

УДК 537.591

П. И. Голубничий, Д. В. Решетняк, А. Д. Филоненко, А. Н. Хорошун

Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля, Луганськ

О ПРИРОДЕ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ РАДИОПОТОКА ОТ ЛУНЫ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Показано, що падіння масивних ($< 10^4$ кг) метеорних тіл на поверхню Місяця не може бути безпосередньою причиною короткоперіодичних варіацій радіопотоку. Оцінка інтенсивності радіоemisії, що супроводжує руйнування крихких матеріалів, на вісім порядків нижча за значення, зареєстровані радіотелескопами на частотах 2 ГГц.

ВВЕДЕНИЕ

Короткопериодические вариации радиопотока от Луны [15, 18, 19] связываются с явлением радиоэмиссии, сопровождающей трещинообразование хрупких пород [16]. Элементарные оценки показывают, что для трещины с характерным размером 0.1–0.01 мм характерен спектральный максимум в диапазоне метровых волн. Это значит, что поверхность Луны может быть источником электромагнитных импульсов, которые будут затруднять идентификацию полезных сигналов в различных экспериментальных приложениях. Прежде всего здесь имеется в виду возможность использования поверхности Луны как мишени в радиоастрономическом методе измерения потоков частиц сверхвысокой энергии, а также возможность детектирования космических частиц с помощью лунного орбитального модуля [3–5]. В настоящей работе поставлена задача оценить спектральную интенсивность излучения, вызванного ударом метеорного тела о поверхность Луны, и сравнить ее с данными эксперимента. Это поможет выяснить, действительно ли наблюдаемые колебания радиопотока от Луны являются следствием падения метеорных тел (МТ) или за эти эффекты ответственны неизвестные нам явления. Кроме этого, можно будет оценить интенсивности возможных ра-

диопомех, наводимых на измерительные приборы при радиомониторинге лунной поверхности.

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАСТУЩЕЙ ТРЕЩИНЫ

Для оценки радиоэмиссии, вызванной ударом МТ, будем считать, что на определенной стадии ударного кратерообразования происходит хрупкое разрушение самого МТ и лунных горных пород. В породе должны образовываться трещины, которые стартуют и останавливаются на границах ее зерен, расщепляя их на две части. Такая модельная трещина показана на рис. 1. Обычно полагают, что ширина трещины совпадает с размером L зерна горной породы, а ее длина и величина раскрытия определяются как $a = \int_0^t u_{cx}(t') dt'$, $h \approx 2a(t) \operatorname{tg} \varphi$ (u_{cx} , φ — скорость роста и угол раскрытия трещины). Скорость роста трещины изменяется при ее раскрытии и часто представляется в виде $u_{cx} = u_{co} \sin(\pi t / \tau_c)$, если $0 \leq t \leq \tau_c$; и $u_{cx} = 0$, если $0 > t > \tau_c$, где u_{co} — максимальная скорость роста трещины; $\tau_c = \pi L / 2u_{co}$ — характерное время элементарного скачка трещины. При хрупком разрушении горных пород наиболее эффективная генерация электромагнитных импульсов имеет место при раздвижении разноименно заряженных берегов трещин [7] (т. е. при изменении дипольных моментов). Электризация берегов может быть обусловлена, например, разрывами межатомных и межионных связей, сопровождающих рост трещин, которые и приводят к образованию на стенках флуктуационных зарядов [7].

Спектральная плотность излучения $I(\mathbf{r}, \omega)$ равна $I(\mathbf{r}, \omega) = dW / d\omega d\Omega = |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2 r^2 \varepsilon_0 c / \pi$. Скорость раздвижения берегов (и зарядов на них) равна $u_{cy} \ll c$. Приближённое значение электрического дипольного момента: $|d(t)| \approx (\sigma_0 L^3 / 2) \times [1 - \cos(\pi t / \tau_c)]^2 \text{tg} \varphi$, где σ_0 — средняя поверхностная плотность зарядов на берегах трещины, ds' — элемент поверхности и \mathbf{r}' — радиус-вектор этого элемента. Спектральная напряженность поля для волновой зоны $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = (\mu_0 e^{ikr} / 4\pi r) \times [(\ddot{\mathbf{d}}_\omega \times \mathbf{n}) \times \mathbf{n}]$, где $\ddot{\mathbf{d}}_\omega$ — фурье-компонент второй производной по времени от дипольного момента. С учетом (1) спектральная плотность излучения для одной трещины равна $I_1(\omega) = (\mu_0 / 16\pi^3 c) \times |\ddot{\mathbf{d}}_\omega|^2 \sin^2 \theta$, где θ — угол между вектором дипольного момента и направлением на точку наблюдения. После подстановки $|\ddot{\mathbf{d}}_\omega|$ в спектральную плотность $I_1(\omega)$ получим

$$I_1(\nu) = \frac{\mu_0}{\pi^5 c} \sigma_0^2 L^2 u_{co}^4 \nu^2 \sin^2 \theta \text{tg}^2 \varphi \times \left\{ \frac{\cos^2(\pi^2 Lv / (2u_{co}))}{\left[\nu^2 - (u_{co} / (\pi L))^2 \right]^2} + \frac{\sin^2(\pi^2 Lv / (2u_{co}))}{\left[\nu^2 - (2u_{co} / (\pi L))^2 \right]^2} \right\}.$$

Для оценки поля излучения будем использовать характерные значения параметров $\sigma_0 = 1$ мКл/м², $\varphi = 5^\circ$ [14]. Предельная скорость роста трещин обычно отождествляется со скоростью распространения рэлеевских волн, поэтому для неё далее использовано значение $u_{co} \approx 3$ км/с [12, 13]. Известно, что минералы материковых лунных пород (анортозиты) состоят в основном из зерен плагиоклаза, размеры которых лежат в весьма широком диапазоне: $L = 0.1 \dots 18$ мм, однако преобладают кристаллы размером 4...5 мм [2].

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ЗОНЫ РАЗРУШЕНИЯ

Относительные скорости столкновения МТ с поверхностью Луны лежат в пределах $U_m = 10 \dots 70$ км/с. При высокоскоростном ударе размер зоны разрушения вдоль свободной поверхности приблизительно совпадает с границей ударного кратера радиуса r_k , а вглубь разрушение распространяется на расстояние $h_d = 2r_k (1 + 0.2 \sqrt{\rho_m / \rho_r}) \sim 2r_k$ [12]; здесь ρ_m, ρ_r — плотности МТ и горной породы. Радиус r_k приближённо равен [6]

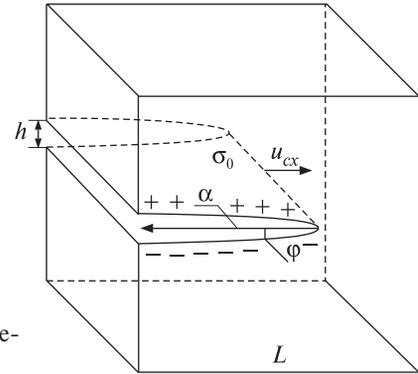


Рис. 1. Модель трещины (см. текст)

$$r_k = (6.65 \cdot 10^{-3} W_m^{0.294} + 0.755 D_m \sqrt{\rho_m / \rho_r}) (g_M / g_E)^{-0.165},$$

где W_m, D_m — кинетическая энергия и диаметр МТ; g_M, g_E — ускорение свободного падения на Луне и Земле соответственно. Так как $\tau_c \ll \tau_d$, и трещины ориентированы произвольно, то радиоизлучение из области трещинообразования для высоких частот (~ 2 ГГц) будет практически изотропным и некогерентным. Пусть предельно возможная концентрация трещин n_c такова, что $n_c \sim 1/L^3$, где L — характерный размер зерен горной породы. На частотах порядка 2—3 ГГц характерная длина поглощения χ лунных пород составляет $\chi = 4 \dots 6$ м [1]. Тогда спектральную плотность излучения от всей совокупности трещин на один стерадиан и на единицу частоты можно записать как $I(\nu) = I_1(\nu) \chi V_d / (L^3 2r_k)$, где $V_d \approx 2\pi r_k^3$ — объем области разрушения и $\chi / 2r_k$ — доля объёма, из которого выйдет излучение для диапазона 2—3 ГГц. Мощность на нагрузке антенны радиотелескопа $P_A(\nu)$ для единичной полосы частот равна $P_A(\nu) = I_1(\nu) \chi V_d A_{эф} / (2L^3 R_{ME}^2 \tau_k r_k)$, где $\tau_k = r_k / v_s$ — время распространения волны разрушения, $A_{эф} \approx 10^3$ м² — эффективная площадь антенны, $R_{ME} = 0.4 \cdot 10^9$ м — расстояние до Земли и $v_s \approx 10$ км/с — скорость ударной волны. Оценку вариации температуры T_b найдём из равенства $T_b(\nu) = P_A(\nu) / k$, где $k = 1.4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана. Окончательно имеем

$$T_b(\nu) = \left(\frac{\mu_0 \sigma_0^2 u_{co}^4 \nu^2}{\pi^4 c L R_{ME}^2 k} \chi v_s A_{эф} r_k \right) \times \frac{\sin^2 \theta \cos^2(\pi^2 Lv / (2u_{co}))}{\text{tg}^2 \varphi \left[\nu^2 - (u_{co} / (\pi L))^2 \right]^2} + \frac{\sin^2(\pi^2 Lv / (2u_{co}))}{\left[\nu^2 - (2u_{co} / (\pi L))^2 \right]^2}.$$

СРАВНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

Оценим интенсивность радиоизлучения, вызванного ударом каменного ($\rho_m = 3500 \text{ кг/м}^3$) МТ массой $M_m = 10^4 \text{ кг}$ с анортозитом ($\rho_r = 2940 \text{ кг/м}^3$) с относительной скоростью $U_m = 70 \text{ км/с}$. Радиус кратера $r_k \approx 80 \text{ м}$. Характерная средняя скорость волны разрушения $v_s \approx 10 \text{ км/с}$. Наиболее неопределённой величиной является средний размер зёрен горной породы. Исходя из этого, на рис. 2 представлены зависимости яркостной температуры для четырёх значений характерных размеров L (0.001—1 мм). Максимальное значение температуры для частоты 2 ГГц равно $T_m \approx 10^{-7} \text{ К}$ (см. рис. 2) соответствует размеру зерна $L = 1 \text{ мкм}$. Это почти на восемь порядков ниже, чем измеренное в работах [15].

Если предположить, что разрушение хрупких пород связано с естественной сейсмической активностью Луны, или допустить, что столкновение с большим МТ вызвало эту активность, то источником радиоэмиссии будет участок, площадь которого намного больше, чем размеры кратера r_k , образовавшегося после столкновения с МТ. Например, если эпицентр «лунотрясения» находится на глубине $h \sim 100 \text{ км}$, то можно ожидать, что размеры области излучения будут иметь такой же порядок. В этом случае интен-

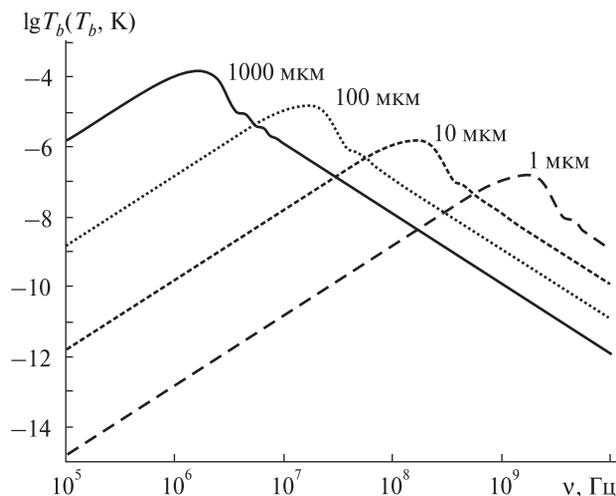


Рис. 2. Амплитудные значения вариаций яркостной температуры T_b для разных значений характерных размеров зёрен (числа у кривых)

сивность излучения увеличится приблизительно в $h^2/r_k^2 = 10^6$ раз, и температура вариаций будет составлять 0.01 от экспериментального значения. Однако такие предположения нуждаются в дополнительных наблюдениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Максимальное значение вариаций яркостной температуры $T_m \approx 10^{-7} \text{ К}$ для частоты 2—3 ГГц соответствует крайне экстремальным условиям (предельно высокая концентрация трещин, огромная масса МТ, максимальная скорость соударения). Поэтому столкновение МТ с поверхностью Луны вряд ли может быть непосредственной причиной короткопериодических вариаций радиопотока. В работах [10, 11, 17] показано, что максимум интенсивности радиоизлучения каскадного ливня в лунном реголите приходится на область радиочастот $\sim 600 \text{ МГц}$. Однако имеется ряд оснований считать, что более эффективными для работы детектора будут частоты, почти на порядок меньшие. Это связано с особенностями пространственного распределения радиоизлучения вблизи границы вакуум — лунный реголит [10, 11, 17]. На основании измерений, выполненных в диапазоне 2—3 ГГц, нельзя сделать определённых оценок интенсивности в мегагерцовой области частот, поскольку природа короткопериодических вариаций остаётся неизвестной. Этот факт стимулирует радиоастрономические измерения вариаций радиопотока от Луны на более низких частотах вплоть до декаметровых длин волн. Более того, для понимания природы явления необходим корреляционный эксперимент с одновременным измерением на декаметровых и сантиметровых длинах волн.

1. Березняк А. Р., Дагкесаманский Р. Д., Железных И. М. и др. Ограничения на поток нейтрино сверхвысоких энергий по радиоастрономическим наблюдениям // Астрон. журн. — 2005. — 82, № 2. — С. 149—156.
2. Богатиков О. А. Анортозиты. — М.: Наука, 1979. — 232 с.
3. Голубничий П. И., Филоненко А. Д. Детектирование космических лучей супервысокой энергии с помощью искусственного спутника Луны // Космічна наука і технологія. — 1999. — 5. — С. 87—92.
4. Гусев Г. А., Ломоносов Б. Н., Пичхадзе К. М. и др. Концепция лунного орбитального радиоволнового детек-

- тора для регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий // Докл. РАН. — 2006. — **406**. — С. 327—333.
5. Дагкесаманский Р. Д., Железных И. М. Радиоастрономический метод регистрации нейтрино и других элементарных частиц сверхвысоких энергий // Письма в журн. эксперим. и теор. физики. — 1989. — **50**, № 5. — С. 233—235.
 6. Мелюш Г. Образование ударных кратеров. — М.: Мир, Геологический процесс, 1994. — 336 с.
 7. Перельман М. Е., Хатиаишвили Н. Г. О радиоизлучении при хрупком разрушении диэлектриков // Докл. АН СССР. — 1981. — **256**. — С. 824—826.
 8. Филоненко А. Д. Детектирование космических лучей по электромагнитной радиоэмиссии ливня и возможности этого метода в диапазоне сверхвысоких энергий // Успехи физ. наук. — 2002. — **172**, № 4. — С. 439—471.
 9. Филоненко А. Д. Энергетический спектр черенковского излучения и радиоастрономический метод измерения потока космических частиц сверхвысокой энергии // Письма в журн. эксперим. и теор. физики. — 2007. — **86**, вып. 5. — С. 339—343.
 10. Филоненко А. Д. Об интерпретации результатов экспериментальной проверки эффекта Аскарьяна // Письма в журн. эксперим. и теор. физики. — 2009. — **89**, вып. 8. — С. 445—448.
 11. Филоненко А. Д. Пространственное распределение радиоизлучения, вызванного каскадным ливнем в лунном реголите // ЖТФ. — 2009. — **79**, № 6. — С. 129—134.
 12. Финкель В. М. Физика разрушения. Рост трещин в твердых телах. — М.: Металлургия, 1970. — 376 с.
 13. Шишкин Н. И. Докл. междунар. конф. «VIII Заббахинские научные чтения». РФЯЦ – ВНИИТФ, Снежинск, 5–9 сентября 2005.
 14. Электромагнитные предвестники землетрясений: Сб. / Под ред. М. А. Садовского. — М.: Наука, 1982. — 89 с.
 15. Berezhnoy A. A., Bervalds E., et al. Radio observations of the Moon during activity periods of the Leonid and Lyrid meteor streams // Baltic Astronomy. — 2002. — **11**. — P. 507—527.
 16. Grimalsky V., Berezhnoy A., Kotsarenko A., et al. Natural Hazards and Earth System Sciences. 2004, **4**, p. 793-798
 17. Sholten O., Bacelar J., et al. Optimal Radio Window for the Detection of Ultra-High-Energy Cosmic Rays and Neutrinos off the Moon. arXiv:astro-ph/0508580
 18. Volvach A. E., Berezhnoy A. A., Foing B., et al. Radio observations of the Moon at 3,6 cm before and after SMART-1 impact // Lunar and Planetary Science. — 2007. — **38**. — P. 1015.
 19. Volvach A. E., Berezhnoy A. A., Khavroshkin O. B., et al. Simultaneous observations of the Moon at 6.2cm using 22-m radio telescopes at Pushchino and Simeis during Leonid meteor shower in November 2001 // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 2005. — **21**, N 1. — P. 60—65.

Надійшла до редакції 17.12.10

*P. I. Golubnichiy, D. V. Reshetnyak,
A. D. Filonenko, A. N. Khoroshun*

ON THE NATURE OF SHORT-PERIOD VARIATIONS OF THE LUNAR RADIO EMISSION IN THE CENTIMETRIC WAVE RANGE

It is shown that the fall of massive ($< 10^4$ kg) meteoroids on the lunar surface can not be the proximate cause of short-period variations of radio flux. Our estimate for the intensity of radio emission attending the fracture of brittle materials is less than the estimate measured with radio telescopes at frequencies of about 2 GHz by eight orders of magnitude.