

УДК 537.591.15:550.34.09

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА “ЛОРД” (ЛУННЫЙ ОРБИТАЛЬНЫЙ РАДИОВОЛНОВОЙ ДЕТЕКТОР) С УЧЕТОМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ, ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШУМОВ

Г. А. Гусев, И. А. Кроль, В. А. Царев

С целью наибольшего приближения к условиям реального эксперимента по регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (ЛОРД) проведено уточнение алгоритма его моделирования путем учета влияния параметров диаграммы направленности, поляризационного рассогласования и галактических шумов.

1. В настоящее время радиометод регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (КЛУВЭ и НУВЭ) положен в основу ряда проектов по регистрации этих частиц в таких радио прозрачных природных средах, как атмосфера, соляные купола и ледяные щиты Антарктиды и Гренландии (см., например, обзор [1]). В ряде работ рассматривалась также возможность использовать Луну как мишень для регистрации космических частиц радиометодом с помощью приемников, расположенных на лунной поверхности [2], с использованием наземных радиотелескопов [3] или радиоприемных устройств на окололунных спутниках [3–7]. Предварительный анализ, проведенный в рамках проекта “ЛОРД” (Лунный Орбитальный Радиоволновой Детектор) [4–6], показал высокий научный потенциал окололунного эксперимента. При этом на первом этапе анализа в [4–6] рассматривались только принципиальные аспекты эксперимента, а структура и параметры приемной системы не конкретизировались. В работах [4, 6] обсуждалась одна из возможных схем построения регистрационно-измерительного комплекса для детектирования космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий радиометодом с борта окололунного спутника. Рассмотрены основные элементы

архитектуры комплекса, позволяющие получать приемлемую статистику событий, и указаны пути ее увеличения, в основном за счет усложнения антенной системы.

Из работ [4–6] следует, что для разработки прибора и постановки реального эксперимента необходимо располагать данными подробного моделирования отклика прибора при вариациях основных его параметров и параметров постановки эксперимента с учетом особенностей механизма радиоизлучения каскадов от элементарных частиц высоких энергий в лунном реголите. Первый шаг в этом направлении был сделан в работе [8], где методом Монте Карло проведено моделирование регистрации как КЛУВЭ, так и НУВЭ в рамках эксперимента ЛОРД при некоторых упрощающих предположениях. А именно, 1) не учитывалась реальная диаграмма направленности (ДН), 2) не учитывалось поляризационное рассогласование и 3) не учитывалось “просачивание” галактических шумов через ДН. В данной работе, которая является продолжением работы [8], мы обсуждаем возможность учета вышеуказанных факторов, что позволит существенно уточнить модель эксперимента и увеличивает возможности для его оптимизации. Для определенности мы ограничимся рассмотрением только КЛ, поток которых считается изотропным и экстраполируется из области $E = 10^{18}$ эВ в область энергий до $E = 10^{21}$ эВ с показателем дифференциального спектра $\gamma = 2.75$. В данной работе будут получены аналитические выражения для учета указанных выше факторов 1)–3), на основе которых в следующей публикации будет проведено численное моделирование.

2. Постановка задачи. Как известно, в каскаде, инициированном энергичной частицей в среде, в результате взаимодействия каскадных частиц с атомными электронами среды образуется избыток электронов, движущихся с релятивистской скоростью $v \approx c$. Таким образом, в плотной среде с показателем преломления $n > 1$ возникает излучение Вавилова–Черенкова избыточных электронов ливня [2]. Излучение каскада аналогично черенковскому излучению объемного релятивистского заряда в плотной среде на конечном пути. Показатель преломления лунного грунта $n \approx 1.73$, и в однородной среде излучение имеет максимум вблизи конуса Вавилова–Черенкова с раствором $\theta_C = \arccos(1/n)$ и осью вдоль направления движения первичной частицы. Уширение конуса излучения $\delta = \langle |\theta - \theta_C| \rangle$ по полярному углу θ в волновой зоне обратно пропорционально эффективной длине каскада $l_{\text{эф}}$.

Радиоизлучение адронных и электромагнитных каскадов в плотных средах неоднократно вычислялось методом Монте–Карло (см. например, [9]). Эти результаты,

справедливые для бесконечной среды, должны использоваться с осторожностью для каскадов вблизи границы раздела из-за интерференции двух механизмов: излучения Вавилова-Черенкова и переходного излучения заряда, движущегося вблизи границы. Тем не менее, будем пока считать, как это обычно делается, что радиоизлучение каскадов внутри плотной среды описывается обычными формулами для дальней волновой зоны в бесконечной среде, и излучение преломляется и отражается на границе раздела по законам геометрической оптики, причем граница раздела считается идеально плоской.

Как показывают расчеты методом Монте-Карло [9], модуль фурье-компоненты электрического поля излучения $E_f(R, \theta)$ в бесконечной среде может быть параметризован в виде:

$$R \cdot E_f(R, \theta) = 0.5 \text{norm} W \frac{f}{f_0} \frac{\exp[-\alpha(\cos \theta_c - \cos \theta)^2]}{[1 + \alpha(f/f_0)^b]} \quad (1)$$

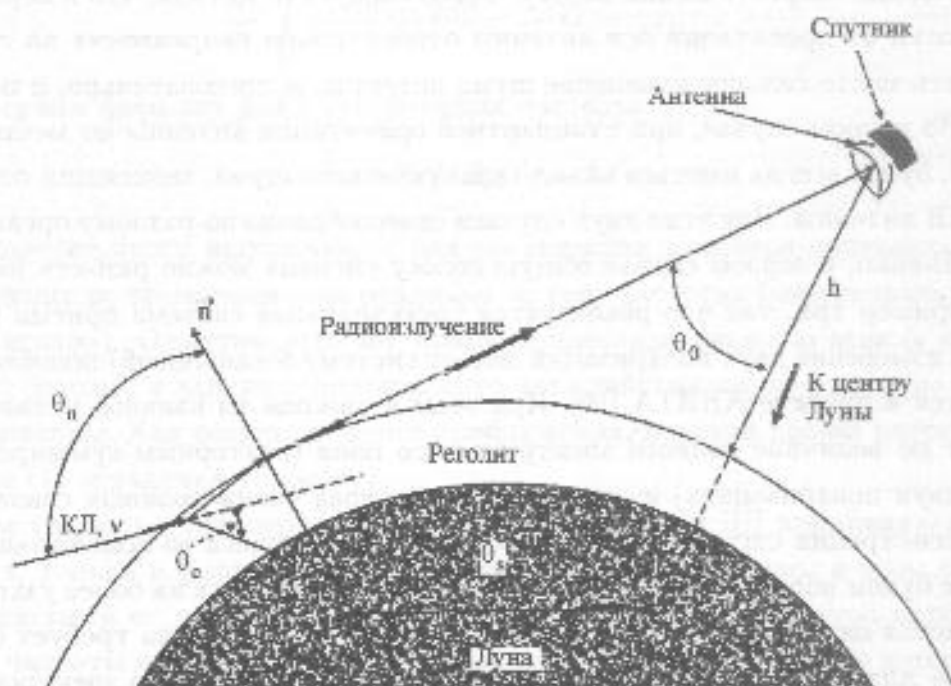


Рис. 1. Схема эксперимента ЛОРД по регистрации КЛУВЭ и НУВЭ по их радиоизлучению в реголите Луны.

Здесь W – энергия каскада в ТэВ, f – частота излучения. В рассматриваемом здесь случае регистрации с околоспутникового спутника,

$R = \sqrt{r_{\text{moon}}^2 + (r_{\text{moon}} + h)^2 - 2 \cdot (r_{\text{moon}} + h) \cdot r_{\text{moon}} \cdot \cos(\theta_s)}$ – расстояние от каскада до точки наблюдения на спутнике с круговой орбитой на высоте h (см. рис. 1), $r_{\text{moon}} =$

$1.74 \cdot 10^6$ м – радиус Луны, θ_s – угол между радиус-векторами, проведенными из центра Луны в точку выхода излучения из реголита и в точку наблюдения ($\theta_{s\min} = 0^\circ$, $\theta_{s\max} = \arccos(r_{\text{moon}}/(r_{\text{moon}} + h))$). Коэффициенты $\text{norm} = 0.231$, $a = 1$, $b = 1.44$, $f_0 = 3300$ МГц и слабо зависящая от энергии функция $\alpha = f^2/10^6 \cdot (70 + 3.3 \cdot \ln(W))$ в формуле (1) найдены путем подгонки к результатам численных расчетов [9]. Выписанные коэффициенты могут слабо зависеть от энергии W и несколько отличаются в различных публикациях. Полярный угол θ , входящий в формулу (1), определяется волновым вектором излучения и направлением каскада, то есть углами в сферической системе координат, связанной с каскадом, соответственно θ_i , φ_i и θ_k , φ_k по формуле $\theta = \arccos(\cos \theta_k \cdot \cos \theta_i + \sin \theta_k \cdot \sin \theta_i \cdot \cos(\varphi_k - \varphi_i))$.

Рассмотрим два предельных случая: 1) узко направленная параболическая антенна с большим коэффициентом усиления (низкий энергетический порог) и 2) антенна с широкой ДН (высокий энергетический порог). Особо следует отметить, что в первом случае, в зависимости от ориентации оси антенны относительно направления на лимб Луны, может иметь место сильное изменение шума антенны, а, следовательно, и порога регистрации. Во втором случае, при стандартной ориентации антенны по местной лунной вертикали, будет всегда иметься вклад галактического шума, зависящий от частоты и ширины ДН антенны. Для этих двух случаев целесообразно по-разному организовывать триггер. Именно, в первом случае общую полосу сигнала можно разбить на несколько полос, например три, так что реализуется трехканальная система приема (в действительности измерение двух поляризаций делает систему 6-канальной) подобно тому, как это делается в проекте АНИТА [10]. При этом в каждом из каналов устанавливается свой порог по величине полного электрического поля (векторным суммированием откликов в двух поляризациях) и организуется быстрая схема тройных совпадений, так что для регистрации сигнала необходимо превышение порога во всех каналах. Во втором случае будем полагать, что полоса сигнала не разбивается на более узкие полосы и накладывается один порог по полному электрическому полю. Это требует более высокого порога для подавления выбросов теплового шума и внешнего электромагнитного шума в окрестности Луны.

3. Модель диаграммы направленности. Для описания ДН антенны будем использовать модель, предполагающую осевую симметрию (по азимутальному углу φ) и зависимость от полярного угла θ в виде степени от $\cos \theta$, то есть

$$f(\theta) = \cos^e \theta, \quad (2)$$

где показатель ϵ определяет ширину диаграммы направленности по мощности. Соответствующая ДН по величине поля может быть получена из (2) заменой степени ϵ на $\epsilon/2$.

Для параболической антенны обычно задается физическая площадь зеркала, которая определяет для каждой частоты коэффициент усиления и ширину диаграммы направленности через эффективный телесный угол антенны $\Delta\Omega_A$

$$\Delta\Omega_A = \frac{4\pi}{G} = \frac{\lambda^2}{S_{\text{эфф}}} = \frac{c^2}{f^2 S_{\text{эфф}}}. \quad (3)$$

В случае параболической антенны при $S_{\text{эфф}} \gg \lambda^2$ и фиксированной эффективной площади антенны, из оценки (2) для каждой частоты можно найти вид ДН, точнее коэффициент ϵ , по формуле:

$$2\pi \int_0^{\pi/2} \cos^\epsilon \theta \sin \theta d\theta = \Delta\Omega_A = \frac{c^2}{f^2 S_{\text{эфф}}}. \quad (4)$$

Отсюда получим формулу для ϵ как функции частоты

$$\epsilon = 2\pi f^2 S_{\text{эфф}} / c^2 - 1. \quad (5)$$

Это соотношение будет использовано для организации триггера полезного сигнала в виде совпадения во временном окне откликов на трех частотах (многоканальный прием и анализ сигнала). Отметим, что мы приняли идеализированную модель антенны, у которой нет боковых и задних лепестков, которые в действительности всегда имеются у реальной антенны. Как результат этого приближения, верхний предел интегрирования в интеграле (4) ограничен углом $\pi/2$.

В случае рупорных логопериодических антенн в модели ДН принципиально ничего не меняется, только в формуле (4) эффективная площадь антенны в этом случае становится зависящей от частоты. При этом эффективный телесный угол антенны слабо зависит от частоты и может считаться постоянной величиной, значение которой определяется сравнительно небольшим коэффициентом усиления рупора. В этом случае триггер полезного сигнала устанавливается по порогу регистрации во всей широкой полосе приема (то есть нет разноса по частоте, и в этом случае реализуется одноканальный прием). Кроме того, из-за малого коэффициента усиления антенны, показатель ϵ становится существенно меньше, чем в случае больших параболических антенн. (Например, при использованных ниже размерах рупора он составляет порядка 2).

4. Учет галактического шума в антенне. Как отмечалось выше, необходимо учитывать просачивание в антенну галактического шума в зависимости от ширины диаграммы направленности и ориентации антенны. Для параболической антенны существенна ее ориентация. В случае рупорной антенны на низких частотах просачивание всегда имеет место независимо от ориентации антенны из-за ее относительно широкой ДН и сравнительно больших галактических шумов на низких частотах. В этом легко убедиться, если учесть зависимость галактического шума от частоты [11]

$$T_{\text{gal}} = 1.5 \cdot 10^6 \cdot \left(\frac{10}{f}\right)^{2.2}, \quad (6)$$

где частота f измеряется в МГц. Из формулы (6) с учетом формулы (4) видно, что при малых коэффициентах усиления антенны (малые ϵ) некоторая часть эффективного телесного угла антенны будет заведомо выходить за лимб Луны в тех случаях, когда высота орбиты спутника достаточно велика, так что телесный угол, под которым Луна видна со спутника, меньше эффективного телесного угла антенны. То есть антенна будет принимать галактический шум, хотя и с коэффициентом подавления, определяемым ДН. Для величины шума будем рассматривать два случая: а) согласно формуле (6) и б) с нормировочным коэффициентом, в три раза меньшим, так как возможны значительные вариации галактического шума. Так, в работе [12] приведен интервал шумов, в котором нижнее значение оказывается на порядок ниже величины, определяемой формулой (6) работы [9]. Можно считать, что первый вариант соответствует максимальному шуму, а второй – некоторому среднему уровню шума.

Рассмотрим сначала рупорную антенну. В свете изложенного выше, запишем формулу для эффективной температуры T_{ef} антенны:

$$T_{\text{ef}} = T_{\text{noise}} + T_{\text{mult}}. \quad (7)$$

Здесь T_{noise} – внешний шум, T_{mult} – шум антенны (оборудования).

$$T_{\text{noise}} = T_{\text{moon}} + (T_{\text{gal}} - T_{\text{moon}}) \cdot (\sin \theta_{s \max}) \frac{G_{\text{mult}}}{2} + T_{\text{gal}} \cdot G_{\text{pod}}. \quad (8)$$

Последний член в (8) учитывает вклад задних лепестков ДН, который для рупора на низких частот может давать некоторый вклад в полную температуру антенны. В расчетах мы для определенности предполагали $T_{\text{mult}} = 80$ К, что вполне реально для современных малошумящих усилителей. Температура Луны бралась $T_{\text{moon}} = 240$ К, G_{pod} – коэффициент подавления задних лепестков диаграммы антенны – выбирался в

пределах 15–20 дБ. Коэффициент усиления G_{mult} рупорной антенны полагался равным 7–14 дБ.

В случае параболической антенны, из-за узкой ДН, вклад галактических шумов сильно зависит от угла θ_a ориентации оси антенны по отношению к направлению на лимб Луны. В общем случае последовательный учет аналитически сложен, и мы приведем здесь приближенные выражения, точность которых тем выше, чем уже ДН. Так как в случае параболической антенны ДН зависит от частоты и ее ширина пропорциональна длине волны, то для низких частот рассматриваемое приближение имеет меньшую, но все еще приемлемую точность на уровне 10–20%. Обозначим разную для разных частот угловую ширину ДН через $\delta(f)$. Тогда вклад галактических шумов и шумов с поверхности Луны можно выразить приближенной формулой:

$$T_{\text{noise}} = \frac{(\pi\theta_a)T_{\text{gal}}\cos^{\varepsilon+1}\theta_a}{2\pi(\varepsilon+1)} + \frac{(\pi-\theta_a)T_{\text{moon}}}{2\pi} + \frac{(1-\cos^{\varepsilon+1}\theta_a)T_{\text{moon}}\arcsin(\theta_a/\delta)}{\pi(\varepsilon+1)} \quad (8')$$

5. *Учет поляризации радиоизлучения.* Мы предполагаем, что для обоих вариантов антенн измеряются две взаимно перпендикулярные компоненты электрического поля. В этом случае для произвольного направления прихода волны модуль ее электрического поля измеряется с точностью до третьей компоненты, параллельной оси антенны, и, соответственно, измеряемое поле уменьшится по сравнению с реальной величиной пропорционально косинусу угла между плоскостью поляризации излучения и плоскостью, в которой расположены облучатели. Только в случае прихода волны по центру диаграммы направленности измеряется полное электрическое поле волны. Можно показать, что для случая рупорной антенны, ориентированной по местной вертикали, для полного электрического поля E_d , слагающегося из двух проекций на два взаимно перпендикулярных диполя, получается формула:

$$E_d = E \cdot \sqrt{A \cdot B + C}, \quad (9)$$

где E есть полное поле в точке наблюдения, обусловленное излучением Вавилова-Черенкова в реголите, а A , B , C даются формулами:

$$A = T_{\text{pr}}^2 \cdot (\cos(\varphi_k - \varphi))^2, \quad (10)$$

$$B = (\cos(\theta_{\text{pre}} - \theta_s))^2, \quad (11)$$

$$C = T_{\text{pr}2}^2 \cdot (\sin(\varphi_k - \varphi))^2. \quad (12)$$

Здесь коэффициенты прохождения на границе реголит-вакуум соответственно для S - и P - волн даются формулами:

$$T_{pr} = \frac{2 \cdot \cos\theta_{pre}}{n \cdot \cos\theta_{pre} + \cos\theta_i}, \quad (13)$$

$$T_{pr2} = \frac{2 \cdot \cos\theta_{pre}}{n \cdot \cos\theta_i + \cos\theta_{pre}}. \quad (14)$$

Угол φ здесь есть азимут точки вылета излучения из поверхности Луны относительно некоторого направления, фиксированного одним из облучателей рупорной антенны, φ_k – азимут направления каскада, а θ_{pre} и θ_i соответственно угол преломления и угол падения выходящей из реголита волны относительно нормали в точке выхода.

В случае параболической антенны, ориентированной своей осью под углами, близкими к углу направления касательной к поверхности Луны в точке выхода излучения, появляются отличия как в коэффициенте, учитывающим ДН антенны, так и при учете поляризации излучения. Если в случае рупорной антенны влияние ДН сводилось к умножению на фактор $\cos^{\epsilon/2}\theta$ (здесь θ – зенитный угол), то в случае параболической антенны возникает следующий множитель, уменьшающий измеряемую амплитуду сигнала:

$$(\cos(\theta_{pre} - \theta_s)\cos(\theta_{smax} - \theta_a) + \sin(\theta_{pre} - \theta_s)\sin(\theta_{smax} - \theta_a)\cos\varphi_k)^{\epsilon/2}. \quad (15)$$

Этот множитель может быть получен путем решения несложной задачи аналитической геометрии о пересечении преломленного луча вышедшей из реголита волны с поверхностью ДН, аппроксимируемой формулой (2).

Кроме того, из-за поляризационного рассогласования в случае параболической антенны полное поле излучения Вавилова-Черенкова уменьшается, приобретая дополнительный множитель:

$$\sqrt{(\cos\varphi_k \cos(\theta_{smax} - \theta_a - \theta_{pre} + \theta_s))^2 + (\sin\varphi_k)^2}. \quad (16)$$

Приведенные соображения по постановке задачи и формулы (1)–(16) позволяют рассчитать отклик радиодетектора на излучение Вавилова-Черенкова от каскада, инициированного КЛУВЭ и НУВЭ в лунной поверхности. Такие расчеты дополняют прежние результаты [8]. Учет ДН, поляризации излучения Вавилова-Черенкова и галактических шумов согласно формулам (3), (6), (8)–(16) существенно улучшит понимание проблем интерпретации экспериментальных данных и решения обратной задачи определения энергии и других параметров каскадов. Результаты соответствующих расчетов будут приведены в следующей публикации.

Работа частично поддержана в рамках программы Президиума РАН “Нейтринная физика” и Роскосмоса НИР ТПС.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tsarev V.A. J. Rad. Phys. Chem. **75**, 805 (2006).
- [2] Аскаръян Г.А. ЖЭТФ **41**, 616 (1961).
- [3] Дагкесаманский Р.Д., Железных И.М. Письма в ЖЭТФ **50**(5), 233 (1989); Gorham P., Hebert C., Liewer K. et al. Phys. Rev. Lett. **93**, 041101 (2004).
- [4] V.A. Chechin, E.L. Feinberg, G.A. Gusev et al. Proc. of the Intern. ARENA Workshop ed R. Nahuhauer and S. Boser, (DESY, Zeuthen, Germany, 2005), p. 232.
- [5] Гусев Г.А., Ломоносов Б.Н., Пичхадзе К.М. и др. Космические Исследования **44**(1), 22 (2006).
- [6] Гусев Г.А., Ломоносов Б. Н., Пичхадзе К. М. и др. ДАН **406**(3), 327 (2006).
- [7] Филоненко А.Д. УФН **172**(4), 439 (2002).
- [8] Гусев Г. А., Ломоносов Б. Н., Полухина Н. Г. и др. Математическое моделирование (2007, в печати).
- [9] Zas E., Halsen F., and Stanev T. Phys. Rev. D **45**, 362 (1992).
- [10] Saltzberg D., Gorham P., Walz D., et al. Phys. Rev. Lett. **86**, 2802 (2001).
- [11] F.G. Stremler. Introduction to Communication Systems (Addison-Wesley Publishing Company, 1991), 3rd ed.
- [12] S.W. Ellingson & T.C. Kramer. IEEE Int. Ant. & Prop. Sym. **3A**, 561 (2005).

Поступила в редакцию 25 апреля 2007 г.