

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ледяные спутники планет Солнечной системы и орбитальные радиодетекторы для регистрации частиц ультравысоких энергий

Г.А. Гусев, Б.Н. Ломоносов, В.А. Рябов, В.А. Чечин

Рассмотрены проблемы регистрации космических лучей и нейтрино с самыми высокими из существующих в природе энергиями. Для обнаружения частиц таких энергий обсуждаются перспективы использования орбитальных радиодетекторов. Рассчитаны апертуры космических экспериментов, в которых в качестве мишеней для взаимодействия частиц ультравысоких энергий предполагается использовать Луну и сравнимые с ней по размерам ледяные спутники планет Солнечной системы. Результаты сравнения показывают, что использование лунной мишени представляется наиболее перспективным.

PACS numbers: 95.55.Vj, 95.85.Ry, 96.50.S–

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009c.0957

Содержание

1. Введение (957).
 2. Проблемы регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (958).
 3. Радиометод регистрации космических лучей и нейтрино (958).
 4. Использование спутников планет Солнечной системы в качестве мишеней для регистрации космических лучей и нейтрино (960).
 5. Вычисление апертуры регистрации космических лучей и нейтрино в космических экспериментах (960).
 6. Заключение (962).
- Список литературы (963).

1. Введение

Изучение природы и спектров космических частиц с предельными, существующими во Вселенной, энергиями является одной из наиболее актуальных задач современной науки [1–7]. Информация о природе таких частиц важна для решения фундаментальных проблем астрофизики и физики элементарных частиц, касающихся источников и механизмов ускорения космических лучей, а также природы тёмной материи [8].

Способность проводимых сейчас и планируемых экспериментов к регистрации космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ) определяется апертурой того или иного детектора. Несмотря на прогресс в создании установок, позволяющих регистрировать КЛУВЭ, име-

ется неоднозначность в интерпретации данных экспериментов, в которых восстановленная энергия первичной частицы превышает $E_{CR} \approx 10^{20}$ эВ. В первую очередь это обусловлено недостаточностью апертур даже гигантских наземных установок, располагающихся на площади в несколько тысяч квадратных километров.

Главной задачей нейтринной астрономии сегодня является регистрация нейтрино ультравысоких энергий (НУВЭ). Такие нейтрино могут образовываться в удалённых астрофизических источниках, при распадах сверхмассивных частиц, а также при распространении КЛУВЭ в межзвёздной среде. Создаваемые нейтринные телескопы нового поколения имеют чувствительные объёмы более 1 км^3 и позволяют регистрировать НУВЭ с энергиями вплоть до $E_\nu \approx 10^{19}$ эВ. Однако если поток космических нейтрино окажется меньше, чем предсказывается в наиболее распространённых моделях, то просматриваемых объёмов воды и льда ($\sim 1 \text{ км}^3$) будет не достаточно для его обнаружения.

Для обнаружения космических лучей и нейтрино с энергиями $E \geq 10^{20}$ эВ требуется создание установок, работающих на новых принципах и использующих современные методы регистрации. В последние годы широкое распространение получил метод, основанный на регистрации когерентного черенковского радиоизлучения каскадов, порождённых частицами ультравысоких энергий. Важнейшим преимуществом радиометода является возможность просмотра огромных объёмов прозрачных для радиоизлучения сред и регистрации с высокой статистической обеспеченностью редких событий при ультравысоких энергиях [9].

В настоящей статье мы рассматриваем перспективы регистрации КЛУВЭ и НУВЭ орбитальными радиодетекторами. Потенциал обнаружения определяется на основе сравнения апертур космических экспериментов, в которых в качестве мишеней для взаимодействия рас-

Г.А. Гусев, Б.Н. Ломоносов, В.А. Рябов, В.А. Чечин.
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 135-42-95. E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru

Статья поступила 16 февраля 2010 г.,
после доработки 25 марта 2010 г.

смаатриваются приповерхностный слой Луны, а также экзотические, состоящие из льда, спутники Юпитера и Сатурна [10]. Следует отметить, что в состав научной аппаратуры космической миссии "Луна-Глоб", запланированной на ближайшие годы, включён лунный орбитальный радиодетектор ЛОРД (Лунный орбитальный радиоволновой детектор) [11–14]. В более отдалённой перспективе запланированы миссии к спутникам Юпитера, поэтому рассмотрение возможностей использования ледяных планет Солнечной системы в качестве мишеней для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиометодом представляется вполне оправданным.

2. Проблемы регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий

Основная трудность при регистрации КЛУВЭ связана с редкостью этих событий. Если при энергии $E_{CR} \geq 10^{19}$ эВ интегральный поток КЛУВЭ составляет $\sim 1 \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$, то при $E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ этот поток не превышает одной частицы на 1 км^2 в столетие. В общей сложности в экспериментах Haverah Park [15], SUGAR (Sydney University Great Air Shower Rig) [16], "Якутск" [17], AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) [18], Fly Eyes [19] и HiRes [20] зарегистрировано всего несколько десятков ливневых событий КЛУВЭ с энергиями $E_{CR} > 5 \times 10^{19}$ эВ. Очевидно, что для регистрации КЛУВЭ необходимы детекторы с огромными площадями, в которых регистрируются вторичные частицы, входящие в состав широкого атмосферного ливня (ШАЛ). Сейчас уже работают детекторы КЛУВЭ нового поколения с очень большой апертурой. Среди них — недавно введённая в строй установка Auger Обсерватории им. П. Оже (P. Auger) [21, 22] и Telescope Array [23]. Площадь покрытия детекторами в двух массивах установки Auger составляет $3 \times 10^3 \text{ км}^2$, а в установке Telescope Array — около 10^3 км^2 . Однако эти детекторы, по-видимому, близки по площади обзора к пределу, достижимому для наземных детекторов.

Следующий шаг на пути регистрации частиц с предельно высокими энергиями связан с выходом в космическое пространство. В проекте JEM–EUSO (Japanese Experiment Module–Extreme Universe Space Observatory) предполагается установить детектор на Международной космической станции [24] и из космоса, наблюдая за затенённой поверхностью Земли, регистрировать флуоресцентный свет в атмосфере от ШАЛ, образованных КЛУВЭ. Кроме того, возможна регистрация черенковского света, отражённого от поверхности морей и океанов. Эффективная апертура детектора JEM–EUSO составит около 10^5 км^2 ср. Несколько меньшим по масштабам является российский проект ТУС (Трековая установка), который должен быть реализован в ближайшие годы [25]. В экспериментах космического базирования возможно также наблюдение горизонтальных ливней в атмосфере Земли, инициированных нейтрино.

Может оказаться, что апертуры установок Auger, Telescope Array и даже EUSO будут недостаточно велики, для того чтобы надёжно регистрировать КЛУВЭ с энергиями $E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ (если такие существуют в природе).

Естественно ожидать, что небольшая часть потока КЛУВЭ может быть вызвана нейтрино ультравысоких энергий (НУВЭ) [6, 7]. До настоящего времени нейт-

рино астрофизического происхождения регистрировалось только от двух низкоэнергичных источников: Солнца и сверхновой SN 1987A. Однако имеются серьёзные основания предполагать существование астрофизических и космологических источников нейтрино с энергиями, различающимися более чем на 10 порядков — от величин порядка 10^{12} эВ до 10^{22} – 10^{24} эВ. Астрофизическими источниками, в которых протоны или ядра могут быть ускорены до энергий $\sim 10^{20}$ эВ, являются гамма-всплески [26–29] и активные ядра галактик [30–32]. В таких космических "ускорителях" в результате pp- и pγ-взаимодействий должны рождаться заряженные пионы, распады которых должны приводить к образованию потоков нейтрино с энергиями, достигающими $E_\nu \approx 10^{19}$ эВ [33–35]. Нейтринные потоки могут возникать и при распадах или аннигиляции сверхмассивных частиц, которые образовались на ранней стадии эволюции Вселенной и дожили до наших дней [36]. Максимальные энергии нейтрино в этих сценариях зависят от массы распадающихся тяжёлых частиц и могут простираются до $E_\nu \approx 10^{24}$ эВ [37–40]. "Гарантированным" источником нейтрино сверхвысоких энергий являются реакции взаимодействия распространяющихся во Вселенной КЛУВЭ с космическим микроволновым фоном. Распады пионов, образованных в реакциях фоторождения, приводят к возникновению потока так называемых космогенных нейтрино, который впервые был вычислен Березинским и Зацепиным [41]. Энергетический спектр космогенного потока имеет максимум при энергиях $E_\nu \approx 10^{19}$ эВ, однако величина этого потока неоднозначна из-за неопределённостей, связанных с видом исходного спектра протонов в источнике, распределением источников протонов по красным смещениям и их эволюцией [42–47]. Возможность измерения потока космогенных нейтрино обычно служит отправной точкой при оптимизации апертур проектируемых нейтринных детекторов. Нейтринные потоки, рассчитанные для различных моделей, представлены на рис. 1.

Для регистрации НУВЭ с энергиями $E_\nu \geq 10^{19}$ эВ необходимы нейтринные детекторы с объёмом более 1 км^3 [7]. В таких детекторах используются природные объёмы чистой воды или льда, которые служат одновременно мишенью для взаимодействий нейтрино и радиатором для генерации черенковского излучения вторичными частицами, образующимися в результате нейтринных взаимодействий. В настоящее время ведётся сооружение нейтринных телескопов в Средиземном море (ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) [68], NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research Project) [69], NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory) [70], KM3NeT (km3-size Neutrino Telescope) [71]) и в Антарктиде (AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array)/IceCube [48, 50, 72]) с просматриваемыми объёмами воды и льда более 1 км^3 .

3. Радиометод регистрации космических лучей и нейтрино

Для обнаружения частиц с самыми высокими энергиями необходимы установки, работающие на новых методах регистрации. В первую очередь, надежды связаны с экспериментами, в которых регистрируется когерентное радиоизлучение от каскадов, инициированных взаимо-

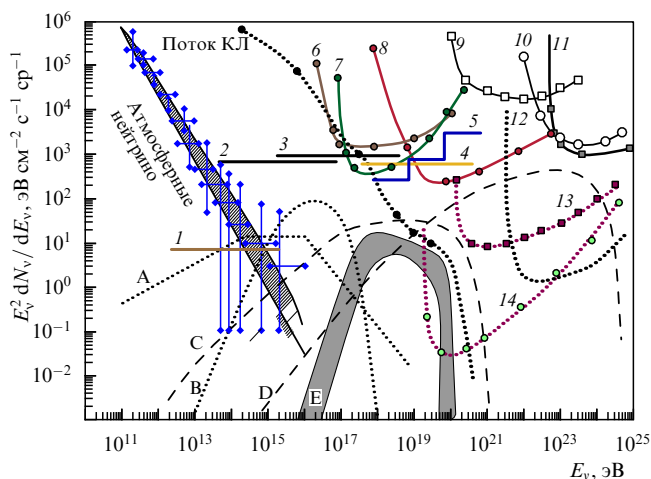


Рис. 1. Ограничения на диффузный нейтринный поток, полученные в экспериментах на уровне достоверности 90 % для суммарной композиции нейтрино, однородной по ароматам, $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$, в предположении энергетического спектра $\sim E_v^{-2}$ (1–11). Горизонтальные линии — интегральные пределы нейтринного потока, определённые по результатам экспериментов: 1 — Ice Cube ($\nu_\mu \times 3$) [48], 2 — "Байкал" [49], 3 — AMANDA [50], 4 — RICE [51], 5 — HiRes (предел суммарного потока $(\nu_e + \nu_\tau) \times 3/2$) [52]. Кривые 6–11 соответствуют дифференциальным пределам: 6 — Ice Cube [48], 7 — Auger ($\nu_\tau \times 3$) [22], 8 — ANITA [53, 54], 9 — GLUE [55], 10 — FORTE [56], 11 — NuMoon/WSRT [57, 58]. Кривые 12 и 13 соответствуют расчётным дифференциальным пределам нейтринного потока, которые предполагается достичь в будущих экспериментах: 12 — LOFAR [59], 13 — ЛОРД. Кривая 14 соответствует расчётному дифференциальному пределу потока космических лучей, которого предполагается достичь в эксперименте ЛОРД. Кривыми А и В показаны нейтринные потоки, рассчитанные для различных моделей источников астрофизических нейтрино: А — основная вспышка в гамма-всплеске [34], В — активные ядра галактик [35]. С и D — "top-down"-сценарии [39] соответственно для распадов тяжёлых частиц с массами $M_X = 2 \times 10^{21}$ эВ и $M_X = 2 \times 10^{25}$ эВ. Заштрихованная область Е соответствует области неопределённости потоков космогенных нейтрино, рассчитанных с различными приближениями [45–47]. Для сравнения с потоками астрофизических нейтрино представлен поток атмосферных нейтрино: точками показаны значения потока $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, измеренного в эксперименте Ice Cube [60], заштрихованная область ограничивает предсказания моделей [61–66]. Также приведена аппроксимация потока космических лучей [67].

действиями нейтрино в таких радиопрозрачных природных средах, как атмосфера (LOFAR (LOW Frequency ARray) [59]), ледяные массивы Гренландии (FORTE (Fast on Orbit rapid Recording of Transient Events) [56]) и Антарктиды (RICE (Radio Ice Cherenkov Experiment) [51], ARIANNA (Antarctic Ross Ice shelf ANTenna Neutrino Array) [73], ANITA (ANTarctic Impulsive Transient Antenna) [53, 54]) и соляные месторождения (SalSA (Salt dome Shower Array) [74]). В ряде экспериментов в качестве мишеней для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ используется радиопрозрачный приповерхностный слой лунного грунта (реголит) и радиоизлучение от каскадов наблюдается (или предполагается наблюдаться) с помощью наземных радиотелескопов (Parces [75], GLUE (Goldstone Lunar Ultra-high energy neutrino Experiment) [55], NuMoon [57], WSRT (Weterbork Synthesis Radio Telescope) [58], LUNASKA (Lunar Ultra-high energy Neutrino Astrophysics using the Square Kilometer Array) [76–78]) или радиоприёмных устройств, размещённых на окололунных спутниках (ЛОРД [11–14]).

Радиометод регистрации космических лучей и нейтрино впервые был предложен Г.А. Аскарьяном ещё в начале 1960-х годов [79, 80]. Как известно, при движении заряженной частицы в среде со скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде ($v > c/n$, где n — коэффициент преломления для данной среды), возникает излучение Вавилова–Черенкова. В оптической области это излучение широко используется для регистрации как одиночных релятивистских частиц, так и каскадов частиц. Поскольку процессы рождения пар и тормозного излучения в кулоновском поле атомных ядер, которые определяют развитие каскадов при высоких энергиях ливневых частиц, симметричны по зарядам, то в первом приближении (учитывающем только энергичные ливневые частицы) ливень является электрически нейтральным. Когда длина волны излучения становится больше расстояния между частицами в ливне, деструктивная интерференция должна приводить к взаимному сокращению излучения от положительно и отрицательно заряженных частиц. Поэтому можно ожидать, что ливень не должен излучать в радиодиапазоне. Однако, как впервые было замечено Г.А. Аскарьяном [79, 80], значительное число ливневых частиц имеет энергии порядка 30 МэВ и ниже, при которых существенно не только взаимодействие с ядрами, но и взаимодействие с атомными электронами:

$$\begin{aligned} \gamma + e_{\text{at}}^- &\rightarrow \gamma + e^-, & e^+ + e_{\text{at}}^- &\rightarrow e^+ + e^-, \\ e^- + e_{\text{at}}^- &\rightarrow e^- + e^-. \end{aligned}$$

Это взаимодействие приводит к "вытягиванию" электронов из атомов окружающего вещества в ливень и возникновению зарядовой асимметрии ШАЛ — избытка отрицательных зарядов в ливневом диске. В целом, как следует из вычислений, этот избыток составляет величину порядка 20–30 % от полного числа электронов. Быстрые электроны этого избытка, имеющие энергии, которые превышают порог черенковского излучения, излучают радиоволны.

Важнейшим преимуществом радиометода является возможность использования очень большой длины распространения радиоволн, что позволяет обеспечить просмотр огромных объёмов атмосферы или других прозрачных для радиоизлучения сред и регистрировать с высокой статистической обеспеченностью редкие события при ультравысоких энергиях. Применение радиометода особенно целесообразно при ультравысоких энергиях, поскольку мощность когерентного радиосигнала возрастает квадратично с увеличением энергии ливня и при высоких энергиях мощность излучения в радиодиапазоне превосходит мощность излучения в оптической области [9].

К настоящему времени радиометод регистрации нейтрино ультравысоких энергий с использованием ледяных мишеней был апробирован в экспериментах FORTE [56], RICE [51] и ANITA [53, 54]. В эксперименте FORTE просматривался ледяной массив Гренландии со спутника, находящегося на околоземной орбите. На спутнике размещались две широкополосные логопериодические антенны, которые контролировали объём льда $\approx 1,8 \times 10^6$ км³. В эксперименте RICE используются 20 дипольных антенн с приёмными устройствами, вмонтированных в лёд Антарктиды на глубины 100–300 м. В эксперименте ANITA осуществляется регистрация

36 рупорными антеннами, которые при пролёте аэростата над массивом Антарктиды на высоте ~ 40 км обеспечивают просмотр ледяной мишени объёмом $\approx 9 \times 10^5 \text{ км}^3$. К настоящему времени осуществлено два полёта аэростата общей продолжительностью 66 дней. Анализ наблюдаемых во всех этих экспериментах радиосигналов не выявил кандидатов на высокоэнергичные нейтринные взаимодействия во льду. Верхние пределы диффузного потока нейтрино, полученные в экспериментах FORTE, RICE и ANITA, показаны на рис. 1.

Следует отметить, что в экспериментах с наземными ледяными мишенями (массивы Гренландии и Антарктиды) возможна регистрация только каскадов, инициированных нейтрино сверхвысоких энергий, так как космические лучи (протоны и ядра) не достигают ледяной мишени, начиная взаимодействовать уже в верхних слоях атмосферы Земли.

4. Использование спутников планет Солнечной системы в качестве мишеней для регистрации космических лучей и нейтрино

Идея использовать Луну в качестве мишени для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиометодом впервые была высказана Г.А. Аскарьяном [80]. Её суть заключается в том, что рождение каскадов и генерация радиоизлучения происходит в приповерхностном слое лунного грунта — радиопрозрачного реголита, состоящего из мелких частиц и небольших камней, выброшенных при ударах метеоритов о поверхность Луны. Толщина реголита обычно составляет 10–30 м. Радиоизлучение генерируется каскадом от высокоэнергичной частицы в области углов вблизи черенковского конуса в широком частотном диапазоне. Часть этого излучения после преломления на границе "реголит–вакуум" выходит из лунного грунта, и она может быть зарегистрирована радиотелескопом. Поскольку у Луны отсутствует атмосфера, то можно регистрировать взаимодействия с лунным грунтом как КЛУВЭ, так и НУВЭ.

В работе [81] Р.Д. Дагкесаманский и И.М. Железных предложили для этой цели использовать наземные радиотелескопы. Радиотелескоп австралийской обсерватории Parkes с диаметром зеркала 64 м в 1996 г. впервые был использован для регистрации радиоизлучения от каскадов из лунного лимба в течение 2 ч [75]. В эксперименте GLUE [55] были задействованы два радиотелескопа NASA с диаметрами зеркал 70 м и 34 м, разнесённые на расстояние 22 км. Суммарное время наблюдения импульсов радиоизлучения, возникающих при взаимодействиях нейтрино в лунном реголите, составило около 120 ч. Первые серии измерений в эксперименте NuMoon [57] проводились на массиве радиотелескопов WSRT, состоящем из четырнадцати 25-метровых параболических антенн, расположенных вдоль линии длиной 2,7 км. Были сформированы два разнесённых луча, каждый из которых покрывал 1/3 лунной поверхности. Максимальное время регистрации каскадов от частиц ультравысоких энергий составило 46,7 ч [58]. Дальнейшие измерения предполагается проводить на создаваемом массиве радиоантенн LOFAR, размещённом на площади $3 \times 10^4 \text{ км}^2$ [59]. Фазированный массив LOFAR может использоваться для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ по радиоизлучению от каскадов, порождённых как в атмосфере Земли, так и в лунном реголите. Ограничения

на нейтринный поток, полученные в экспериментах GLUE и NuMoon/WSRT, а также расчётный предел LOFAR представлены на рис. 1.

Впервые регистрировать КЛУВЭ и НУВЭ с окололунного спутника было предложено при разработке концепции эксперимента ЛОРД в работе [11]. Ограничения на потоки КЛУВЭ и НУВЭ, которые можно получить в течение одного года наблюдений в эксперименте ЛОРД на окололунной орбите, показаны на рис. 1. Эти ограничения существенно превосходят возможности наиболее амбициозных экспериментов Auger и ANITA, проводимых в настоящее время. Такой высокий потенциал регистрации КЛУВЭ и НУВЭ обусловлен большими апертурами радиодетектора ЛОРД. Для космических лучей с энергиями $E_{\text{CR}} \geq 10^{20}$ эВ полная апертура ЛОРД составляет $2 \times 10^5 \text{ км}^2$ ср, что почти на два порядка величины превышает апертуру эксперимента Auger.

Для оценки перспективных возможностей регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиометодом мы исследовали возможности использования в качестве мишеней для взаимодействия спутников Юпитера: Ганимеда (радиус $R_0 = 2631$ км) и Европы ($R_0 = 1561$ км), а также спутников Сатурна: Реи ($R_0 = 764$ км), Тефии ($R_0 = 528$ км), Дионы ($R_0 = 559$ км) и Энцелада ($R_0 = 252$ км). Эти спутники являются уникальными объектами Солнечной системы, так как практически целиком состоят из льда с некоторой примесью каменных пород во внутренних слоях [10].

В первом приближении спутники Ганимед, Европу, Рею, Тефию, Диону и Энцелад можно рассматривать как ледяные сферические мишени, различающиеся только своими размерами.

5. Вычисление апертуры регистрации космических лучей и нейтрино в космических экспериментах

На рисунке 2 приведена схема регистрации радиоизлучения от КЛУВЭ или НУВЭ радиодетектором с орбитального космического аппарата.

Падающая частица при взаимодействии с веществом мишени генерирует каскад, избыточный отрицательный заряд которого формирует черенковское радиоизлучение, распространяющееся в конусе с угловой шириной $\Delta\theta_{\text{C}}$. При пересечении поверхности радиоволны преломляются по законам геометрической оптики и распространяются в космическое пространство на большие расстояния (R_s). Излучение, достигая антенны А, расположенной на космическом аппарате на высоте h , может быть зарегистрировано радиодетектором.

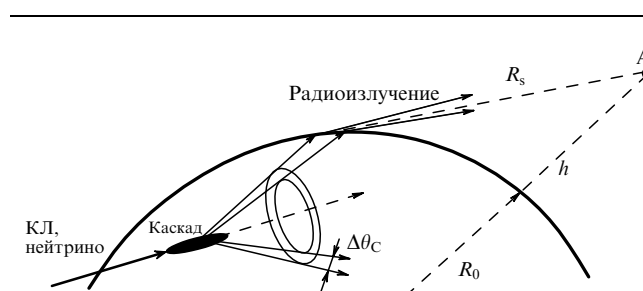


Рис. 2. Схема регистрации космических лучей и нейтрино радиодетектором с орбитального космического аппарата.

Возможности существующих и планируемых экспериментов по отношению регистрации КЛУВЭ и НУВЭ определяются энергетической зависимостью аперттуры, которая связана с характеристиками мишени. Аперттуры регистрации космических лучей и нейтрино с энергиями $10^{18} - 10^{25}$ эВ были вычислены методом Монте-Карло для различных мишеней. Предполагалось, что регистрирующая аппаратура находится на высоте $h = 1000$ км.

Электрическое поле радиоизлучения вычислялось согласно параметризации [82, 83]

$$\begin{aligned} \tilde{E}_f [\text{мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}] = \\ = N \frac{ET_s}{R_s} \exp[-\alpha(E)(\cos \theta - \cos \theta_C)^2] \frac{\sin \theta}{\sin \theta_C}. \end{aligned}$$

В этом выражении

$$N = \frac{N_0}{\rho} \frac{f/f_0}{1 + (f/f_0)^{1.44}},$$

$f_0 = 3,3$ ГГц, $\cos \theta_C = 1/n$ — косинус черенковского угла, n — показатель преломления грунта, R_s [км] — расстояние от точки преломления излучения на поверхности до антенны, θ — полярный угол излучения в среде мишени относительно направления каскада, T_s — коэффициент прохождения для продольной поляризации, E — энергия каскада [ТэВ], f — частота [ГГц], ρ — плотность вещества, $N_0 = 1,05 \times 10^{-4}$ мкВ м $^{-1}$ МГц $^{-1}$. Функция $\alpha(E)$ характеризует угловую ширину радиоизлучения и зависит от радиационной длины L_{rad} и показателя преломления n :

$$\alpha(E) \approx C^2 f^2 (A + B \ln E),$$

где $A = 3413$, $B = 163$,

$$C \approx \frac{L_{\text{rad}}}{L_{\text{rad}}^{\text{ice}}} \frac{n}{n_{\text{ice}}}.$$

Угловое распределение радиоизлучения $\tilde{E}_f$ для различных сред в диапазоне энергий $10^{18} - 10^{25}$ эВ представлено на рис. 3.

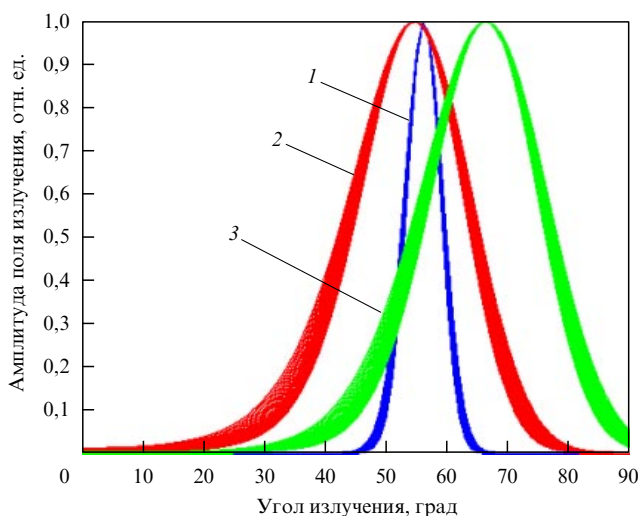


Рис. 3. Угловое распределение черенковского радиоизлучения на частоте 200 МГц от каскадов с энергиями $10^{18} - 10^{25}$ эВ для льда (1), реголита (2), базальта (3).

Радиационная длина в реголите L_{rad} , которая была рассчитана с использованием данных по химическому составу реголита, полученных в экспериментах на космических аппаратах "Аполлон-14", "Аполлон-16", "Луна-16" и "Луна-20" во время их полётов на Луну, составила $L_{\text{rad}}(\text{reg}) = 13,5$ см, а для базальта — $L_{\text{rad}}(\text{basalt}) = 8$ см.

Длина взаимодействия космических лучей определяется длиной протон-нуклонного (pN) взаимодействия L_{pN} , а для нейтрино — длиной нейтрино-нуклонного (vN) взаимодействия L_{vN} . При энергии $\sim 10^8$ ГэВ сечение pN-взаимодействия составляет $\sigma_{\text{pN}} \approx 10^{-25}$ см 2 и для веществ с плотностью $\rho = 0,92 - 3,0$ г см $^{-3}$ длина взаимодействия космических лучей не превышает нескольких сантиметров. Отношение $\lambda_{\text{abs}}/L_{\text{pN}}$ много больше единицы, и, следовательно, все каскады инициируются космическими лучами настолько близко к поверхности, что поглощением излучаемых радиоволн можно пренебречь ("поверхностная мишень"). Так как сечение vN-взаимодействия σ_{vN} при энергии $\sim 10^8$ ГэВ почти на пять порядков меньше σ_{pN} , то длина $L_{\text{vN}} \gg L_{\text{pN}}$ достигает нескольких сотен километров. Например, во льду длина взаимодействия нейтрино составляет $L_{\text{vN}}(10^{18} \text{ эВ}) \approx 1250$ км. С увеличением энергии сечение σ_{vN} возрастает, и в энергетической области $10^{18} \text{ эВ} \leq E_v \leq 10^{25} \text{ эВ}$ оно может быть аппроксимировано зависимостью [84]:

$$\sigma_{\text{vN}}(E_v) = 7,84 \times 10^{-36} \text{ см}^2 \left(\frac{E_v}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{0,363}.$$

Вероятность регистрации радиоизлучения от каскадов пропорциональна отношению $\lambda_{\text{abs}}/L_{\text{vN}}$, поэтому для нейтрино Луна, а также другие космические тела представляют собой объёмную мишень.

Алгоритм моделирования состоял в следующем. Сначала определялось число падающих частиц на поверхность мишени, $N_{\text{CR}}(E)$ или $N_v(E)$, в соответствии с энергетическими спектрами E^{-k} , k — показатель наклона спектра космических лучей или нейтрино. Затем "разыгрывались" сферические координаты точек падения частиц (θ_s, φ_s), углы направлений прихода частиц (θ_n, φ_n), энергия E и в случае нейтрино глубина взаимодействия z . На следующем шаге для каждой частицы вычислялась напряжённость поля радиоизлучения $\tilde{E}_f$ с учётом геометрии излучения, поглощения в радиопрозрачной среде, коэффициента передачи через границу среда-вакуум и ослабления из-за увеличения расстояния R_s . Полезные события отбирались по одновременному превышению порогового поля $\tilde{E}_{\text{th}} = 0,1$ мкВ м $^{-1}$ МГц $^{-1}$ на трёх частотах: 200, 300 и 400 МГц. При расчётах использовались характеристики мишеней, представленные в таблице.

Полная аперттура $A(E)$ вычисляется при интегрировании угловой аперттуры $\Delta\Omega(\theta_s, \varphi_s, E)$ по видимой поверхности мишени:

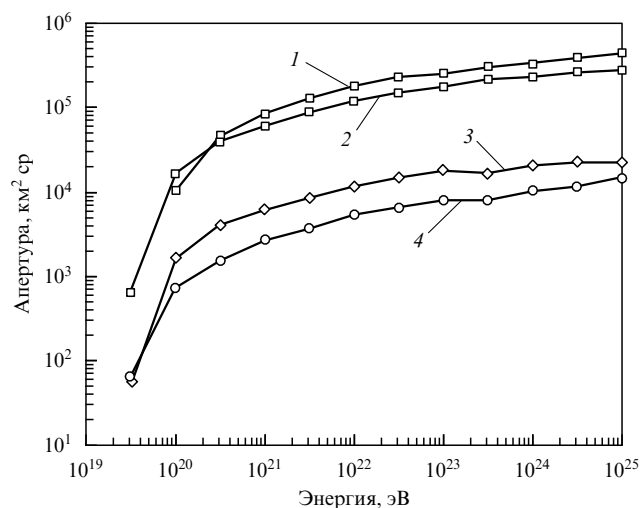
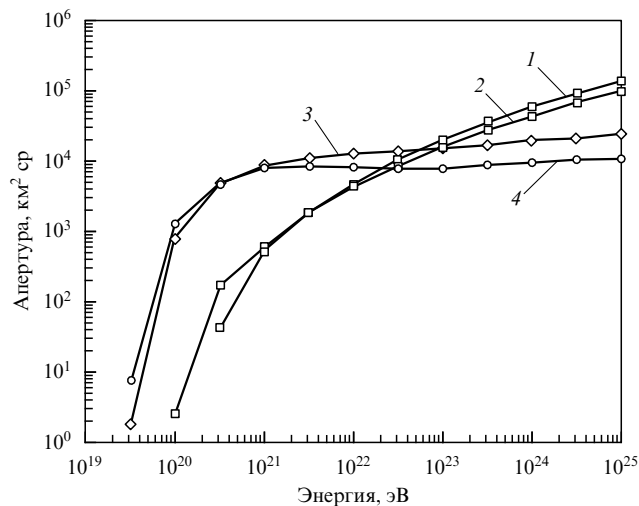
$$A(E) = 2\pi R_0^2 \int_{\cos \theta_0}^1 \Delta\Omega(\theta_s, \varphi_s, E) d \cos \theta_s,$$

где R_0 — радиус мишени, h — высота орбиты, $1 \geq \cos \theta_s \geq \cos \theta_0$, $\cos \theta_0 = R_0/(R_0 + h)$. Вклад в угловую аперттуру для космических лучей $\Delta\Omega_{\text{CR}}$ даёт только верхняя полусфера ($\cos \theta_n > 0$):

$$\Delta\Omega_{\text{CR}} = \int \cos \theta_n \Theta[\tilde{E}_f(E, \theta_s, \theta) - \tilde{E}_{\text{th}}] \Theta(\cos \theta_n) d\varphi_n d \cos \theta_n,$$

Таблица. Основные характеристики мишеней, которые используются в экспериментах по регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиометодом

Среда	ρ , г см ⁻³	n	L_{rad} , см	L_{vN} ($E_v = 10^{18}$ эВ), км	λ_{abs} (f [ГГц]), м
Лёд	0,92	1,8	39	1250	$5000 \times f^{-0,3}$
Реголит	1,8	1,73	13,5	640	$18/f$
Базальт	3,0	2,5	8,0	380	$9/f$

**Рис. 4.** Апертуры различных спутников-мишеней при регистрации КЛУВЭ. Кривые 1 и 2 соответствуют апертуре лунной мишени соответственно с плотностью базальта и реголита, а кривые 3 и 4 — апертурам ледяных планет Ганимеда и Европы.**Рис. 5.** Апертуры различных спутников-мишеней при регистрации НУВЭ. Нумерация кривых соответствует рис. 4.

где $\Theta(x)$ — функция Хевисайда, $\Theta = 0$ при $x < 0$, $\Theta = 1$ при $x \geq 0$. Вклад в угловую апертуру для нейтрино $\Delta\Omega_v$ дают как верхняя, так и нижняя полусферы. Проинтегрировав по глубине z , получим угловую апертуру для нейтрино

$$\Delta\Omega_v = \int \frac{dz}{L_{\text{vN}}} \int \Theta \left[\tilde{E}_f(E_v, \theta_s, \theta) \exp\left(-\frac{z}{2\lambda_{\text{abs}}}\right) - \tilde{E}_{\text{th}} \right] \times \\ \times \exp\left(-\frac{L(z, \theta_n)}{L_{\text{vN}}(E_v)}\right) d\varphi_n d\cos\theta_n,$$

где экспоненциальные множители описывают соответственно поглощение радиоволн до их выхода на поверхность мишени и поглощение нейтрино в среде мишени на пути длиной $L(z, \theta_n)$ до точки образования каскада.

Результаты моделирования показали уменьшение апертур для космических лучей и нейтрино с уменьшением радиуса мишени. Например, апертура самого большого ледяного спутника в Солнечной системе — Ганимеда ($R_0 = 2630$ км) — почти в 40 раз превосходит апертуру самого малого ледяного спутника — Энцелада ($R_0 = 252$ км). Для сравнения с лунной мишенью были выбраны ледяные спутники Юпитера с наибольшими размерами — Ганимед и Европа. Лунная мишень рассматривалась в качестве однородного тела со свойствами либо реголита, либо базальта. Результаты вычислений апертур приведены на рис. 4 и 5 соответственно для КЛУВЭ и НУВЭ. Из рисунка 4 видно, что для регистрации КЛУВЭ апертура Луны на порядок больше апертур ледяных спутников-мишеней во всём диапазоне рассматриваемых энергий. При регистрации НУВЭ

ситуация несколько другая (см. рис. 5). В области энергий нейтрино $3 \times 10^{19} \leq E_v \leq 3 \times 10^{22}$ эВ апертуры спутников-мишеней превосходят апертуру лунной мишени. Однако при самых высоких энергиях нейтрино ($E_v \approx 10^{24} - 10^{25}$ эВ) ситуация аналогична ситуации при регистрации КЛУВЭ — апертура лунной мишени становится существенно выше апертур ледяных спутников-мишеней.

6. Заключение

В настоящей статье проведён анализ возможностей использования ледяных спутников Юпитера и Сатурна в качестве мишеней для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ орбитальными радиодетекторами. Результаты сравниваются с результатами для лунной мишени. Методом Монте-Карло вычислены апертуры планируемых экспериментов с радиодетекторами, расположенными на космических аппаратах. Расчёты проведены в энергетическом диапазоне $10^{18} - 10^{25}$ эВ с учётом физических свойств мишеней, таких как плотность, радиационная длина, длина поглощения радиоволн, показатель преломления, радиус мишени. Моделирование проводилось отдельно для КЛУВЭ и НУВЭ, что обусловлено существенным различием в величине сечений pN- и vN-взаимодействий. Для КЛУВЭ характерная величина сечения составляет 100 мб, при котором длина взаимодействия не превосходит нескольких сантиметров. Поэтому в случае КЛУВЭ все мишени можно рассматривать как поверхностные и поглощением радиоволн можно пренебречь. Так как vN-сечение на 5–6 порядков меньше pN-сечения, то для НУВЭ характерная длина взаимодействия L_{vN} достигает нескольких сотен километров. Следовательно, взаимодействие нейтрино

может происходить на значительной глубине и необходимо учитывать поглощение радиоволн в объёмной мишени.

В результате расчётов показано, что при регистрации КЛУВЭ в области энергий $3 \times 10^{19} \leq E_{\text{CR}} \leq 10^{25}$ эВ апертура Луны (3×10^5 км² ср) на порядок больше апертуры самого большого ледяного объекта Солнечной системы — спутника Юпитера Ганимеда (2×10^4 км² ср).

В области энергий $3 \times 10^{19} \leq E_{\nu} \leq 3 \times 10^{22}$ эВ апертуры ледяных мишеней для НУВЭ превосходят апертуру лунной мишени. Однако при более высоких энергиях нейтрино апертура лунной мишени существенно возрастает, достигая $\sim 10^5$ км² ср при $E_{\nu} = 10^{25}$ эВ.

Характерные особенности регистрации КЛУВЭ и НУВЭ обусловлены влиянием длины поглощения радиоволн (λ_{abs}), длины взаимодействия нейтрино (L_{vN}) и угловой зависимостью черенковского излучения ($\Delta\theta_{\text{C}}$). Показано, что для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ чистый лёд, вопреки ожиданию, не является оптимальной средой. Несмотря на малое затухание радиоволн (λ_{abs} во льду составляет нескольких километров), преобладающее влияние на апертуру регистрации оказывает угловая ширина конуса черенковского излучения, которая во льду в 3–3,5 раза меньше, чем в реголите или базальте.

Проведённый сравнительный анализ показал, что Луна как мишень для регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиометодом обладает более высоким потенциалом для продвижения в область самых высоких энергий, по сравнению с ледяными спутниками Юпитера и Сатурна. Таким образом, в пределах Солнечной системы отсутствуют объекты, которые могли бы быть использованы в космических экспериментах по регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиометодом в качестве альтернативы космической миссии "Луна-Глоб", запланированной на ближайшие годы, с лунным орбитальным радиодетектором ЛОРД.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 08-02-00515 и программой РАН "Нейтринная физика".

Список литературы

- Nagano M, Watson A A *Rev. Mod. Phys.* **72** 689 (2000)
- Bertou X, Boratav M, Letessier-Selvon A *Int. J. Mod. Phys. A* **15** 2181 (2000); astro-ph/0001516
- Halzen F, Hooper D *Rep. Prog. Phys.* **65** 1025 (2002); astro-ph/0204527
- Torres D F, Anchordoqui L A *Rep. Prog. Phys.* **67** 1663 (2004); astro-ph/0402371
- Anchordoqui L A, Montaruli T *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* (submitted); arXiv:0912.1035
- Рябов В А *УФН* **176** 931 (2006) [Ryabov V A *Phys. Usp.* **49** 905 (2006)]
- Рябов В А *ЭЧАЯ* **40** (1) 5 (2009) [Ryabov V A *Phys. Part. Nucl.* **40** 1 (2009)]
- Рябов В А, Царев В А, Цховребов А М *УФН* **178** 1129 (2008) [Ryabov V A, Tsarev V A, Tskhovrebov A M *Phys. Usp.* **51** 1091 (2008)]
- Царев В А *ЭЧАЯ* **35** 187 (2004) [Tsarev V A *Phys. Part. Nucl.* **35** 112 (2004)]
- Grundy W M et al. *Science* **318** 234 (2007)
- Гусев Г А и др. *Космич. исслед.* **44** (1) 22 (2006) [Gusev G A et al. *Cosmic Res.* **44** 19 (2006)]
- Гусев Г А и др. *Мат. моделир.* **20** (6) 67 (2008)
- Ryabov V A et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **196** 458 (2009)
- Гусев Г А и др. *ЖТФ* **80** (1) 98 (2010) [Gusev G A et al. *Tech. Phys.* **55** 98 (2010)]
- Ave M et al. *Phys. Rev. D* **65** 063007 (2002); astro-ph/0110613
- Anchordoqui L, Goldberg H *Phys. Lett. B* **583** 213 (2004); hep-ph/0310054
- Ivanov A A, Knurenko S P, Sleptsov I Ye *New J. Phys.* **11** 065008 (2009); arXiv:0902.1016
- Takeda M et al. *Astropart. Phys.* **19** 447 (2003); astro-ph/0209422
- Bird D J et al. *Astrophys. J.* **441** 144 (1995)
- Abbasi R U et al. (High Resolution Fly's Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 101101 (2008); astro-ph/0703099
- Abraham J et al. (Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 061101 (2008); arXiv: 0806.4302
- Abraham J et al. (Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. D* **79** 102001 (2009); arXiv:0903.3385
- Tameda Y (and the Telescope Array Experiment) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **196** 74 (2009)
- Takahashi Y (and the JEM–EUSO Collab.) *New J. Phys.* **11** 065009 (2009); arXiv:0910.4187
- Tkachev L et al. *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 3–11 July 2007* Vol. 5 (Eds R Caballero et al.) (Mexico: Univ. Nac. Autonoma de México, 2008)
- Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **75** 386 (1995); astro-ph/9505082
- Vietri M *Astrophys. J.* **453** 883 (1995); astro-ph/9506081
- Vietri M, De Marco D, Guetta D *Astrophys. J.* **592** 378 (2003); astro-ph/0302144
- Piran T *Rev. Mod. Phys.* **76** 1143 (2004); astro-ph/0405503
- Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1984) [Berezinskii V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990)]
- Biermann P L, Strittmatter P A *Astrophys. J.* **322** 643 (1987)
- Rachen J P, Biermann P L *Astron. Astrophys.* **272** 161 (1993); astro-ph/9301010
- Rachen J P, Mészáros P *Phys. Rev. D* **58** 123005 (1998); astro-ph/9802280
- Razzaque S, Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **90** 241103 (2003); astro-ph/0212536
- Semikoz D, Sigl G *JCAP* **0404** 003 (2004); hep-ph/0309328
- Bhattacharjee P, Hill C T, Schramm D N *Phys. Rev. Lett.* **69** 567 (1992)
- Sigl G et al. *Phys. Rev. D* **59** 043504 (1999); hep-ph/9809242
- Berezinsky V, Kachelriess M *Phys. Rev.* **63** 034007 (2001); hep-ph/0009053
- Barbot C et al. *Phys. Lett. B* **555** 22 (2003); hep-ph/0205230
- Aloisio R, Berezinsky V, Kachelriess M *Phys. Rev. D* **69** 094023 (2004); hep-ph/0307279
- Berezinsky V S, Zatsepin G T *Phys. Lett. B* **28** 423 (1969)
- Yoshida S, Teshima M *Prog. Theor. Phys.* **89** 833 (1993)
- Yoshida S et al. *Astrophys. J.* **479** 547 (1997); astro-ph/9608186
- Kalashev O E et al. *Phys. Rev. D* **66** 063004 (2002); hep-ph/0205050
- Engel R, Seckel D, Stanev T *Phys. Rev. D* **64** 093010 (2001); astro-ph/0101216
- Allard D et al. *JCAP* **0609** 005 (2006); astro-ph/0605327
- Anchordoqui L A et al. *Phys. Rev. D* **76** 123008 (2007); arXiv:0709.0734
- DeYoung T (and IceCube Collab.) *Proc. of the DPF-2009 Conf., Detroit, MI, July 27–31, 2009*; arXiv:0910.3644
- Aynutdinov V et al. (and the BAIKAL Collab.) *Astropart. Phys.* **25** 140 (2006); astro-ph/0508675
- Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **675** 1014 (2008); arXiv:0711.3022
- Kravchenko I et al. *Phys. Rev. D* **73** 082002 (2006); astro-ph/0601148
- Abbasi R U et al. *Astrophys. J.* (submitted); arXiv:0803.0554
- Gorham P et al. (ANITA) *Phys. Rev. Lett.* **103** 051103 (2009); arXiv:0812.2715
- Gorham P et al. *Phys. Rev. D* (submitted); arXiv:1003.2961
- Gorham P W et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 041101 (2004); astro-ph/0310232
- Lehtinen N G et al. *Phys. Rev. D* **69** 013008 (2004); astro-ph/0309656
- Scholten O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** (Suppl. 1) S102 (2009); *Contribution to the Arena 2008 Conf., Rome, 25–27 June 2008*; arXiv:0810.3426

58. Scholten O et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 191301 (2009); arXiv:0910.4745
59. Horneffer A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** (Suppl. 1) S20 (2009); arXiv:0903.2398
60. Chirkin D for Ice Cube Collab., in *Contribution to 31st ICRC, Łódź, 2009*, HE 2.2 1418
61. Gaisser T K, Honda M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52** 153 (2002); hep-ph/0203272
62. Волкова Л В, Зацепин Г Т *ЯФ* **64** 313 (2001) [Volkova L V, Zatsepin G T *Phys. At. Nucl.* **64** 266 (2001)]
63. Barr G D et al. *Phys. Rev. D* **70** 023006 (2004); astro-ph/0403630
64. Beacom J F, Candia J *JCAP* **0411** 009 (2004); hep-ph/0409046
65. Honda M et al. *Phys. Rev. D* **75** 043006 (2007); astro-ph/0611418
66. Enberg R, Reno M H, Sarcevic I *Phys. Rev. D* **78** 043005 (2008); arXiv:0806.0418
67. Cronin J, Gaisser T, Swordy S *Sci. Am.* **276** (1) 44 (1997)
68. Aguilar J A et al. *Astropart. Phys.* **26** 314 (2006); astro-ph/0606229
69. Aggouras G et al. (NESTOR Collab.) *Astropart. Phys.* **23** 377 (2005)
70. Aiello S et al. *Astropart. Phys.* **33** 263 (2010); arXiv:0910.1269
71. Rapidis P A (and the KM3NeT Consortium) *J. Phys. Conf. Ser.* **120** 062011 (2008); arXiv:0803.2478
72. Abbasi R et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 221102 (2009); arXiv:0911.2338
73. Barwick S W *J. Phys. Conf. Ser.* **60** 276 (2007); astro-ph/0610631
74. Gorham P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **490** 476 (2002); hep-ex/0108027
75. James C W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **379** 1037 (2007); astro-ph/0702619
76. Falcke H, Gorham P, Protheroe R J *New Astron. Rev.* **48** 1487 (2004); astro-ph/0409229
77. James C W, Protheroe R J *Astropart. Phys.* **30** 318 (2009); arXiv:0802.3562
78. James C W et al. *Phys. Rev. D* **81** 042003 (2010); arXiv:0911.3009
79. Аскар'ян Г А *ЖЭТФ* **41** 616 (1961) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **14** 441 (1962)]
80. Аскар'ян Г А *ЖЭТФ* **48** 988 (1965) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **21** 658 (1965)]
81. Дагкесаманский Р Д, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **50** 233 (1989) [Dagkesamanskii R D, Zheleznykh I M *JETP Lett.* **50** 259 (1989)]
82. Zas E, Halzen F, Stanev T *Phys. Rev. D* **45** 362 (1992)
83. Alvarez-Muñiz J et al. *Phys. Rev. D* **74** 023007 (2006); astro-ph/0512337
84. Gandhi R et al. *Phys. Rev. D* **58** 093009 (1998); hep-ph/9807264

Ice satellites of Solar System planets and the on-orbit radio detection of ultrahigh-energy particles

G.A. Gusev, B.N. Lomonosov, V.A. Ryabov, V.A. Chechin
*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
 Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-499) 135-42 95
 E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru*

The problem of detecting nature's most energetic particles — cosmic rays and neutrinos — is reviewed. Prospects for using orbiting radio detectors for these highest-energy particles are examined. Apertures are calculated for space experiments using the Moon and similar-size ice satellites of Solar System planets as targets for the interaction of cosmic-ray particles and neutrinos. A comparative analysis shows that using the Moon target is the most promising scenario.

PACS numbers: 95.55.Vj, 95.85.Ry, 96.50.S–

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009c.0957

Bibliography — 84 references

Received 16 February 2010, revised 25 March 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (9) 957–964 (2010)

Physics – Uspekhi **53** (9) (2010)