

01;09;12

Пространственное распределение радиоизлучения, вызванного каскадным ливнем в лунном реголите

© А.Д. Филоненко, В.А. Филоненко

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

(Поступило в Редакцию 9 июля 2008 г.)

Представлены результаты расчета диаграммы излучения электронно-фотонного ливня от частицы сверх-высокой энергии на поверхности Луны. Найдено, что учет диэлектрических характеристик лунного реголита радикальным образом сказывается на распределении интенсивности радиоизлучения за границей раздела вакуум–реголит.

PACS: 95.55.Vj

Введение

Радиоастрономический метод в настоящее время является наиболее перспективным для исследования потоков частиц с энергией 10^{21} – 10^{23} eV. Несмотря на ряд экспериментальных неудач (см., например, [1,2]), исследовательские работы по его усовершенствованию продолжаются. Физические принципы, лежащие в основе этого метода, весьма прозрачны, и это является одной из главных причин, которые стимулируют дальнейшую его разработку и модернизацию.

Частицы высокой энергии, попадая на поверхность лунного реголита, вызывают каскадный ливень, распространяющийся в глубь Луны. Избыточные электроны высокой и низкой энергии создают ток, который и является источником радиоизлучения. Спектральный максимум радиоимпульса лежит в области дециметровых волн [1], а диаграмма излучения шириной порядка нескольких градусов направлена вперед по движению ливня под черенковским углом к его оси. Естественно, в этом случае излучение недоступно для регистрации радиотелескопом. Однако для частот, лежащих значительно ниже спектрального максимума, диаграмма излучения ливня в однородной среде оказывается значительно шире, чем черенковская. Так, в области 30–50 МГц она близка к распределению излучения для полуволнового диполя. Это отчасти связано с тем, что при этих условиях доминирует тормозной механизм излучения δ -электронами [3,4], и для углов наблюдения, значительно отличающихся от черенковского, область когерентности на частотной шкале лежит существенно ниже. Известно, что амплитуда радиоимпульса в низкочастотной области спектра значительно меньше, чем в области максимума. Однако переход в низкочастотную область дает принципиальную возможность использовать радиоастрономический метод для измерения потоков частиц с очень высокой энергией.

В настоящее время подготавливается для работы экспериментальная установка, состоящая из 14 радиотеле-

скопов диаметром 25 м (Нидерланды) с целью регистрации радиосигналов в диапазоне частот 115–170 МГц от каскада, вызванного взаимодействием нейтрино с веществом Луны [5]. Интерес к радиоастрономическому методу как наиболее перспективному продолжает стимулировать работу над его усовершенствованием.

В частности, для получения правильных оценок поля излучения в области за пределами поверхности Луны необходимо учитывать границу раздела сред вакуум–реголит. Она, как показали расчеты, может существенно изменить диаграмму направленности излучения, рассчитанную для однородной среды. С этой целью в настоящей работе было исследовано пространственное распределение радиоизлучения каскадного ливня за границей раздела в области длин волн, сравнимых с глубиной проникновения ливня.

Поле излучения в безграничной среде

Найдем поле излучения в однородной среде, т.е. без границ. Для этого будем искать фурье-составляющую векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$, вызванного током $\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)$ избыточных электронов ливня, долю которых от общего числа частиц обозначим σ . Сюда входят избыток, являющийся следствием аннигиляции позитронов ливня со связанными электронами среды, а также избыток, обусловленный δ -электронами, которые выбиты из оболочек атомов вещества частицами ливня. Такие электроны имеют энергию, достаточную для ионизации и возбуждения других нейтральных атомов, вследствие чего они являются источниками тормозного излучения [3,4].

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

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

где $\chi = z/z_0 = vt/z_0$ — относительная глубина проникновения ливня в среду (отношение пути, пройденного

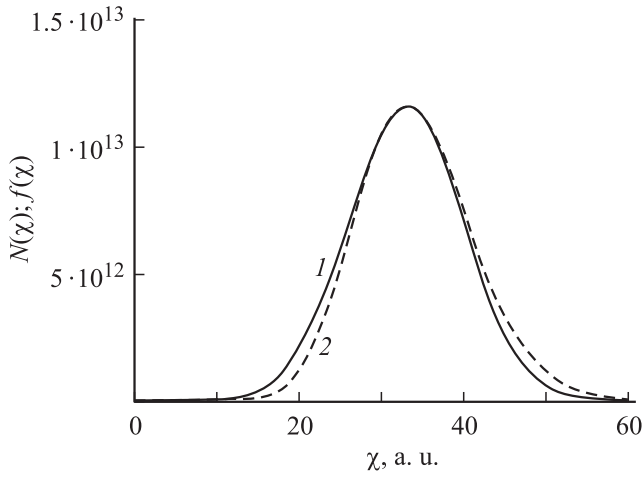


Рис. 1. Распределение количества частиц в ливне в зависимости от глубины для различных каскадных функций. 1 — $N(\chi)$, 2 — $f(\chi)$.

ливнем, к величине радиационной единицы, выраженной в метрах), W_0 — энергия первичного гамма-кванта, $W_{cr} \approx 40 \text{ MeV}$ — критическая энергия электрона для лунного реголита, $s = 3\chi(\chi + 2 \ln(W_0/W_{cr}))^{-1}$ — возрастной параметр ливня и $z_0 = 0.14 \text{ m}$ — величина радиационной единицы для лунного реголита.

С высокой степенью точности для описания поля излучения выражение (1) можно представить в виде

$$N(z) = \frac{\chi}{\chi_{\max}} \frac{0.31}{\sqrt{\alpha}} e^{\alpha - \frac{(\chi - \alpha)^2}{3\alpha}} = \frac{z}{z_{\max}} \frac{0.31}{\sqrt{\alpha}} e^{\alpha - \frac{(z - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2}}, \quad (2)$$

где $\alpha = \ln W_0/W_{cr}$ и $z_{\max} = \alpha z_0$. Множитель z/z_{\max} введен для выполнения естественного граничного условия $N(0) = 0$ и на вид функции вблизи максимума практически не влияет. Непосредственным сравнением легко убедиться, что (1) и (2) разнятся не более чем на 10% в широком диапазоне значений энергии W_0 и глубины χ . На рис. 1 для иллюстрации этого факта показаны обе каскадные кривые с энергией первоначальной частицы $W_0 = 10^{22} \text{ eV}$ в среде с плотностью $(1.7-1.8) \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, с критической энергией 40 MeV и величиной радиационной единицы $z_0 \approx 0.14 \text{ m}$. По вертикали на графике представлена зависимость числа частиц в ливне от глубины χ .

Очевидно, характер пространственного распределения излучения для длин волн, значительно превышающих размеры источника, практически не зависит от его геометрической формы. В этой связи плотность тока, вызванного каскадным ливнем, можно выразить посредством δ -функции Дирака, считая при этом, что источник движется вдоль оси Z

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = e v \sigma N(z) \delta(z - vt) \delta(x) \delta(y), \quad (3)$$

где \mathbf{v} — скорость распространения каскада и $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ — заряд электрона.

Фурье-компонента плотности тока в соответствии с выражением (3) равна:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) &= \mathbf{f}(\alpha) \int_{-\infty}^{\infty} z e^{-\frac{(vt - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2}} e^{i\omega t} \delta(z - vt) \delta(x) \delta(y) dt \\ &= \mathbf{f}(\alpha) e^{i\omega \frac{z}{v} - \frac{(z - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2}} z \delta(x) \delta(y), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$ — единичный вектор в направлении движения ливня,

$$f(\alpha) = \frac{0.31 \mu_0 e \sigma}{4\pi z_0 \alpha \sqrt{\alpha}} e^{\alpha \mathbf{n}}$$

и $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ — магнитная постоянная. Волновое уравнение для векторного потенциала с калибровкой Лоренца имеет следующий вид:

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \quad (5)$$

Фурье-преобразование обеих его частей дает:

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega). \quad (6)$$

Известно, что решение уравнения Гельмгольца (6) можно выразить с помощью функции Грина

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mathbf{n}}{4\pi} \int_{V'} \frac{g(\mathbf{r}', \omega)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} e^{ik_1 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV', \quad (7)$$

где $\mathbf{n}g(z', \omega) = \mu_0 \mathbf{j}(z', \omega)$, $k_1 = n_1 \omega/c$ или

$$g(\mathbf{r}', \omega) = f(\alpha) e^{i\omega \frac{z'}{v} - \frac{(z' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2}} z' \delta(x') \delta(y').$$

В (7) координаты наблюдателя $\mathbf{r} : \{i\mathbf{x} + j\mathbf{y} + k\mathbf{z}\}$ зафиксированы, а интегрирование проводится по элементам пространства dV' . После интегрирования (7) по переменным x' и y' получим векторный потенциал, который обозначим \mathbf{A}_1 :

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1(\mathbf{r}, \omega) &= \frac{\mathbf{n}}{4\pi} \int_{V'} \frac{g(\mathbf{r}', \omega)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} e^{ik_1 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' \\ &= \frac{\mathbf{n}}{4\pi} \int_{V'} \frac{g(\mathbf{r}', \omega)}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}} e^{ik_1 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dz' \\ &= -\mathbf{f}(\alpha) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega \frac{z'}{v} - \frac{(z' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2}}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}} z' e^{ik_1 \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}} dz'. \end{aligned} \quad (8)$$

Перед тем как исследовать поле преломленной волны, рассмотрим диаграмму излучения в неограниченной среде. Для этого в формуле (8) знаменатель приближенно запишем в виде

$$r \approx \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}.$$

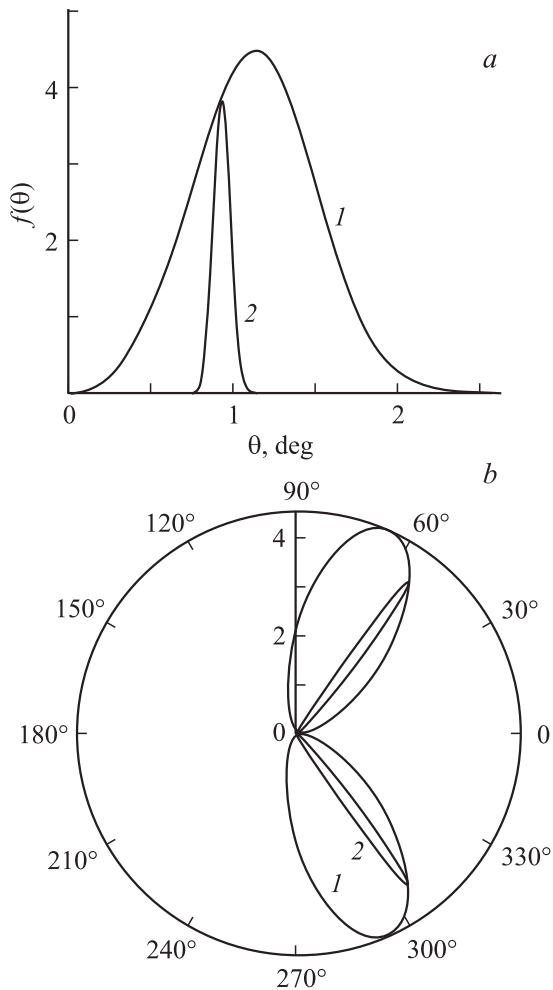


Рис. 2. Диаграмма распределения интенсивности излучения в прямоугольных (*a*) и полярных (*b*) координатах для частоты 50 (кривая 1) и 500 МГц (2).

Показатель экспоненты должен учитывать собственное запаздывание. Для больших расстояний запишем это выражение с точностью до слагаемых порядка $1/r$:

$$\begin{aligned} \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2} &\approx \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2zz'} \\ &\approx r - \frac{z}{r} z' = r - z' \cos \theta, \end{aligned}$$

где θ — угол между направлением наблюдения и осью ливня. Тогда векторный потенциал запишется в виде

$$\mathbf{A}_1(r, \omega) \approx -\mathbf{f}(\alpha) \frac{e^{ikr}}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(z'-az_0)^2}{3az_0^2}} e^{ikz'(1-\beta n \cos \theta)} dz',$$

где $\beta = v/c = 0.9998$ — характерная величина относительной скорости каскадного диска. Пренебрегая в выражении $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ слагаемым порядка $1/r^2$ по сравнению

с $1/r$, получим для диаграммы $f(\theta) \sim |\mathbf{B}|^2$:

$$f(\theta) \sim |\mathbf{B}|^2 \sim \left| k \times \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(z'-az_0)^2}{3az_0^2}} e^{ikz'(1-\beta n \cos \theta)} dz' \right|^2.$$

На рис. 2 кривые 1 и 2 соответствуют частоте 50 и 500 МГц. По горизонтальной оси на рис. 2, *a* отложены значения углов θ в пределах $0-2\pi$. По вертикали отложены относительные значения интенсивности, причем для кривой 2 (500 МГц) интенсивность излучения на графике уменьшена в 100 раз.

Теперь возвратимся к среде с плоской границей раздела. Подынтегральное выражение в (8) представляет собой сферическую волну $\Psi_1 = e^{ikR}/R$, источник которой находится в точке z' . Остальные множители связаны с мощностью источника. Точный расчет поля преломленной волны должен учитывать близость источника к поверхности раздела. Это можно сделать с помощью представления сферической волны точечного источника z' набором плоских волн. Такой расчет поля излучения от точечного источника был сделан в работе [6] и более подробно описан в [7]. Автором этих работ было показано, что метод разложения поля излучения сферического источника по плоским волнам дает поправки для преломленной волны, существенные только на расстояниях, сравнимых с длиной волны. В данном случае наблюдатель находится на поверхности Земли и несмотря на близость источника к поверхности раздела поправки для поля излучения практически равны нулю. Поэтому далее, в соответствии с [7], использовано приближение геометрической оптики.

Приближение геометрической оптики

Будем считать, что начало отсчета находится на границе раздела двух сред (см. рис. 3). В этом приближении игнорируется сферическая симметрия волнового

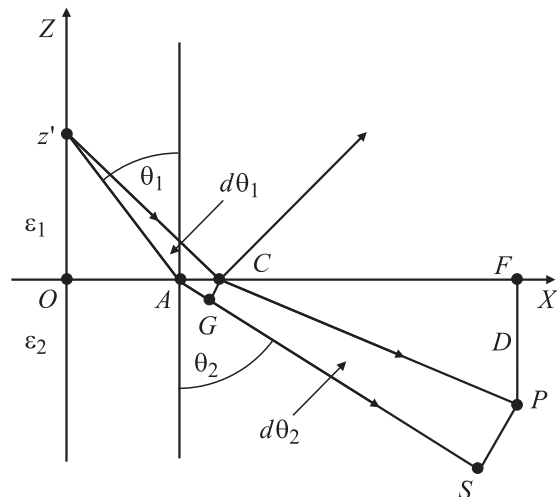


Рис. 3. Направления распространения лучей от точечного источника z' в первой и второй средах.

фронта несмотря на относительную близость источника к поверхности раздела. Для написания амплитудных соотношений падающей и преломленной волны точечного источника z' воспользуемся равенством потоков энергии через кольца, образованные вращением отрезков GC и SP относительно оси OZ , и законом преломления

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (9)$$

где $n_1 \approx 1.7$ — коэффициент преломления лунного реголита, а $n_2 = 1$ (вакуум).

Перейдем от потенциалов к характеристикам самого поля. Для этого заметим, что вектор \mathbf{A}_1 в формуле (8) имеет единственную составляющую вдоль оси Z , так как направление $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$ перпендикулярно поверхности раздела. Если, кроме того, учесть, что наблюдатель находится в плоскости падения ZOX , то и индукция магнитного поля имеет одну составляющую B_{y1} . В равенстве $\mathbf{B}_1 = \text{rot } \mathbf{A}_1$ подынтегральный вектор

$$\mathbf{B}_{1P} = \text{rot}(\Psi_1 \mathbf{n}) = [\nabla \Psi_1 \times \mathbf{n}]$$

перпендикулярен плоскости ZOX и фактически является магнитной индукцией, наводимой точечным источником $\Psi_1 = e^{ik_1 R}/R$.

Ее составляющая в первой среде в некоторой точке A вблизи границы двух сред равна (см. рис. 3)

$$B_{1Py} \mathbf{e}_y = \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{n}}{R^2} \left(ik_1 - \frac{1}{R} \right) e^{ik_1 R}, \quad (10)$$

где

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = |\mathbf{R}| = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}$$

— расстояние от точечного источника z' до точки A , \mathbf{e}_y — единичный вектор вдоль оси Y . Так как $OA = x = z' \text{tg } \theta_1$, а $R = z'/\cos \theta_1$, то в точке A в первой среде величина поля $B_y(A)$ равна

$$B_{1Py}(A) = \frac{\cos \theta_1 \sin \theta_1}{z'} \left(ik_1 - \frac{\cos \theta_1}{z'} \right) e^{ik_1 z'/\cos \theta_1}. \quad (11)$$

На границе раздела волна с векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{E} , лежащими в плоскости падения (т.е. в плоскости ZOX), испытывает преломление. При этом имеет место соотношение $H_2 = t_{\parallel} H_1$, где (см., например, [8,9])

$$t_{\parallel} = \frac{2n_2 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}. \quad (12)$$

Будем считать, что магнитная проницаемость реголита $\mu = 1$. Тогда, учитывая условия на границе $H_{1\tau} = H_{2\tau}$, запишем амплитуду индукции магнитного поля от точечного источника (с точностью до коэффициентов, не зависящих от угла θ) в точке A для второй среды

$$B_{2Py}(A) = t_{\parallel} \frac{\cos \theta_1 \sin \theta_1}{z'} \left(ik_1 - \frac{\cos \theta_1}{z'} \right) e^{ik_1 z'/\cos \theta_1}. \quad (13)$$

Определим далее амплитуду магнитного поля в точке S из условия сохранения потока энергии внутри

лучевой трубки, пересечение которой с плоскостью падения ZOX образует угол $d\theta_2$. Другими словами, отношение амплитуд волны в точках A и S равно корню квадратному из обратного отношения площадей колец, образованных вращением CG и SP вокруг оси OZ :

$$\frac{B_{2Py}(S)}{B_{2Py}(A)} = \left[\frac{(OA)(CG)}{(SP)(OF)} \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Запишем, кроме того, соотношения, следующие из рис. 3 и равенства (9)

$$OA = z' \text{tg } \theta_1, \quad AC = \frac{z' d\theta_1}{\cos^2 \theta_1}, \quad (15)$$

$$CG = AC \cos \theta_2 = \frac{z' \cos \theta_2 d\theta_1}{\cos^2 \theta_1},$$

$$\begin{aligned} SP &= CG + AS d\theta_2 = \frac{z' \cos \theta_2 d\theta_1}{\cos^2 \theta_1} + \frac{D d\theta_2}{\cos \theta_2} \\ &= \left(\frac{z' \cos \theta_2}{\cos^2 \theta_1} + \frac{n_1 D \cos \theta_1}{n_2 \cos^2 \theta_2} \right) d\theta_1. \end{aligned} \quad (16)$$

Подставим в (14) коэффициент прохождения t_{\parallel} , а также необходимые величины из равенств (15) и (16). Кроме того, учтем набег фазы $\Delta\Phi$ на отрезке пути AS :

$$\begin{aligned} B_{2Py}(S) &= \\ &= \frac{2n_2 \sin^{3/2} \theta_1 \left(ik_1 - \frac{\cos \theta_1}{z'} \right) \exp i \left[\frac{k_1 z'}{\cos \theta_1} + \Delta\Phi \right]}{\left[x \left(z' \cos^{-3} \theta_1 + \frac{n_1}{n_2} D \cos^{-3} \theta_2 \right) \right]^{1/2} (n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Выразим в дальней зоне величину $\Delta\Phi$

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{2\pi AS}{\lambda_2} = \frac{k_2 D}{\cos \theta_2} \approx k_2 \left(r - \frac{z' \sin \theta_2}{\text{ctg } \theta_1} \right) \\ &= k_2 r - k_2 z' \frac{n_2 \sin^2 \theta_2}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}, \end{aligned} \quad (18)$$

где $r = |\mathbf{r}|$ — расстояние от наблюдателя до начала координат и $k_2 = \omega n_2/c$.

Для определения диаграммы пространственного распределения излучения каскадного ливня необходимо, согласно выражению (8), сложить поля (17), соответствующие точечным источникам, распределенным по точкам z' , с учетом фазы волны. Расстояние от наблюдателя до каскадного диска (т.е. Луна—Земля) намного больше, чем z' , поэтому в выражении (17) следует пренебречь слагаемым $z' \cos^{-3} \theta_1$, так как в дальней зоне (т.е. фактически на Земле) расстояние $D = z$ будет намного больше. Кроме того, в (17) выразим θ_1 через угол $\theta_2 = \theta$ и сделаем замену в числителе $x \approx r \sin \theta_2 = r \sin \theta$, $n_2 = 1$; $n_1 = n$, $z \approx r \cos \theta$, $k_2 = k$, после чего получим выражение для абсолютной величины индукции магнитного поля во второй среде (т.е. в

вакууме):

$$B(\mathbf{r}, \omega, \theta) = f(\alpha) \frac{e^{ikr}}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iz' \frac{\omega}{c} (1 + \beta \sqrt{n^2 + \sin^2 \theta}) - \frac{(z' - az_0)^2}{3az_0^2}} \frac{z'}{n} \times \frac{(ikn - \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{nz'}) \sin 2\theta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + n^2 \cos \theta} dz', \quad (19)$$

где $\beta = v/c$ — относительная скорость движения каскада и $k = \omega/c$.

Очевидно, на очень больших расстояниях от каскада при интегрировании по различным значениям z' (т.е. в пределах продольных размеров каскада $\sim 6-7$ метров) угол θ изменяться не будет. Диаграмма излучения $f(\theta) \sim |B(\theta)|^2$ в прямоугольных координатах, соответствующая выражению (19), для $k = 1$ (что соответствует приблизительно 50 МГц) показана на рис. 4, *a*.

Ее характер в точности соответствует нашим представлениям о диаграмме направленности в однородной среде. Как важную деталь следует отметить, что для кривой при $n = 1$ величина интенсивности, отложенная на этом графике по вертикали, должна быть увеличена на три порядка. Значение $n = 1$ может в первом рассмотрении оказаться бессмысленным, ибо в отсутствие вещества каскадный ливень не может образоваться. Однако, как следует из приведенных расчетов, в параметры ливня показатель преломления в явном виде не входит.

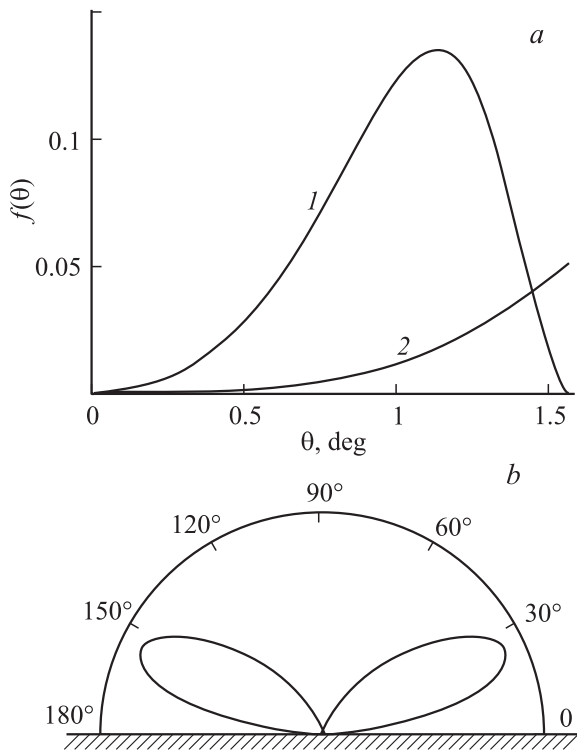


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения в плоскости падения для второй среды в прямоугольных (*a*) и полярных (*b*, $n = 1.7$) координатах для различных коэффициентов преломления (*a*: 1 — $n = 1.7$, 2 — 1).

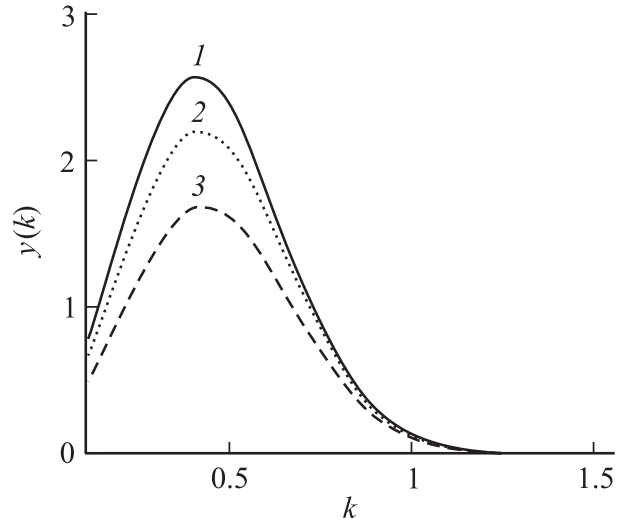


Рис. 5. Зависимость интенсивности преломленной волны от частоты.

На рис. 4, *b* представлена та же диаграмма в полярных координатах для $n = 1.7$. Максимум приходится на угол $\theta \approx 65^\circ$. На обоих графиках угол θ изменяется в пределах $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Для остальных углов расчеты могут оказаться несправедливыми. Чрезвычайно важным следствием выражения (19) является очень сильная зависимость интенсивности от частоты. При увеличении $k = \omega/c$ форма диаграммы изменяется незначительно, а интенсивность резко падает. Например, для $k = 2$ (т.е. приблизительно 100 МГц) она уменьшается почти на 7 порядков. Анализ (19) показывает, что интенсивность волны от точечного источника, соответствующая конкретному значению z' (например, максимуму ливня при $z' \sim 4.6$ м), не претерпевает какого-либо изменения интенсивности во второй среде. Это означает, что причиной падения интенсивности поля излучения во второй среде является интерференция волн от бесконечной совокупности источников z' .

Если в (19) зафиксировать угол, например, на максимуме диаграммы (положение которого слабо зависит от частоты), то представление о частотной зависимости интенсивности дает график, представленный на рис. 5. Максимум интенсивности преломленной волны достигается при частоте $\nu \approx 20$ МГц. Кривые 1, 2, 3 соответствуют углам $\theta_1 = 1$, $\theta_2 = 1.1$, $\theta_3 = 1.3$. Фактически такое резкое падение интенсивности во второй среде означает, что, по меньшей мере, для ливней, близких к вертикальному направлению, радиоастрономическому методу измерения потоков частиц сверхвысокой энергии доступна только область частот, соответствующая декаметровому диапазону длин волн. Естественно, возникает вопрос, не связано ли это явление с отрицательным результатом при радиоастрономических измерениях потоков частиц (об этом более подробно написано в [2]).

Краткие выводы

Полученные результаты показывают, что:

— наличие границы раздела чрезвычайно сильно скажется как на диаграмме пространственного распределения радиоизлучения, так и на его интенсивности. Такой вывод справедлив, по крайней мере, для вертикального падения частиц на поверхность Луны;

— положение максимума диаграммы направленности слабо зависит от частоты и соответствует углам, лежащим в интервале 65° – 75° . Ширина на полувысоте составляет приблизительно 30° – 35° ;

— наиболее впечатляющим результатом является сильная зависимость интенсивности излучения, вышедшего на поверхность Луны, от частоты. Например, для 50 и 100 МГц она отличается на 7 порядков. Этот факт усиливает выводы, сделанные в работе [2] относительно необходимости использования низкочастотного диапазона для детектирования радиоимпульса от каскадного ливня на поверхности Луны;

— все сказанное выше чрезвычайно важно для правильных оценок эффективности радиоастрономического метода и соответственно установления верхних пределов на потоки космических частиц сверхвысокой энергии.

Список литературы

- [1] Филоненко А.Д. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 5. С. 339–343.
- [2] Филоненко А.Д. // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 120–126.
- [3] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 23. С. 59–62.
- [4] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 12. С. 57–61.
- [5] Sholten O., Bacelar J. et al. // (arXiv: astro-ph/0508580).
- [6] Бреховских Л.М. // УФН. 1949. Т. 38. Вып. 5. С. 1–42.
- [7] Бреховских Л.М. // Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
- [8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [9] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 7. М.: Мир, 1977. 287 с.