

Об оптимальной частоте наблюдения черенковского излучения в радиоастрономическом методе измерения потока космических частиц сверхвысокой энергии

© А.Д. Филоненко

Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля,
91034 Луганск, Украина
e-mail: filonenko_ad@dsip.net

(Поступило в Редакцию 28 марта 2007 г. В окончательной редакции 22 сентября 2007 г.)

Рассмотрены возможные причины отсутствия прямых наблюдений отдельных событий при измерениях потока частиц сверхвысокой энергии радиоастрономическим методом. Одна из них, вероятно, связана с выбором чрезмерно высоких частот (~ 1.5 GHz) для регистрации радиоимпульсов. Расчет показывает, что интенсивность излучения достигает максимума на частотах ~ 500 – 600 MHz, а затем резко снижается, так что уже на частоте ~ 1.5 GHz она меньше на три порядка. Проведен анализ эффективности детектирования частиц в области высоких (~ 600 MHz) и низких (~ 60 MHz) частот.

PACS: 95.55.Vj

Введение

Для решения задач, связанных с фундаментальными проблемами астрофизики высоких энергий, необходимы опытные наблюдения, подтверждающие следствия из теоретических моделей, описывающих взаимодействие элементарных частиц и их превращения. Одним из объектов таких наблюдений является космическое иллучение сверхвысокой энергии. Регистрация частиц с энергией 10^{15} – 10^{19} eV осуществляется на установках ШАЛ (широкие атмосферные ливни). Это дорогостоящие детекторы, количество которых во всем мире не превышает десяти.

В ближайшие годы только один самый большой детектор (обсерватория „Пьер Оже“) будет иметь энергетический „потолок“ порядка 10^{20} eV и сможет зарегистрировать около 30 таких событий за 1 год. Его строительство длится уже более пятнадцати лет, однако в настоящее время работает только его половина в Южной Америке. Энергия в 10^{20} eV на несколько порядков ниже, чем масштаб энергий, рассматриваемых в различных моделях взаимодействия частиц. Однако сейчас не существует реального проекта детектора с более высокой предельной энергией, поскольку для этого требуется чрезвычайно большая площадь, и в настоящее время такие проекты даже не рассматриваются.

Другой путь повышения энергетического потолка детектора связан с выбором нового метода регистрации частиц сверхвысокой энергии. Начало ему было положено около 40 лет назад в работах Г.А. Аскарьяна [1,2], в которых показана возможность регистрации радиоизлучения, сопровождающего широкий атмосферный ливень от космической частицы сверхвысокой энергии. Избыток электронов в ливне, согласно [1], вызван аннигиляцией позитронов с электронами, входящими в состав атомов среды. Оценки показывают, что мощность черенковско-

го радиоизлучения, вызванного этим избытком, вполне достаточна для надежной регистрации радиоимпульса. В последующие годы было проведено множество экспериментальных исследований природы излучения широких атмосферных ливней (EAS), с кратким обзором которых можно ознакомиться в [3].

Одна из разновидностей такой идеи была предложена в работе [4], в ней приводятся оценки, доказывающие возможность наблюдения электромагнитного импульса, вызванного каскадом электронов от частицы сверхвысокой энергии на поверхности Луны. Для этого необходима антенна с большой эффективной площадью, например, антенна радиотелескопа. Авторы [4] полагают, что в течение одного года можно зарегистрировать около 10^5 частиц с энергией $\geq 10^{20}$ eV. Очевидно, этот метод может открыть новый этап в исследовании частиц сверхвысокой энергии.

Результаты измерения потока космических лучей сверхвысокой энергии радиоастрономическим методом в диапазоне частот 1175–1675 MHz приведены в работе [5]. Это первая попытка наблюдения радиоимпульсов в дециметровом диапазоне длин волн. Для этого была использована 64-метровая антенна радиотелескопа. Для предполагаемых параметров черенковского радиоимпульса, вызванного избыточными электронами ливня, скорость счета событий должна была составлять около 1 частицы за 30 минут. Избегая описания деталей эксперимента, связанных с методикой идентификации истинных импульсов, приведем окончательный результат. За десять часов наблюдения не зарегистрировано ни одного импульса, который был бы засчитан как истинный.

В последующем за этим эксперименте [6] была использована антенна диаметром 70 m для диапазона радиочастот 1.6–1.7 GHz и диаметром 34 m — для 2.2–2.3 GHz. Антенны были разнесены на 22 km и вклю-

чены в схему совпадений с помощью оптоволоконной линии. Это понизило скорость счета техногенных помех на несколько порядков. Общее время наблюдения составило около 12 h. Однако, как и в предыдущем случае, событий с признаками ожидаемых радиоимпульсов не обнаружено.

Повторный эксперимент на усовершенствованном оборудовании описан в работе [7]. Наблюдение велось в течение 120 h. Авторы сообщают, что за это время они также не обнаружили ни одного радиоимпульса с нужными характеристиками.

Измерение потока частиц с энергией более 10^{20} eV было проведено с помощью бортовой аппаратуры спутника „FORTE“ [8]. Его орбита с высотой 800 km проходила в непосредственной близости от гренландского ледового массива. Радиоимпульсы, вызванные каскадным ливнем во льду от нейтрино сверхвысокой энергии, регистрировались двумя широкополосными диполями в различных участках частотного диапазона 20–300 MHz. Как и в предыдущих экспериментах, предполагалось зарегистрировать импульсное черенковское радиоизлучение от каскадного ливня. Для надежной идентификации событий был предпринят ряд мер, связанных с отождествлением сигнала по различным параметрам. Из $4 \cdot 10^6$ записанных радиоимпульсов за два года наблюдений был зарегистрирован только один импульс, параметры которого близки к ожидаемым.

Последний из приведенных экспериментов не относится к радиоастрономическому методу регистрации частиц, однако отличается лишь способом наблюдения черенковского радиоимпульса в плотной среде. Во всех случаях предполагалось, что ЛПМ-эффект не должен значительно удлинять ливень, так как существует вероятность (20%) того, что нейтрино сверхвысокой энергии может вызвать адронный каскад в плотной среде.

Во всех вышеперечисленных экспериментах значительная доля трудно решаемых проблем приходилась на поиск метода распознавания истинного сигнала среди огромного количества импульсных техногенных радиопомех. В этой связи следует отметить, что такая же проблема оказалась неразрешимой и в работах [9,10], в которых для радиоастрономического метода измерения потока частиц была использована декаметровая антенна радиотелескопа УТР-2.

В настоящей работе найден частотно-энергетический спектр черенковского радиоизлучения от каскадного ливня с энергией 10^{22} eV. Исследования показали сильную зависимость интенсивности излучения от частоты.

Спектр излучения

Для определения поля излучения каскадного ливня в дальней зоне запишем фурье-составляющую $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ векторного потенциала тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)$, вызванного движением избыточных электронов ливня, долю которых от общего числа частиц обозначим как η . Сюда входят избыток, яв-

ляющийся следствием аннигиляции позитронов ливня с атомными электронами среды [1,2], а также δ -электроны, т. е. электроны, выбитые из оболочек атомов частицами ливня. Такие электроны имеют энергию, достаточную для ионизации других нейтральных атомов среды. Согласно [11], имеем

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mu_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{4\pi r} \int_{V'} \mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}'} dV', \quad (1)$$

где \mathbf{r}' — радиус-вектор элемента пространства dV' , \mathbf{k} — волновой вектор, \mathbf{r} — радиус-вектор точки наблюдения. Элементарная площадка dS каскадного диска содержит заряд $dq(t)$, равный $N(t)e\eta\sigma(\rho)dS$, $N(t)$ — текущее (в зависимости от времени) число частиц в ливне и $\sigma(\rho)$ — нормированная на единицу функция распределения частиц в диске, где ρ — расстояние до его центра. Плотность тока элементарного заряда dq представим δ -функцией

$$d\mathbf{j}(\mathbf{r}', t) = dq \cdot \mathbf{v} \cdot \delta[\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(t)],$$

где $\mathbf{r}_0(t)$ — траектория движения элемента dS . Фурье-компонента плотности тока соответственно равна

$$d\mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} \cdot dq \cdot \delta[\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(t)] \cdot e^{i\omega t} dt. \quad (2)$$

Если наблюдатель расположен по углом θ к оси ливня, то расстояние r от наблюдателя до элемента dS зависит от положения этого элемента на диске.

Распределение частиц по глубине (каскадная функция) можно выразить с помощью приближения Нишимуры–Каматы

$$f(\chi) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln\left(\frac{W_0}{W_{cr}}\right)}} \exp\left[\chi\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right], \quad (3)$$

где χ — относительная глубина проникновения ливня в среду (отношение глубины в единицах g/cm^2 к величине радиационной единицы); W_0 — энергия первичного гамма-кванта; $W_{cr} \approx 40$ MeV — критическая энергия электрона для данной среды, z_0 — величина радиационной единицы; $s = 3\chi(\chi + 2 \ln(W_0/W_{cr}))^{-1}$ — возрастной параметр ливня.

С высокой степенью точности для описания поля излучения выражение (3) можно представить в виде

$$N(\chi) = 0.31\alpha^{-1/2} \exp[\alpha - (\chi - \alpha)^2/3\alpha], \quad (4)$$

где $\alpha = \ln W_0/W_{cr}$. Путем непосредственного сравнения легко убедиться, что (3) и (4) разнятся не более чем на 10–20% в широком диапазоне энергий W_0 и глубин χ . Выражение (4) не только качественно, но и количественно отобразит реальную зависимость числа частиц от текущего времени (так как в конечном итоге $\chi = \chi(t)$).

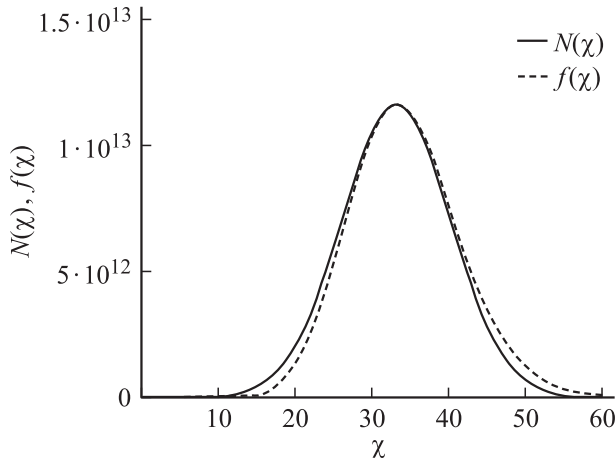


Рис. 1. Зависимость числа частиц в ливне $N(\chi)$ от глубины χ (сплошная линия) и распределение частиц по глубине $f(\chi)$ (пунктир).

На рис. 1 показаны обе кривые для электромагнитного каскада с энергией первоначальной частицы $W_0 = 10^{22}$ eV в среде с плотностью $\sim (1.7-1.8) \cdot 10^3$ kg/m³, критической энергией 40 MeV, значением радиационной единицы $z_0 \approx 0.14$ m.

Далее учтем запаздывание электромагнитного поля, излучаемого каждым элементарным зарядом, а затем найдем результирующее поле в точке наблюдения. Для описания распределения плотности зарядов $\sigma(\rho)$ в каскадном диске известно приближение Нишимуры–Каматы

$$\sigma(\rho) \sim (x+1)^{-3.5} x^{-1}. \quad (5)$$

Для $x = \rho/\rho_1 > 1$, где ρ_1 — среднеквадратичный радиус диска. Очевидно, при $x \rightarrow 0$ выражение (5) стремится к бесконечности и не может быть использовано для описания плотности в центре диска. Учитывая случайный характер рассеяния частиц, можно предположить нормальный закон распределения, нормированный на полное число частиц в максимуме ливня [12]

$$\sigma(\rho) = \frac{eN(\chi)}{2\pi\rho_1^2} e^{-\frac{\rho^2}{2\rho_1^2}}, \quad (6)$$

где $\rho_1 = \sqrt{\langle \rho^2 \rangle}$ — среднеквадратичный радиус ливня. При этом значении радиуса окружность охватывает приблизительно половину частиц ливня.

В верхней части рис. 2 условно показана проекция диска в виде прямой AB с центром в точке O , OD — направление движения. Линия наблюдения EF (направление излучения) составляет угол θ с направлением скорости диска. Каждый участок диска является элементарным излучателем. В нижней части рисунка показан вид на диск сверху. Наблюдатель находится бесконечно далеко (по сравнению с размерами диска) от источника излучения. В нижней части рисунка прямая AB и все другие прямые, параллельные ей и лежащие на диске,

являются проекциями направления наблюдения на плоскость диска. В этом случае поля, излучаемые любым участком полосы GK (расположенной перпендикулярно направлению EF (или AB)), в точке наблюдения имеют равные фазы. Это позволяет рассматривать всю такую полосу как точечный источник излучения, расположенный в некоторой точке ξ на прямой AB . Заряд всей полосы q_b , согласно заданному распределению (6), будет

$$q_b = \frac{eN(t)\xi d\xi}{2\rho_1^2\sqrt{\pi}} \left(\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}\right)^{-1/2} e^{-\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}} = eN(t)F(\xi), \quad (7)$$

где $N(t)$ — каскадная функция и t — текущее время. Фактически источником излучения теперь является не диск, а бесконечно тонкая и бесконечно длинная прямая, совпадающая с направлением AB , заряды на которой распределены в соответствии с (7).

Запишем далее векторный потенциал (1), создаваемый бесконечно малым элементом этой прямой $d\xi$ с зарядом q_b (7) и скоростью \mathbf{v} . Фурье-компоненту тока, соответствующего этому элементу, выразим через δ -функцию

$$\begin{aligned} d\mathbf{j}(\omega) &= \mathbf{v}q_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) e^{i\omega t} dt \\ &= \mathbf{v}q_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x' - \xi) \delta(z' - vt) \delta(y') e^{i\omega t} dt, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\xi} + ct \cdot \mathbf{n}$ — траектория движения элемента, т.е. вертикальная прямая, параллельная \mathbf{v} и проходя-

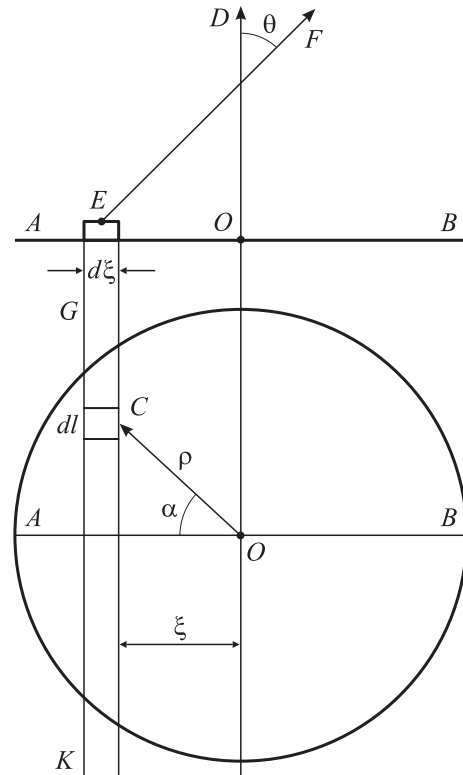


Рис. 2. Каскадный диск в двух проекциях.

шая через точку ξ , причем $z = vt$. Начало координат находится в точке, где ливень достигает максимума. В этот момент $t = 0$. После подстановки (8) в (1) и интегрирования по объему dV' получим для элемента $d\xi$ потенциал $d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$:

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e\mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \mathbf{v} e^{-i\xi k \sin \theta} F(\xi) \int_{-\infty}^{\infty} N(t) e^{i\omega t p} dt, \quad (9)$$

где $p = 1 - \beta n \cos \theta$ и $\mathbf{k} = m\mathbf{k} \sin \theta + n\mathbf{k} \cos \theta$ — волновой вектор, \mathbf{m} — единичный вектор вдоль направления AB , и \mathbf{n} — единичный вектор вдоль оси Z , т.е. вдоль направления движения диска и e — заряд электрона.

Будем далее считать среду, в которой распространяется ливень, однородной. Тогда глубину проникновения можно связать с текущим временем соотношением $\chi = ct/z_0$. При выбранной системе координат $\chi_{\max} = t_{\max} = 0$.

В выражении для заряда q_b только каскадная функция зависит от времени, и (9) сведется к выражению

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \eta \frac{e\mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} 0.31 z_0 \sqrt{3\pi} e^\alpha e^{-i\xi k \sin \theta} F(\xi) e^{-\frac{3\alpha p^2 z_0^2}{4c^2} \omega^2}. \quad (10)$$

Потенциал $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ найдем суммированием (10) по элементам $d\xi$. Это удобно сделать, если сначала записать выражение (10) для диаметрально противоположного элемента в точке $(-\xi)$ и сложить с (10). Тогда имеем

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \eta \frac{e\mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} 0.31 z_0 \sqrt{3\pi} e^\alpha e^{-\frac{(k\rho_1 \sin \theta)^2}{2}} e^{-\frac{3\alpha p^2 z_0^2}{4c^2} \omega^2}. \quad (11)$$

Энергетический спектр излучения (количество энергии, проходящее через метр квадратный, в единичном интервале частот за все время излучения) запишется в виде

$$W(\omega) = \frac{dW(\omega)}{d\omega dS} = \frac{\varepsilon_0 c}{\pi^2} \omega^2 \sin^2 \theta |\mathbf{A}(\omega)|^2 = \frac{\mu_0}{c} \left(\frac{0.31 e^\alpha z_0 \eta e}{4\pi r} \right)^2 \times e^{-\frac{3\alpha}{2} \left(\frac{\rho_0 z_0}{c} \right)^2 \omega^2} e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2} \sin^2 \theta \text{ [J} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}\text{]}. \quad (12)$$

При наблюдении под черенковским углом $p = 1 - \beta n \cos \theta = 0$, тогда

$$\frac{dW(\omega)}{d\omega d\Omega} \sim u^2 e^{-(u)^2}, \quad (13)$$

где $u = (\omega/c)n\rho_1 \sin \theta$. На рис. 3 показан вид этой функции, при аргументе $u = 3$ ее значение составляет $\sim 10^{-3}$.

В приведенном выше примере $\rho_1 = \frac{W_{\text{cr}}}{21} z_0 \approx 0.06 \text{ m}$ [12,13], где критическая энергия W_{cr} выражена в MeV. Максимум спектра достигается при $u = k\rho_1 \sin \theta = 1$, это соответствует частоте $\nu \approx 550 \text{ MHz}$. Если проводить наблюдение на частотах порядка $1.5\text{--}2 \text{ GHz}$ [5–7], то $k\rho_1 \sin \theta = 3\text{--}4$ и спектральная мощность излучения $W(\omega)$ падает при этом на 3–6 порядков.

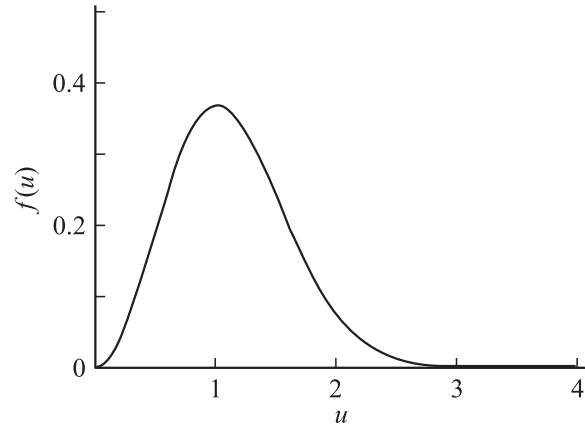


Рис. 3. Энергетический спектр радиоимпульса в относительных единицах.

Этот факт может быть причиной отсутствия событий в экспериментах [5–7]. И только в работе [8] зарегистрировано единственное событие, причем (это интересно отметить) наблюдение проводилось на частотах порядка 200 MHz . Можно предположить, что такая сильная зависимость мощности радиоизлучения от частоты на верхней границе спектра (12) характерна для каскадного ливня в любой среде при наблюдении черенковского излучения.

Положение максимума энергетического спектра, лежащего существенно ниже диапазона $1.5\text{--}2 \text{ GHz}$, не является неожиданностью. Элементарное, но физически прозрачное рассмотрение условия максимума $nd \sin \theta = \lambda/2$ для $n = 1.7$, $d = 12 \text{ cm}$ (среднеквадратичный диаметр каскадного диска) и $\theta = 54^\circ$ уже дает величину частоты $\sim 1 \text{ GHz}$. Однако нужно еще учесть, что реальный диск не имеет строго ограниченного диаметра $d = 12 \text{ cm}$. На такой площади содержится только половина от полного числа частиц в диске.

Высокие частоты

Выражение (12) для абсолютных значений энергетического спектра радиоимпульсов позволяет расширить анализ с целью оценки частоты событий при различных режимах работы радиотелескопа. Диаграмма пространственного распределения излучения каскадного ливня может быть получена непосредственно из (12):

$$F(\theta) = e^{-\frac{3\alpha}{2} \left(\frac{\rho_0 z_0}{c} \right)^2} \times e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2} \sin^2 \theta. \quad (14)$$

На рис. 4 показана функция (14) для значений энергии $W_0 = 10^{20} \text{ eV}$ (кривая 1), 10^{22} eV (кривая 2) и частоты $\nu = 0.6 \text{ GHz}$. Разница между диаграммами 1 и 2 незначительна (на рисунке они почти неразличимы), и в обоих случаях угловая „толщина“ стенки черенковского конуса на полувысоте близка к 6° для частоты 0.6 GHz : $\Delta\theta_{1/2}(0.6) \approx 6^\circ$. Кривая 3 (здесь масштаб по вертикали изменен) соответственно энергии частицы

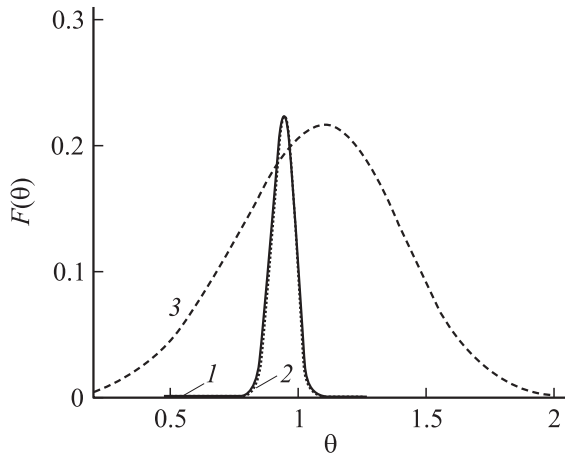


Рис. 4. Диаграмма пространственного распределения излучения каскадного ливня.

$W_0 = 10^{22}$ eV и частоте наблюдения 60 МГц, причем $\Delta\theta_{1/2}(0.06) \approx 43^\circ$.

Чтобы оценить частоту событий с энергиями $W_0 > 10^{20}$ eV, будем считать экспериментально проверенным факт, приведенный во введении, т.е. скорость счета событий такова, что на площадь 1 km^2 падает одна частица за 100 лет. Частота событий $J(> 10^{20})$ пропорциональна площади, времени наблюдения и телесному углу $\Delta\Omega$, охватывающему возможные направления потока частиц, т.е. $J(> 10^{20}) = AS\Delta\Omega$, где $A = 0.01 (\text{year} \cdot \text{km}^2)^{-1}$ — константа, определяемая из приведенного примера. Кроме того, нужно учесть, что черенковское излучение каскадного ливня от частицы, падающей на поверхность Луны, может пройти через границу раздела среда–вакуум только в том случае, если угол между направлением движения и поверхностью не превышает $\approx \Delta\theta/2$. Рассмотрим это подробнее.

Пусть каскад распространяется в среде (реолит) в направлении LM параллельно поверхности Луны (рис. 5). Выберем из черенковского конуса луч, направление которого составляет минимальный угол β_{\min} с нормалью к поверхности Луны. Вместе с направлением LM он образует вертикальную плоскость. Из закона преломления следует соотношение $\sin \alpha / \sin \beta = n$. Геометрия рисунка дает кроме этого: $\sin \beta = \cos \theta = 1/\beta n$, т.е. угол α должен быть равен 90° , что соответствует полному внутреннему отражению. Для остальных лучей из черенковского

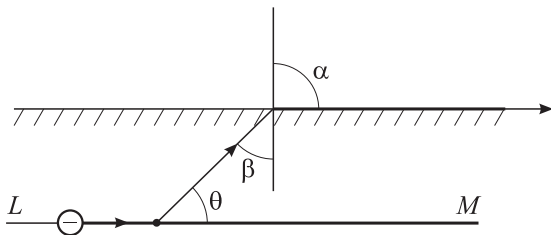


Рис. 5. Полное внутреннее отражение черенковского излучения от частицы, движущейся в реолите параллельно поверхности Луны (заштрихована).

конуса угол β будет еще большим, и они также будут испытывать полное внутреннее отражение. Таким образом, если частица пересекает границу в направлении вакуум–Луна, то излучение не может выйти из среды, так как любой угол $\beta > \beta_{\min}$, и следовательно, всегда будет иметь место полное внутреннее отражение. Только для таких частиц как нейтрино, пришедших с обратной стороны Луны, излучение выйдет на поверхность.

Из радиоастрономических наблюдений известно, что коэффициент поглощения радиоволн с длиной волны λ в грунте Луны равен приблизительно $\chi \approx 0.02/\lambda \text{ m}^{-1}$. Поэтому для высоких частот слой вещества, из которого может выйти излучение, имеет толщину не более десяти метров. А это значит, что в остальной части Луны излучение будет поглощаться, т.е. Луна будет играть роль экрана для частиц, пришедших с обратной стороны. Однако для нейтрино с относительно небольшой энергией можно принять во внимание тот факт, что некоторые из них, пройдя толщу Луны, вызовут каскад на глубине в несколько десятков метров от поверхности.

Остается еще одна возможность наблюдать излучение в том случае, когда частица пересекает границу задела по углом $\Delta\theta/2$. В вакуум могут выйти лучи, практически скользкие по поверхности, т.е. составляющие с ней угол $\Delta\theta/2 \approx 3^\circ$. Это сильно ограничивает вероятность попадания излучения на поверхность Земли.

Все сказанное здесь справедливо для области длин волн, значительно меньших, чем расстояние до поверхности Луны. Исходя из свойства изотропности потока частиц можно считать, что площадь кольца на поверхности Луны, для которого угол падения частиц будет находиться в пределах $\Delta\theta/2 \approx 3^\circ$, составляет $S \approx 2\pi R_M^2 \Delta\theta/2 \approx 10^6 \text{ km}^2$, где $R_M = 1700 \text{ km}$ — радиус Луны. Телесный угол Ω приблизительно равен $\Omega \approx (\Delta\theta/2)^2$. Подставив эти данные в выражение для частоты, получим $J(> 10^{20}) \approx 7 \text{ year}^{-1}$, т.е. не более 7 частиц в год, если не считать частиц, пришедших с обратной стороны Луны. Следует заметить, что рассмотрение „скользящих“ событий имеет почти символический характер. Действительно, при длине каскада в несколько метров трек частицы будет находиться всего лишь на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности, и все расчеты, связанные с полным внутренним отражением, не выдерживают никакой критики. Более того, поверхность Луны не является идеально гладкой даже на протяжении нескольких метров, поэтому применение каскадных функций в виде (3) или (4) также весьма условно.

Сравним далее мощности сигнала и радиозумов. Подставим в выражение (12) для спектральной интенсивности $\alpha = 28.5$ ($W_0 = 10^{20}$ eV), $\eta = 0.2$, $\nu = 0.6 \text{ GHz}$, $r = 0.4 \cdot 10^9 \text{ m}$, $z_0 = 0.14 \text{ m}$, $n = 1.7$, $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $\rho = 0.06 \text{ m}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, $\sin \theta = 0.8$. После вычислений получим $W(\omega) \approx 4 \cdot 10^{-32} \text{ J/m}^2\text{Hz}$. Мощность на нагрузке антенны будет $P_A(0.6) = W(\omega)S_{\text{eff}}/\Delta t = 1.6 \cdot 10^{-20} \text{ W/Hz}$, где $S_{\text{eff}} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ m}^2$ — эффективная площадь антенны с диаметром 60–70 м, $\Delta\nu =$

= 100 MHz — характерная полоса пропускания радиоприемника, $\Delta t \sim 1/\Delta\nu$ — длительность импульса (вследствие дисперсии Δt увеличится, однако и чувствительность телескопа можно поднять, увеличивая постоянную времени). Мощность тепловых радишумов P_T для температуры 300 K $P_T = kT \approx 4 \cdot 10^{-21}$ W/Hz, т.е. отношение амплитуды сигнал-шум $U_A/U_T \approx 2$. Это означает, что пороговая энергия частиц для таких телескопов должна быть больше, чем $W_0 = 5 \cdot 10^{20}$ eV. Частота регистрации при этом упадет до 1–2 частиц в год, а отношение сигнал-шум станет равным 10.

Низкие частоты

Как видно из рис. 3 и выражения (12), в области низких частот падение интенсивности излучения не столь катастрофично, как в области высоких частот. Например, понижение частоты в три раза (~ 200 MHz) соответствует понижению спектральной интенсивности всего лишь в 3.6 раза. Это далеко не три порядка, как в случае высоких частот. Снижение частоты наблюдения имеет и положительные стороны. Во-первых, низкочастотные антенны, как правило, имеют большую эффективную площадь, чем высокочастотные. Во-вторых, диаграмма пространственного распределения излучения значительно шире. Это, прежде всего, позволяет использовать практически всю поверхность Луны как рабочую площадь детектора. А это, в свою очередь, означает, что частота событий значительно увеличится, вследствие этого можно увеличить энергетический порог детектора, т.е. попытаться регистрировать потоки с частицами, у которых $W_0 > 10^{22}$ eV, и тем самым восполнить недостаток мощности радиоимпульса. Кроме этого, нужно иметь в виду, что диапазон энергий $W_0 > 10^{22}$ eV является более актуальным, чем $W_0 > 10^{20}$ eV.

Для проведения количественных оценок будем исходить из предположения, что низкочастотные антенны имеют площадь порядка $\sim 10^5$ m² и рабочий диапазон в области 30–60 MHz. При такой эффективной площади и частоте угловая ширина диаграммы приблизительно равна угловым размерам Луны. Такие антенны имеются сейчас (например, УТР-2) и планируются к запуску в ближайшее время (см., например, [15]).

Пусть, например, рабочая частота детектора равна ~ 60 MHz. Пространственная диаграмма излучения в этом случае представлена на рис. 4 кривой 3. Максимум приходится на угол 63° , а ширина диаграммы на полувысоте — $\Delta\theta_{1/2} = 43^\circ$. Если эффективная площадь антенны 10^5 m² и длительность импульса $\Delta t = 10^{-6}$ s (для частотной полосы приемника ~ 1 MHz), то мощность импульса P_S на согласованной нагрузке антенны составляет величину, равную приблизительно $P_S(60) = W(\nu = 60)S_{\text{эфф}}/\Delta t \approx 1.3 \cdot 10^{-20}$ W/Hz для частицы с энергией $W_0 = 10^{21}$ eV ($\alpha = 30.85$). Мощность радишумов при $T = 300$ K равна $P_T = kT \approx 0.4 \cdot 10^{-20}$ W/Hz, $P_S(60)/P_T \approx 3$. Таким образом, энергию $W_0 = 10^{21}$ eV можно считать близкой

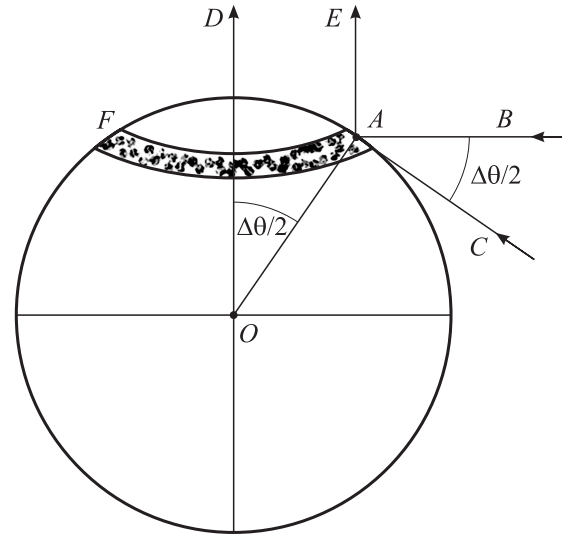


Рис. 6. К определению рабочей поверхности Луны и допустимых углов прихода частиц.

к пороговой для детектора с $\nu = 60$ MHz и $S_{\text{эфф}} = 10^5$ m². Найдем далее ориентировочную частоту событий для $W_0 > 10^{21}$ eV.

На рис. 6 показана часть Луны с центром в точке O. Прямые OD и AE — направление на Землю, BA и CA — возможные направления попадания частиц на произвольно выделенную полосу AF. При таком выборе углов излучение придет на поверхность Земли с интенсивностью не менее чем $0.5P_{S,\text{max}}$. Излучение от частиц, падающих на поверхность той части Луны, которая ограничена телесным углом $\Omega_{\text{АOF}} \approx (\Delta\theta)^2$, не достигнет Земли. Таким образом, частота событий определяется произведением

$$S\Omega = R_M^2 [2\pi - (\Delta\theta)^2] \times (\Delta\theta)^2 / 4 = 6.2 \cdot 10^6 \text{ km}^2.$$

В области значений энергий $W > 10^{22}$ eV поток частиц не известен, поэтому, если для оценки частоты событий воспользоваться выражением $J(> W) \sim W^{-\gamma+1} S\Omega$, справедливым для $W > 10^{20}$ eV, где $\gamma = 2.7$, то это фактически будет означать, что с увеличением энергии на порядок поток уменьшится в 50 раз. Поток частиц $J(> 10^{22})$ удобно найти, пользуясь вышеприведенным примером:

$$J(> 10^{22}) = 10^{-2} \cdot 6.2 \cdot 10^6 / 2500 \approx 25 \text{ year}^{-1}.$$

К этому потоку следует прибавить поток от нейтрино, пришедших с обратной стороны Луны. Он будет очень мал, так как вероятность взаимодействия с лунным реголитом в приповерхностном слое толщиной $l_0 \approx 300$ m (со стороны Земли) равна приблизительно $l_0/R_M \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Здесь длина поглощения радиоволн в лунном реголите l соответствует закону поглощения $P = P_0 \exp(-\Xi l)$, где $\Xi \approx 0.02/\lambda$ m⁻¹. Таким образом, оценки показывают, что для регистрации частиц сверхвысокой энергии область низких частот является более предпочтительной.

Заключение

1. Учет конечных поперечных размеров каскадного ливня в грунте Луны показал, что максимум спектра радиоимпульса, вызванного частицей сверхвысокой энергии, лежит в области частот ~ 600 МГц. Это косвенно подтверждается элементарными оценками, а также применением полученного выражения для широкого атмосферного ливня.

2. Расчет интенсивности излучений показывает, что пороговая энергия для телескопов с диаметром антенны 60–70 м и рабочей частотой ~ 600 МГц должна быть порядка $5 \cdot 10^{20}$ эВ. При такой энергии отношение сигнал-шум равно 10, а частота событий падает до 1–2 частиц в год.

3. Радиоизлучение в области гигагерцовых частот от частицы, пришедшей на видимую сторону Луны, не может выйти на поверхность Луны. Исключение составляют только нейтрино, прошедшие сквозь ее толщу и вызвавшие каскад в приповерхностном слое толщиной ~ 25 м для $\nu \sim 600$ МГц и 300 м — для $\nu \sim 50$ МГц.

4. Измерение потока заряженных частиц сверхвысокой энергии, а также таких частиц, как монополю, можно проводить только на низких частотах ~ 30 –50 МГц. Для этого диапазона диаграмма излучения имеет угловую ширину более 50° . Пороговая энергия такого детектора будет не выше 10^{22} эВ для антенн с эффективной площадью порядка 10^5 м². Например, в настоящее время для этих целей можно использовать антенну радиотелескопа УТР-2 (г. Харьков). Более того, в относительной близости от нее (на расстоянии ~ 300 км) имеется сходная по параметрам антенна из этого комплекса, которую можно было бы использовать в системе совпадений для многократного снижения техногенных и атмосферных радиопомех.

5. Выводы относительно возможности наблюдения на частоте ~ 50 МГц имеют иллюстративный характер. Например, возможны варианты на более низких или высоких частотах. Кроме того, для таких низких частот длина волны ($\lambda \sim 10$ м) существенно превышает усредненное по углу прихода расстояние от максимальной стадии ливня до поверхности Луны

$$\langle z_{\max} \approx \cos \varphi \cdot z_0 \ln(W_0/W_{\text{cr}}) \rangle \approx 2 \text{ м},$$

где φ — угол прихода частицы. Поэтому учет показателя преломления реголита имеет, скорее, приближенный характер.

Список литературы

- [1] Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 2(8). С. 616–618.
- [2] Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 3. С. 988–990.
- [3] Филоненко А.Д. // УФН. 2002. Т. 172. № 4. С. 439–471.
- [4] Дагкесаманский Р.Д., Железных И.М. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 5. С. 233–235.

- [5] Hankins T.H., Ekers R.D., O'Sullivan J.D. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1966. Vol. 283. P. 1027–1030.
- [6] Gorham P.W., Liewer K.M., and Naudet C.J. arXiv:astro-ph/9906504.
- [7] Gorham P.W., Hebert C.L., Liewer K.M. et al. arXiv:astro-ph/0310232.
- [8] Lehtinen N.G., Gorham P.W., Jacobson A.R., Roussel-Dupre R.A. arXiv:astro-ph/0309656.
- [9] Абрагин Э.Г., Веремеенко И.Л., Войтенко В.А., Голубничий П.И., Коноваленко А.А., Павлюков В.Ф., Филоненко А.Д. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2001. Т. 65. № 11. С. 1670–1671.
- [10] Филоненко А.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. № 10. С. 639–641.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [12] Беленький С.З. Лавинные процессы в космических лучах. М., 1948. 243 с.
- [13] Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М.: Атомиздат, 1975. 253 с.
- [14] Falcke H., Gorham P. // Astrop. Physics. 2003. Vol. 19. P. 477–494.