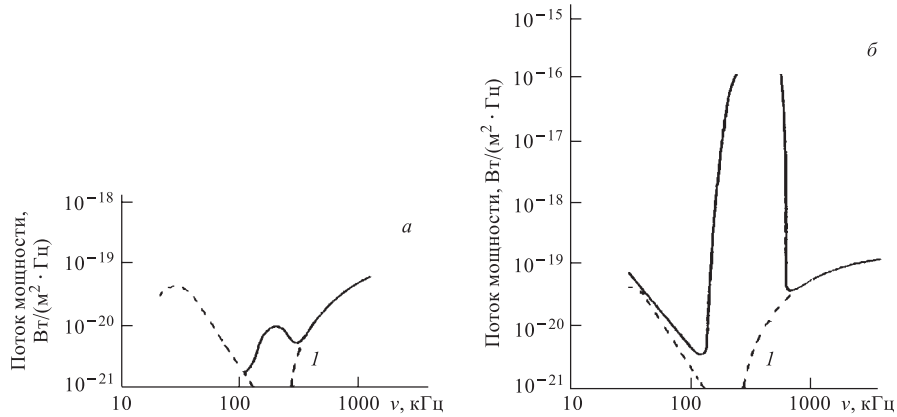


Рис. 22. Спектр радиоизлучения Земли с дневной (*a*) и ночной (*б*) стороны [73]. *I* — галактический фон

Глобальное представление о фонах, обусловленных естественными источниками радиоизлучения Земли, дают рис. 22, *a*, *б*, полученные в результате спутниковых измерений [73]. Как видно, имеется сильное различие при наблюдении на дневной и ночной сторонах. Наличие дневного минимума связано с присутствием в *D*-слое в дневное время свободных электронов, приводящих к диссипации радиоволн. Максимальный поток в ночное время достигает 10^{-9} Вт/(м² · МГц) (10^{11} Ян) при частоте 0,5 МГц. Однако при больших частотах поток резко падает. Выше 1 МГц естественное радиоизлучение Земли становится менее существенным, чем «фон неба» или «галактический фон». Для нашего обсуждения очень важно подчеркнуть, что все рассмотренные выше типы естественных излучений лежат в низкочастотной области (1 кГц–1 МГц; см. рис. 22), не представляющей опасности для выбранного нами рабочего диапазона частот 20–50 МГц.

Фоновое излучение Галактики — это сумма излучения неидентифицированных дискретных источников и непрерывного излучения Галактики (см., например, [71]). Это излучение сосредоточено в основном в направлении галактического диска. Оно имеет тепловой спектр, на который наложена нетепловая компонента. Тепловое излучение — это тормозное излучение из областей, заполненных ионизированным водородом. Нетепловое — синхротронное излучение, испускаемое релятивистскими электронами в галактических магнитных полях.

Излучение обычных звезд в радиодиапазоне несущественно, поскольку расстояние до них $R > 1$ пс (т. е. они в $2 \cdot 10^5$ раз дальше Солнца) и их вклад

в поток $J < 10^{-22}$ Вт/(м²·МГц) ($= 10^{-2}$ Ян). Спектр некоторых источников «радионеба» показан на рис. 24 [71].

Солнце — самый яркий радио-объект на небосводе. (Впервые радиоизлучение Солнца было обнаружено в феврале 1942 г., когда радиолокаторы на юге Англии были выведены из строя из-за сильных помех, вызванных солнечной активностью.) В оптическом диапазоне Солнце излучает как черное тело с температурой около 6000 К с нетепловой компонентой в области $\lambda \approx 1$ см–100 м (рис. 23). Различают излучение спокойного Солнца и излучение возмущенного Солнца, содержащее медленно меняющуюся компоненту (типичная длительность — сутки) и быстро меняющуюся (секунды, часы). Медленная компонента связана с солнечными пятнами, быстрая — с солнечными вспышками. В диапазоне 20–50 МГц «спокойное» Солнце генерирует поток радиоизлучения на уровне 10^{-16} Вт/(м²·МГц), тогда как «возмущенное» Солнце излучает примерно 10^{-12} Вт/(м²·МГц). Таким образом, ожидаемый сигнал от ШАЛ ультравысоких энергий будет превосходить фон от «спокойного» Солнца на несколько порядков. В то же время работа на дневной стороне в периоды возмущения Солнца может быть затруднена. Характерные малые длительности сигнала от ШАЛ (10^{-7} – 10^{-6} с) и измерения формы импульса и поляризации могут быть использованы для подавления фона.

Галактическое фоновое излучение показано на рис. 24. Видно, что при спокойном Солнце это излучение дает основной вклад в «фон неба». Из сравнения с рис. 12 видно, что этот фон составляет $\sim 10^{-2}$ от максимальной величины радиосигнала от ШАЛ с $E = 10^{20}$ эВ при $\nu \approx 30$ МГц на расстоянии $R = 1000$ км.

Наибольший фон создается техногенными источниками главным образом за счет работы передающих радиостанций. Для оценки этого фона на спутниковых высотах нами была использована компиляция спутниковых измерений радиофонов [74]. (На рис. 25 в качестве примера показана карта радиофонов для частоты 31,5 МГц.) Из проведенного сравнения ожидаемого сигнала и уровня фона можно заключить, что при $E \geq 10^{20}$ эВ и малых уг-

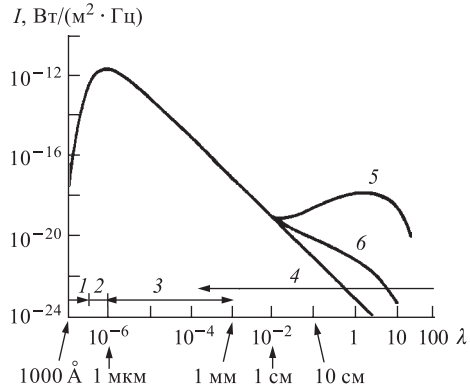


Рис. 23. Спектр излучения Солнца от ультрафиолета до радиоволн: 1 — УФ; 2 — видимый свет; 3 — ИК; 4 — радиоволны; 5 — возмущенное Солнце (максимум); 6 — спокойное Солнце

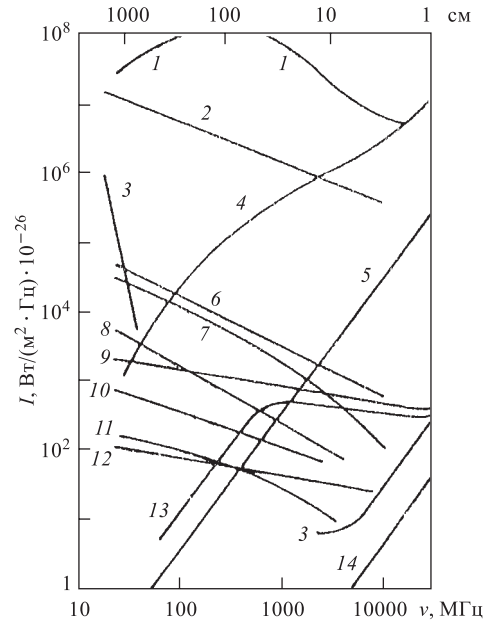


Рис. 24. Спектры некоторых источников «радионеба»: 1 — возмущенное Солнце; 2 — фоновое излучение; 3 — Юпитер; 4 — спокойное Солнце; 5 — Луна; 6 — Кассиопея А; 7 — Лебедь А; 8 — Дева А; 9 — Крабовидная туманность; 10 — М31; 11 — 3С295; 12 — 3С273; 13 — туманность Ориона; 14 — Марс

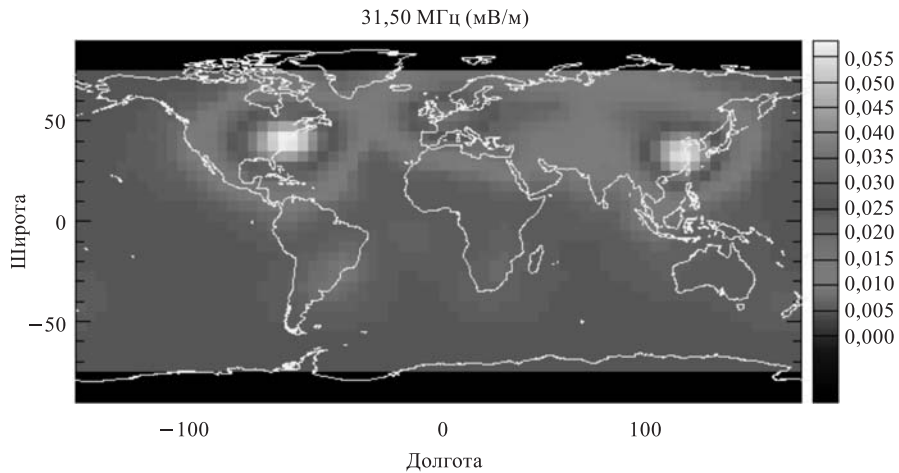


Рис. 25. Данные спутниковых измерений радиофонов для частоты 31,5 МГц [74]

лах $\alpha \leq 0,05$ сигнал (даже без учета возможности использования направленных антенн) превосходит фон над радиоспокойными районами земного шара (например, в южном полушарии, над экваторией океана, где фон составляет $\leq 10^{-13} - 10^{-12}$ Вт/(м² · МГц)) на один-два порядка.

Типичные значения фона для наземного и аэростатного детектирования показаны на рис. 26 [75]. Максимальная величина сигнала от ШАЛ с энергией 10^{20} эВ, приходящего с расстояний 500–100 км под углом $\alpha = 0,025$, составляет $E(\omega) \approx 20 - 100$ мкВ/(м · МГц), а частоты, соответствующие максимуму излучения, равны $\nu_{\max} \approx 30 - 50$ МГц. Если регистрация производится антенной с широкой диаграммой направленности (типа дипольной), то, как видно из рис. 26, в том же интервале частот уровень фона составляет 10–15 мкВ/(м · МГц). При использовании антенны с достаточно узкой направленностью $\Delta\theta$ фоновая нагрузка может быть существенно снижена. Например, при $\Delta\theta = 6^\circ$ она составит ~ 1 мкВ/(м · МГц). При $\alpha = 0,1$ максимальная величина сигнала $E(\omega) \approx 8 - 40$ мкВ/(м · МГц) достигается при $\nu_{\max} \approx 3 - 5$ МГц. Фоновая нагрузка при этих частотах для $\Delta\theta = 6^\circ$ равна ≈ 7 мкВ/(м · МГц). Напомним, что при аэростатном и наземном детектировании ограничения на частоты, обусловленные прозрачностью ионосферы отсутствуют. Поэтому из соотношения сигнал/шум при $\Delta\theta = 6^\circ$ можно регистрировать сигнал от ШАЛ ультравысоких энергий при углах излучения вплоть до $\alpha = 0,1$.

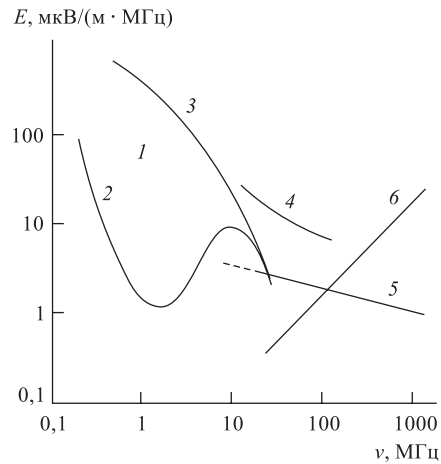


Рис. 26. Минимальная детектируемая напряженность поля при наземном детектировании полуволновой дипольной антенной для различных частот в полосе 1 МГц [75]: 1 — ионосферные шумы; 2 — день; 3 — ночь; 4 — техногенные шумы; 5 — галактические шумы; 6 — шумы усилителя (300 К)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем основные итоги проведенного обсуждения.

1. Объяснение загадки КЛУВЭ может привести к интересным физическим и астрофизическим открытиям, а возможно, и к радикально новой физике. В том случае, если источниками КЛУВЭ являются макроскопические

астрофизические объекты, исследование частиц ультравысоких энергий позволит лучше понять механизмы ускорения и энергетических потерь в этих сверхмощных ускорителях Вселенной. Вместе с тем рассматриваемая область энергии находится вне досягаемости земных ускорителей, и исследование КЛУВЭ дает уникальную возможность изучения физики частиц при столь высоких энергетических масштабах. Открывающиеся перспективы «проникновения» в эпоху ранней Вселенной, исследования «сильной» гравитации, и, возможно, пересмотр основ теории относительности — все это служит несомненной мотивировкой для создания новых детекторов КЛ и поиска новых методов регистрации КЛУВЭ. «Астрономия КЛУВЭ» (тесно связанная с нейтринной и гамма-астрономией) имеет реальные перспективы стать эффективным инструментом в астрофизике высоких энергий.

2. Как показывают приведенные оценки, радиометод дает возможность просматривать большую площадь атмосферы (порядка 10^6-10^7 км²) и позволяет обеспечить получение высокой статистической обеспеченности при регистрации частиц ультравысоких энергий, а также нахождение их энергий и углов прихода.

3. Фоны для регистрации радиоимпульсов от КЛУВЭ при спокойном Солнце и над радиоспокойными районами в среднем находятся ниже уровня сигнала.

Таким образом, предлагаемый метод представляется перспективным и дает надежду на возможность значительного увеличения статистики и, тем самым, точности измерения спектра КЛУВЭ и продвижения к большим энергиям. Следует подчеркнуть, что радиометод использует другие принципы исследования ШАЛ по сравнению с традиционными методами и, таким образом, дополняет эти методы. Это особенно существенно, если учесть трудности регистрации частиц ультравысоких энергий, нахождения их энергии, направлений прихода и природы этих частиц.

Приложение

ПЛЕНОЧНЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ (ПАС)

Первые обсуждения возможности создания и использования ПАС относятся к 20-м годам XX в. Пионерами этих исследований были отечественные ученые Ф. А. Цандер и К. Э. Циолковский, а также немецкий ученый Х. Оберт [76–78]. Значительный размах работы по ПАС приобрели после запуска первого искусственного спутника Земли. В настоящее время обсуждаются следующие основные области возможного применения ПАС: а) облучение земной поверхности отраженным солнечным светом, б) энергоснабжение в космосе и из космоса, в) полеты космических аппаратов с «солнечными парусами», г) радиоастрономия и радиосвязь. Здесь мы приведем лишь

несколько примеров [79–84], которые дают представление о характере и масштабах рассматриваемых проектов.

1) Освещенность, создаваемая Луной в зените, в полнолуние составляет 0,3 лк. Такая же освещенность может быть создана (в ночное время) на поверхности Земли в пятне диаметром 340 км за счет отраженного солнечного света, если использовать зеркало площадью 0,4 км², находящееся на геостационарной орбите (высота 35880 км).

2) Норма уличного освещения в США составляет 10 лк. На наружное освещение окрестностей Нью-Йорка ежегодно тратится более 100 млн долларов. Задачу освещения можно было бы решить с помощью геостационарного спутника с зеркалом площадью 14 км² и весом около 200 т. Стоимость доставки зеркала на орбиту может окупиться в течение примерно 5 лет.

3) Глобальные воздействия на климат требуют еще больших масштабов отражателей. Обсуждался проект с зеркалом 500 × 500 км [83]. Мощность отраженного солнечного света ($5 \cdot 10^{13}$ кВт · ч в неделю) примерно в 2000 раз превосходит мощность электроэнергии, вырабатывавшейся в США в 1975 г. Стоимость проекта оценивается в 50 млрд долларов.

4) Обсуждается возможность беспроводной передачи электроэнергии на большие расстояния путем преобразования ее в микроволновую и ретрансляции с помощью спутниковых отражателей.

5) Существуют проекты орбитальных солнечных электростанций (ОСЭ). Основными элементами для преобразования солнечной энергии в электрическую будут служить либо солнечные полупроводниковые батареи, выполненные на основе пленочной технологии, либо генераторы в сочетании с концентраторами солнечного света, также изготовленными из пленки. Предполагается, что полученная энергия будет передаваться на Землю в виде дециметровых электромагнитных волн, поглощение которых в атмосфере не превосходит 1–4 %. Приведем некоторые параметры американского проекта ОСЭ [84]: площадь солнечных батарей ≈ 50 км², общий вес станции 10–12 тыс. тонн, мощность энергии, передаваемой на Землю $\approx 5 \cdot 10^6$ кВт (суммарный КПД $\approx 7\%$). При этом стоимость электроэнергии, связанная только с доставкой ОСЭ на орбиту, оценивается в 400–500 долларов за кВт, что сопоставимо со стоимостью электроэнергии, вырабатываемой на атомных электростанциях.

Нельзя не согласиться, что подобные проекты напоминают картины из футурологических романов. Не следует, однако, забывать, что стремительное развитие космической техники привело к осуществлению многих проектов, казавшихся совсем недавно фантастическими. Поражают воображение также перспективы полетов космических аппаратов с «солнечными парусами» (СП). Напомним, что впервые гипотеза о световом давлении была высказана И. Кеплером (1619 г.) для объяснения отклонения хвостов комет при их движении вблизи Солнца. Первые расчеты величины светового давления были выполнены Дж. К. Максвеллом (1873 г.), а первые экспериментальные

измерения этой величины были проведены П. Н. Лебедевым (1899 г.). Идея использования светового давления для разгона космических кораблей, далеко опередившая свое время, принадлежит Ф. А. Цандеру (см. [78]).

Как известно, давление света, падающего нормально на поверхность с коэффициентом отражения χ , равно $P = Q(1 + \chi)/c$, где Q — плотность мощности электромагнитной волны. Для солнечного излучения на границе атмосферы $Q = Q_0$, где $Q_0 = 1,395 \text{ кВт/м}^2$ — «солнечная постоянная». Следовательно, для хорошо отражающей поверхности вблизи Земли $P = P_0 = 9,32 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}^2$. Отражающая пленка, помещенная на космическом аппарате, будет действовать подобно парусу. При идеальном отражении ($\chi = 1$) давление фотонов будет создавать тягу в направлении нормали к парусу. При $\chi \neq 1$ направление тяги будет составлять некоторый угол с нормалью. Ориентируя парус, можно управлять КА. При этом на создание ускорения не расходуется энергия и рабочее тело. Ускорение, создаваемое давлением P_0 , равно $a = P_0 S/M$, где S — площадь СП, $M = m + S\eta$ — полная масса КА, m — масса КА без паруса и η — масса единицы площади СП. Анализ

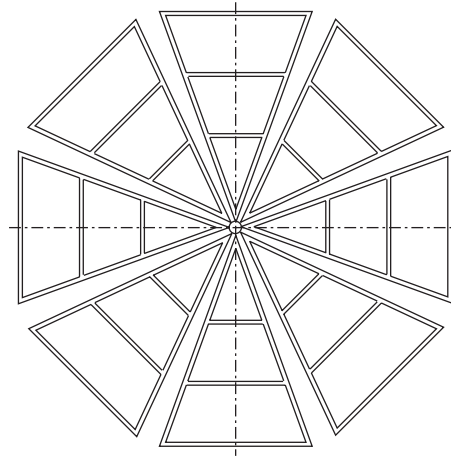


Рис. 27. «Солнечный парусник», разработанный в НИЦ им. Г. Н. Бабакина

движения солнечного парусника показывает, что СП становится эффективным при $a \geq 1 \text{ мм/с}^2$. (Для сравнения напомним, что на орбите Земли ускорение солнечного тяготения равно $a_1 = 5,92 \text{ мм/с}^2$.) Так, при $a = 1 \text{ мм/с}^2$ время полета от Земли до Марса составляет 259 суток; при $a = 4 \text{ мм/с}^2$ оно сокращается до 50 сут. При $a = a_1$ становится возможным полет по прямолинейной траектории. В (нереалистическом) предельном случае $m \ll M$, $a = P_0/\eta \approx 10 \text{ мм/с}^2 [\eta/(\text{г/м}^2)]^{-1}$, так что критическое значение η , при котором СП становится эффективным, составляет около 10 г/м^2 . Более реалистические оценки, учитывающие вес самого КА и каркаса СП, дают величину $1\text{--}3 \text{ г/м}^2$. Для алюминиевой или полимерной пленки это соответствует толщинам порядка 1 мкм [79]. Изготовление и развертывание в космосе больших поверхностей таких пленок — сложная инженерно-техническая задача. Еще одна проблема — каркас СП, вес которого может быть соизмерим с весом пленки. Цандер предлагал натягивать пленку вращением СП. Рассматривались также варианты с надуванием паруса газом или ИК-фотонами.

движения солнечного парусника показывает, что СП становится эффективным при $a \geq 1 \text{ мм/с}^2$. (Для сравнения напомним, что на орбите Земли ускорение солнечного тяготения равно $a_1 = 5,92 \text{ мм/с}^2$.) Так, при $a = 1 \text{ мм/с}^2$ время полета от Земли до Марса составляет 259 суток; при $a = 4 \text{ мм/с}^2$ оно сокращается до 50 сут. При $a = a_1$ становится возможным полет по прямолинейной траектории. В (нереалистическом) предельном случае $m \ll M$, $a = P_0/\eta \approx 10 \text{ мм/с}^2 [\eta/(\text{г/м}^2)]^{-1}$, так что критическое значение η , при котором СП становится эффективным, составляет около 10 г/м^2 . Более реалистические оценки, учитывающие

В последние годы внимание широкой общественности к идее солнечного паруса привлекли предложения о проведении регаты солнечных парусных кораблей по маршруту Земля–Луна–Марс, приуроченной к 500-летию открытия Америки (в 1993 г.), и об использовании солнечного паруса для исследования кометы Галлея (в 1985–1986 г.) (см. [80, 81]). В США для этих целей предлагалось построить корабль весом 4900 кг с площадью парусов 624000 м². В Европе обсуждалось создание аппарата, предназначенного для демонстрационных полетов, с массой 650 кг и парусами, изготовленными из каптоновой пленки толщиной 2 мкм, площадью 60000 м². Всемирный космический фонд (World Space Foundation) планировал на первом этапе постройку небольшого корабля с площадью паруса 880 м² для исследований на земной орбите, с последующим полетом к Луне. В 1981 г. прототип паруса из майларовой пленки площадью 15 м² был развернут на Земле. В декабре 1999 г. космическое агентство Германии совместно с Европейским космическим агентством и рядом других партнеров провело наземную демонстрацию четырехсекционного солнечного паруса площадью 20 × 20 м.

В России работы по созданию «солнечного парусника» проводились консорциумом «Космическая регата», созданным ведущими предприятиями космической отрасли России во главе с НПО «Энергия», а также НИЦ им. Г. Н. Бабакина.

К сожалению, по ряду причин ни солнечная парусная регата, ни полет «под парусами» к комете Галлея не были реализованы. Самые заметные достижения в этой программе, насколько нам известно, были получены к настоящему времени в России. К юбилейным торжествам 4 февраля 1993 г. на околоземной орбите на борту грузового транспортного корабля «Прогресс-М» было проведено развертывание макета солнечного паруса. В настоящее время в НИЦ им. Г. Н. Бабакина изготовлен космический аппарат с парусом площадью 660 м² и начаты его испытания. На рис. 27 показано схематическое изображение этого «парусника» с 8 управляемыми секциями. Аппарат должен выводиться на орбиту с помощью конверсионной ракеты «Волна» с подводной лодки типа «Кальмар», как показано на рис. 28 и 29. Эти работы в НИЦ им. Г. Н. Бабакина создают научно-техническую основу для реализации научной программы ПАС. Подчеркнем, что для обеспечения этой программы нет необходимости в дости-

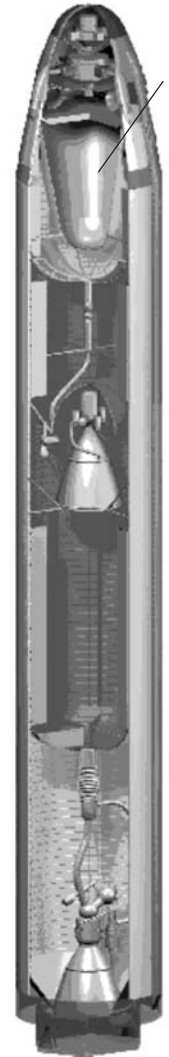


Рис. 28. Размещение космического аппарата с солнечным парусом (1) на ракете «Волна»

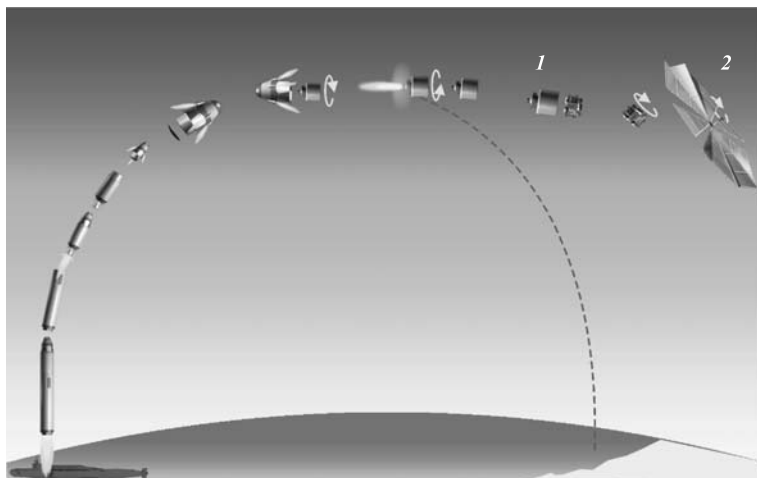


Рис. 29. Схема выведения космического аппарата на орбиту

жении экстремальных параметров, требуемых для «солнечного парусника» (сверхтонких пленок, малого веса спутника и каркаса и т. п.). Результаты, полученные при создании СП к настоящему времени, уже достаточны для создания радиотелескопа для регистрации КЛУВЭ.

Автор признателен В. Л. Гинзбургу, Н. Л. Григорову, Р. Д. Дагкесаманскому, Н. С. Кардашеву, С. М. Кутузову, К. М. Пичхадзе, Н. Г. Полухиной, А. С. Пулинцу, В. Г. Сысоеву, А. В. Урысон, Е. Л. Фейнбергу и В. А. Чечину за полезные обсуждения различных аспектов проблемы и полученных результатов, а также за интерес к работе. Когда этот обзор был подготовлен к печати, нам стало известно о работе А. Д. Филоненко, посланной в УФН, в которой обсуждаются различные аспекты регистрации частиц радиометодом. Автор благодарен А. Д. Филоненко за предоставление возможности ознакомления с некоторыми разделами этой работы до ее публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федеральная космическая программа России 2001–2003. НИИ «Будущее».
2. Bertou X., Baratov M., Letessier-Selvon A. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 2182.
3. Olinto A. // Phys. Rep. 2000. V. 333–334. P. 329.
4. Weiler T. J. // Proc. of the First Intern. Workshop on Radio Detection of High-Energy Particles (RADHEP 2000) / Ed. D. Saltzberg, P. Gorham. AIP Conf. Proc. 2000. V. 579. P. 58.
5. Kuzmin V. A. // Ibid. P. 23.

6. *Berezinsky V.* Puzzles in Astrophysics in the Past and Present. astro-ph/0107306;
а) *Бедняков В. А.* // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 5. С. 1146.
7. *Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 114.
8. *Greisen K.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 748.
9. The Pierre Auger Project Design Report, Fermilab, October 1995; www.auger.org/admin.
а) *Abu-Zayyad T. et al.* astro-ph/0208243.
10. *Takeda M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1163; astro-ph/9807193.
11. *Takeda M. et al.* astro-ph/9902239.
12. *Hayashida N. et al.* // Astropart. Phys. 1999. V. 10. P. 303.
13. *Bird D. J. et al.* astro-ph/9806096.
14. *Mikhailov A. A.* // Proc. of the 27th ICRC. 2001. V. 5OG. P. 1772.
15. *Takeda M. et al.* // Astrophys. J. 1999. V. 522. P. 225.
16. *Uchihori Y. et al.* // Astropart. Phys. 2000. V. 13. P. 151.
17. *Tinyakov P. G., Tkachev I. I.* // Proc. of the 27th ICRC. 2001. V. 2HE. P. 547.
18. *Урысон А. В.* // Астроном. журн. 2001. Т. 78. С. 686.
19. *Kardashev N. S.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1995. V. 522. P. 205.
20. *Урысон А. В.* // Письма в Астроном. журн. 2001. Т. 27. С. 901–907.
21. *De Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A.* // Proc. of the 27th ICRC. 2001. V. 6OG. P. 2105–2108.
22. *Farrar G. R.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 4111.
23. *Kephart T. W., Weiler T. J.* // Astropart. Phys. 1996. V. 4. P. 271.
24. *Berezinsky V., Kachelriev M., Vilenkin A.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4302.
25. *Kuzmin V. A., Rubakov V. A.* // Yad. Fiz. 1998. V. 61. P. 1122.
26. *Fargion D., Mele B., Salis A.* // Astrophys. J. 1999. V. 517. P. 725.
27. *Weiler T. J.* // Astropart. Phys. 1999. V. 11. P. 303.
28. *Berezinsky V. S., Zatsepin G. T.* // Phys. Lett. B. 1969. V. 28. P. 423;
Domokos G., Nussinov S. // Phys. Lett. B. 1987. V. 87. P. 372.
29. *Nussinov S., Shrock R.* // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 105002.
30. *Anchordoqui L. A. et al.* Black Holes from Cosmic Rays: Probe of Extra Dimensions and New Limits on TeV-Scale Gravity. hep-ph/0112247. 2001. V. 1.
31. *Киржниц Д. А., Чечин В. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 261; ЯФ. 1972. Т. 15. С. 1051;
Чечин В. А., Вавилов Ю. Н. // КСФ. 1999. Т. 3. С. 32.
32. *Bogoslovskii G. Yu.* // Nuovo Cim. B. 1977. V. 40. P. 99;
Богословский Г. Ю. Теория локально-анизотропного пространства-времени. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992.
33. *Mestres-Gonzales* // Proc. of the 25th ICRC, Durban, South Africa, 1997. V. 6. P. 113.
34. *Coleman S., Glashow S. L.* hep-ph/9808446; Phys. Rev. D. 1998. V. 59. P. 116008.
35. *Ng Y. J. et al.* hep-ph/0010152.
36. *Dova M. T.* // Proc. of the 27th ICRC. 2001. V. 2HE. P. 861;
Cronin J. W. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. S165.
37. *Catalano O.* // Proc. of the 27th ICRC. 2001. V. 2HE. P. 843.

38. *Krizmanic J. F.* // Ibid. P. 861.
39. *Khrenov V. A.* // Proc. of the First Intern. Conf. on Particle and Fundamental Physics in Space (SpacePart), La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 2002 (to be published).
40. *Пичхадзе К. М. и др.* // КСФ. 2000. № 12. С. 9.
41. *Царев В. А., Чечин В. А.* // КСФ. 2001. № 4. С. 42.
42. *Chechin V. A., Polukhina N. G., Tsarev V. A.* // Proc. of the X Lomonosov Conf. on Elementary Particles, Moscow, Aug. 23–29, 2001.
43. *Царев В. А., Чечин В. А.* // Докл. АН. 2002. Т. 383. С. 486.
44. *Царев В. А.* // КСФ. 2001. № 11. С. 26.
45. *Царев В. А., Чечин В. А.* // Докл. АН. 2002. Т. 388, № 2.
а) *Котельников К. А. и др.* // Изв. АН, сер. физ. 2002. Т. 66, № 11. С. 1638.
46. *Allan H. R.* Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics. Amsterdam, 1971. V. 10. P. 171.
47. *Song C.* // Proc. of the 27th ICRC. 2001. V. 2HE. P. 490.
48. *Ave M. et al.* astro-ph/0003011. 2000.
49. *Jelly J. V.* Cherenkov Radiation and its Application. Pergamon Press, 1958.
50. *Jelly J. V.* // Suppl. Nuovo Cim. 1958. V. 8. P. 578.
51. *Greisen K.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1960. V. 10. P. 63.
52. *Baltrushaitas R. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 240. P. 410.
53. *Аскаръян Г. А.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 616; 1965. Т. 48. С. 988.
54. *Weekes T. C.* // Proc. of the First Intern. Workshop on Radio Detection of High-Energy Particles (RADHEP 2000). AIP Conf. Proc. 2000. V. 579. P. 3.
55. *Alikanyan A. I., Laziev E. U., Tumanyan W. A.* // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 20. P. 276.
56. *Jelly J. V. et al.* // Nature. 1965. V. 205. P. 327.
57. *Fegan D. J. et al.* // Can. J. Phys. 1968. V. 46. P. S230.
58. *Гусев Г. А.* Препринт ИЯИ П-676. М., 1990.
59. *Zas E., Halzen F., Stanev T.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 362.
60. *Розенталь И. Л., Фильченков М. Л.* // Изв. АН, сер. физ. 1966. Т. 30. С. 1703.
61. *Филоненко А. Д., Чех Ю. Н.* // Радиофизика и радиоэлектроника. 2002. Т. 7. С. 318.
62. *Saltzberg D.* // Proc. of the First Intern. Workshop on Radio Detection of High-Energy Particles (RADHEP 2000). AIP Conf. Proc. 2000. V. 579. P. 225.
63. *Dagesamanskii R. D., Zheleznykh I. M.* // First Intern. Conf. on Cosmoparticle Physics «COSMION-94», Moscow, Dec. 5–14, 1994.
64. *Zheleznykh I. M.* // Proc. of the 21th ICRC, Adelaide, Australia, 1989. Northfield, 1990. V. 6. P. 52.
65. *Charman W. N.* // Nature. 1967. V. 215. P. 497.
66. *Charman W. N., Jelly J. V.* // Can. J. Phys. 1968. V. 46. P. S216.
67. *Филоненко А. Д.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 127.
68. *Suga K., Nishi K.* // Proc. of the 21th ICRC, Adelaide, 1989. Northfield, 1990. V. 9. P. 125.

69. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я. // Докл. АН СССР. 1953. Т. 92. С. 535; 735;
Migdal A. B. // Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 18116;
а) Царев В. А., Чечин В. А. // КСФ. 2001. № 11. С. 26.
70. Gogitidze N. Z., Tsarev V. A., Chechin V. A. // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 248. P. 186.
71. Краус Д. Д. Радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1973.
72. Молчанов О. В. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме. М.: Наука, 1985.
73. Kaiser M. L., Stone R. G. // Science. 1975. Т. 189, No. 4196. P. 285.
74. Data base: <http://www.atnf.csiro.au/SKA/intmit/database.html>
75. Jasik H. Antenna Engineering. McGraw-Hill, 1961.
76. Циолковский К. Э. Труды о космической ракете 1903–1927 // Сб. ЦС Осоавиахим. М., 1936. С. 7–12; Собр. соч. М., 1954. Т. II. С. 275–280.
77. Oberth H. Wege zur Raumschiffahrt. Munich, 1928 (Пер.: Оберт Г. Пути осуществления космических полетов. М.: Оборонгиз, 1948).
78. Цандер Ф. А. Проблема полета при помощи реактивных аппаратов. Межпланетные полеты. М.: Оборонгиз, 1961.
79. Лукьянов А. В. Пленочные отражатели в космосе. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977.
80. Pignolet G., Perrett A. // Spaceflight. 1982. V. 24. P. 140.
81. InfoArt / News Agency: http://infoart.nsk.su/misc/spacenews/00/03/02_239.htm
82. Сыромятников В. С., Рябко Е. Н. // Земля и Вселенная. 1994. Т. 1. С. 13.
83. Buckingham A. G., Watson H. M. // Commerc. Utiliz. Space. Proc. of the 13th Annu. Meet. Amer. Astronaut. Soc., Dallas, Texas, 1967. Washington D. C., 1968. P. 236.
84. Glaser P. E. // Mech. Eng. 1969. V. 91. P. 20.