

УДК 537.591

П. И. Голубничий, А. Д. Филоненко

Східноукраїнський національний університет ім. В. Даля, Луганськ

## ОБ ОПТИМАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ В РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

---

*Обчислено модельний енергетичний спектр радіоімпульсу, викликаного каскадною зливою у місячному реголіті. Враховано поперечні розміри зливи та неоднорідний розподіл надлишкових електронів по радіусу диска. В області високих частот спектр радикально відрізняється від отриманих раніше спектрів. Область максимальної інтенсивності припадає на інтервал 500–600 МГц. В діапазоні частот 1.6–2.3 ГГц інтенсивність випромінювання падає на кілька порядків, чим можна пояснити негативні результати попередніх спроб реєстрації  $z^0$ -спалахів.*

---

### ВВЕДЕНИЕ

В основе радиоастрономического метода регистрации космических частиц сверхвысокой энергии лежит эффект Аскарьяна, заключающийся в образовании избыточного отрицательного заряда в каскадном ливне, сопровождающем прохождение частицы ультравысокой энергии через вещество [1]. Избыток электронов в ливне, согласно этому эффекту, вызван аннигиляцией позитронов с электронами, входящими в состав атомов среды. Движение избыточного отрицательного заряда со скоростью, превышающей скорость света в среде, является причиной радиоэмиссии в широком диапазоне частот [2]. В последующие за этим открытием годы было проведено множество экспериментальных исследований радиоизлучения атмосферных ливней, краткий обзор которых приведен в работе [10]. В работе [7] приводятся оценки, доказывающие возможность наблюдения электромагнитного импульса, вызванного каскадом от частицы сверхвысокой энергии на поверхности Луны. Для этого необходима антенна с большой эффективной площадью, например радиотелескоп. При энергии частиц более  $10^{20}$  эВ должно наблюдаться около  $10^5$  событий в год. Очевидно,

этот метод может открыть новый этап в исследовании частиц столь высокой энергии.

Первая попытка измерения потока космических лучей радиоастрономическим методом приведена в работе [15]. Для регистрации радиоимпульсов была использована 64-м антенна радиотелескопа. Диапазон частот составлял 1175–1675 МГц. При ожидаемой скорости счёта событий 1 частицы за 30 мин в эксперименте не было зарегистрировано ни одного импульса, который был бы засчитан как истинный.

В более оснащённом эксперименте [13] были использованы две антенны диаметром 70 м на диапазон радиочастот 1.6–1.7 ГГц и диаметром 34 м для диапазона частот 2.2–2.3 ГГц, разнесённые на 22 км. Включение их в схему совпадений с помощью оптоволоконной линии должно было понизить скорость счёта техногенных помех на несколько порядков. Общее время наблюдения составило около 12 ч. Однако, как и в предыдущем случае, событий с признаками ожидаемых радиоимпульсов не обнаружено. В повторном эксперименте [14] на усовершенствованном оборудовании в течение 120 ч также не было обнаружено ни одного радиоимпульса с нужными характеристиками.

Последней попыткой зарегистрировать радиоимпульс от каскадного ливня в лунном реголите была работа, выполненная на радиотелес-

копе диаметром 64 метра в Калязино (Россия) [4]. Наблюдения велись на частотах 0.6, 1.4, 2.3 ГГц в течение 32 ч. Как и в предыдущих случаях, результат эксперимента отрицательный.

С целью определения оптимальных частот для детектирования радиоимпульса в настоящей работе исследован радиочастотный спектр от каскадного ливня в лунном грунте с характерной энергией порядка  $10^{22}$  эВ. Исследования показали сильную зависимость амплитуды измеряемого радиосигнала от выбранной частоты и ориентации диаграммы излучения относительно прямой наблюдения.

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР РАДИОИМПУЛЬСА

Пусть  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$  — фурье-компонент векторного потенциала поля излучения каскадного ливня, вызванного током  $\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)$  избыточных электронов, долю которых от общего числа частиц обозначим как  $\eta$ . Сюда входят избыток, являющийся следствием аннигиляции позитронов ливня с атомными электронами среды, а также  $\delta$ -электроны, т. е. электроны, выбитые из оболочек атомов частицами ливня. Такие электроны имеют энергию, достаточную для ионизации нейтральных атомов [5, 6]. Согласно [8] имеем

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

где  $\mathbf{r}'$  — радиус-вектор элемента пространства  $dV'$ ,  $\mathbf{k} = \omega\mathbf{r}/cr$  — волновой вектор,  $n = 1.7$  — показатель преломления среды и  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения. Элементарная площадка  $dS$  каскадного диска содержит заряд  $dq(t)$ , равный  $N(t)e\eta\sigma(\rho)dS$ , где  $N(t)$  — текущее число частиц в ливне и  $\sigma(\rho)$  — нормированная на единицу функция распределения частиц в диске в зависимости от расстояния  $\rho$  до его центра. Плотность тока элементарного заряда  $dq$  выразим с помощью  $\delta$ -функции  $d\mathbf{j}(\mathbf{r}', t) = dq\mathbf{v}\delta[\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(t)]$ , где  $\mathbf{r}_0(t)$  — траектория движения элемента  $dS$ . Фурье-компонент плотности тока соответственно равен

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

Если наблюдатель расположен под углом  $\theta$  к оси

ливня, то расстояние  $r$  от наблюдателя до элемента  $dS$  зависит от его положения на диске.

С достаточной степенью точности для описания поля излучения каскадную функцию представим в виде

$$N(\xi) = N_0 e^{-\left(\frac{\chi - \chi_{\max}}{\alpha}\right)^2}, \quad (3)$$

где  $N_0$  — число частиц в максимуме ливня,  $\chi$  — относительная глубина проникновения ливня в среду (отношение глубины в единицах  $\text{г}/\text{см}^2$  к величине лавинной единицы  $z_0$ );  $\chi_{\max}$  — глубина максимальной стадии и  $\alpha$  — величина, связанная с характерной длиной ливня. Скорость каскадного диска в веществе близка к скорости света  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с в вакууме. Типичный для частиц лоренц-фактор в лавине составляет  $\gamma \sim 50$ , а безразмерная скорость соответствует  $\beta = v/c \approx 0.9998$ . Абсолютное значение скорости частиц практически всегда больше, чем скорость электромагнитных волн в среде. Выражение (3) не только качественно, но и количественно отображает реальную зависимость числа частиц от времени. Далее будем рассматривать электромагнитный каскад с характерной энергией первоначальной частицы  $W_0 = 10^{22}$  эВ. Он распространяется в среде, имеющей плотность  $1.7 - 1.8$   $\text{г}/\text{м}^3$ , критическую энергию  $W_{cr} = 45$  МэВ, величину радиационной единицы  $z_0 \approx 0.14$  м и безразмерный параметр  $\alpha \approx 10$ . Такие величины характерны для каскада в лунном реголите. Сравнение (3), например, с приближением Нишимуры-Каматы показывает отклонение не более чем на несколько процентов для различных параметров функции. Это вполне достаточно для правдоподобного описания спектра радиоизлучения.

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

$$\sigma(\rho) \sim (x+1)^{-3.5} x^{-1}, \quad (4)$$

где  $x = \rho/\rho_1$ , а  $\rho_1 = \sqrt{\langle \rho^2 \rangle}$  — средний квадратичный радиус диска. Очевидно, что в центре ( $\rho = 0$ ) плотность зарядов стремится к бесконечности, и

эта функция не может быть использована. По своему смыслу она должна описывать плотность на расстояниях  $x > 1$  [11]. Учитывая случайный характер рассеяния частиц, можно предположить нормальный закон распределения, нормированный на единицу в максимуме ливня [3]:

$$\sigma(\rho) = \frac{e N(\chi)}{2\pi\rho_1^2} e^{-\frac{\rho^2}{2\rho_1^2}}. \quad (5)$$

При значении радиуса, равном  $\rho_1$ , окружность охватывает приблизительно половину частиц.

На верхней части рис. 1 условно показана проекция диска в виде прямой  $AB$  с центром в точке  $O$ ;  $OD$  — направление движения. Линия наблюдения  $EF$  (направление излучения) составляет угол  $\theta$  с направлением скорости диска. Каждый участок диска является элементарным излучателем. В нижней части рисунка показан вид на диск сверху. Будем считать, что наблюдатель находится бесконечно далеко (по сравнению с продольным размером ливня) от источника излучения. На нижней части рисунка прямая  $AB$  и все другие прямые, параллельные ей и лежащие на диске, являются проекциями направления наблюдения на плоскость этого диска. В этом случае все участки полосы  $GK$ , расположенной перпендикулярно к направлению  $EF$  (или  $AB$ ), в точке наблюдения имеют одну фазу. Это позволяет рассмотреть всю такую полосу как точечный источник излучения, расположенный в некоторой точке  $\xi$  на прямой  $AB$ . Заряд всей полосы  $q_b$  согласно заданному распределению (5) будет равен

$$q_b = \frac{e N(t)\xi d\xi}{2\rho_1^2\sqrt{\pi}} \left(\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}} = e N(t)F(\xi), \quad (6)$$

где  $N(t)$  — каскадная функция. 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 (6).

Запишем далее векторный потенциал (1), создаваемый бесконечно малым элементом  $d\xi$ , несущим зарядом  $q_b$  (6) со скоростью  $\mathbf{v}$ . Фурье-компонент тока, соответствующего этому элементу, выразим через  $\delta$ -функцию:

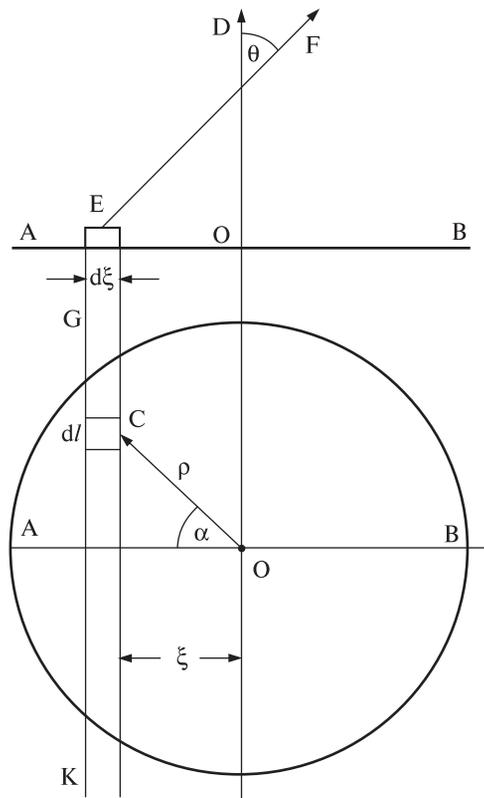


Рис. 1. Каскадный диск в двух проекциях

$$\begin{aligned} d\mathbf{j}(\omega) &= \mathbf{v}q_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) e^{i\omega t} dt = \\ &= \mathbf{v}q_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x' - \xi) \delta(z' - vt) \delta(y') e^{i\omega t} dt, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\mathbf{r} = \mathbf{m} \cdot \xi + ct \cdot \mathbf{n}$  — траектория движения элемента, т. е. вертикальная прямая, параллельная  $\mathbf{v}$  и проходящая через точку  $\xi$ , причём,  $z = vt$ . Начало координат находится в точке, где ливень достигает максимума. В этот момент  $t = 0$ . После подстановки (7) в (1) и интегрирования по объёму  $dV'$  получим для потенциала  $d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$  выражение

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e\mu_0 e^{iknr}}{4\pi r} \mathbf{v} e^{-i\xi kn \sin\theta} F(\xi) \int_{-\infty}^{\infty} N(t) e^{i\omega t p} dt, \quad (8)$$

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

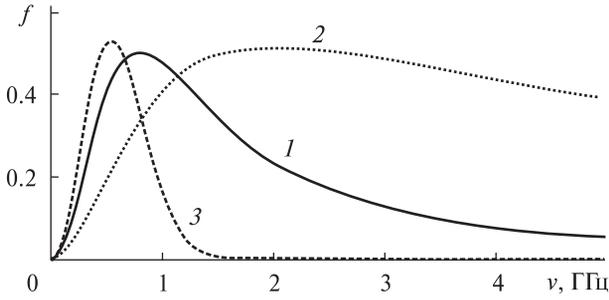


Рис. 2. Энергетические спектры  $f$  радиоимпульса в относительных единицах: линия 1 — данные [15, 16], 2 — данные [12–14], 3 — настоящая работа

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

В заряде  $q_b$  только каскадная функция зависит от времени, и (8) сведётся к выражению

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{N_0 e \eta \mu_0 e^{iknr}}{4\pi r} \mathbf{v}(\sqrt{\pi} \alpha z_0 / c) e^{-\left(\frac{\rho \omega \alpha z_0}{2c}\right)^2} \times e^{-i\xi kn \sin \theta} \frac{\xi d\xi}{2\rho_1^2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}\right)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}}. \quad (9)$$

Потенциал  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$  найдём суммированием (9) по элементам  $d\xi$ . Для этого сначала запишем выражение (9) для диаметрально противоположного элемента в точке  $-\xi$  и сложим с (9). Тогда имеем

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\sqrt{2} N_0 e \eta \mu_0 e^{iknr}}{4\pi r \rho_1} \mathbf{v}(\alpha z_0 / c) \times e^{-\left(\frac{\rho \omega \alpha z_0}{2c}\right)^2} \int_0^\infty \cos(\xi kn \sin \theta) e^{-\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}} d\xi,$$

или окончательно [9]

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{N_0 e \eta \mu_0 e^{iknr}}{4\pi r} \mathbf{v}(\alpha z_0 / c) e^{-\left(\frac{\rho \omega \alpha z_0}{2c}\right)^2} \sqrt{\pi} e^{-\frac{(kn \rho_1 \sin \theta)^2}{2}}. \quad (10)$$

Энергетический спектр излучения (количество энергии, проходящее через единицу площади в единичном интервале частот за всё время излучения) запишется в виде

$$I(\omega) = \frac{dW(\omega)}{d\omega dS} = \frac{\varepsilon_0 c}{\pi} \omega^2 \sin^2 \theta |\mathbf{A}(\omega)|^2 = \frac{\mu_0}{c} \left(\frac{e N_0 z_0 \alpha \eta}{4\pi r}\right)^2 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho \omega \alpha z_0}{c}\right)^2} \times \omega^2 e^{-(kn \rho_1 \sin \theta)^2} \sin^2 \theta, \frac{Дж}{Гц \cdot м^2}. \quad (11)$$

При наблюдении под черенковским углом  $\rho = 1 - \beta n \cos \theta = 0$ . Тогда

$$I(\omega) \propto \omega^2 e^{-(kn \rho_1 \sin \theta)^2}. \quad (12)$$

В приведенном выше примере  $\rho_1 = \frac{W_{cr}}{2I} z_0 = 0.065$  м [3, 11], где критическая энергия  $W_{cr}$  выражена в МэВ. Максимум спектра достигается при  $kn \rho_1 \sin \theta = 1$ . Это соответствует частоте  $\nu \approx 500$  МГц. Если проводить наблюдение на частотах порядка 1.6–2.3 ГГц [4, 13–15], то  $kn \rho_1 \sin \theta = 3 \dots 4$ , и спектральная мощность излучения  $W(\omega)$  уменьшается при этом на 3–6 порядков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует отметить, что вышеуказанный факт может быть объяснением отсутствия событий в эксперименте [14], закрывшем модель  $Z^0$ -вспышек. На рис. 2 в относительных единицах приведены энергетические спектры: рассчитанный в настоящей работе — линия 3, эмпирически полученный в работе [16] и использованный затем в экспериментальной работе [15] — линия 1, модернизированный в работе [11] и использованный далее в экспериментах [13, 14] — линия 2. Последний спектр получен в результате уточнения эмпирического спектра [16]. Характерно совпадение нашего спектра 3 и спектра 1 [16] в области низких частот. В области высоких частот ( $>0.5$  ГГц) эмпирические спектры 2 [12, 16] плавно спадают вплоть до десятка ГГц, чем радикально отличаются от теоретического спектра.

Вполне вероятно, что полученная в настоящей работе сильная зависимость (12) мощности радиоизлучения от частоты в виде крутого спада на верхней границе спектра, является характерной для каскадного ливня в любой среде при

наблюдении черенковского излучения. Для подтверждения такой точки зрения следует обратить внимание на следующие факты.

1. Выражение для энергетического спектра  $\mathcal{Z}$  на рис. 2

$$I(\nu) \propto \nu^2 e^{-(k\rho_1 \sin\theta)^2}$$

содержит в себе, как частный случай, эмпирическую формулу, полученную для низких частот ( $\nu < 0.5$  ГГц) в работе [16] и используемую далее в работе [15] для оценки спектральной напряжённости поля:

$$R|E(\omega, R, \theta_c)| = 1.1 \cdot 10^{-7} \frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \frac{\nu}{\nu_0} \frac{1}{1 + 0.4(\nu/\nu_0)^2}. \quad (13)$$

Для принятых в настоящей работе численных значений  $\rho_1 = 0.065$  м,  $n = 1.7$ ,  $\sin\theta = 0.8$  разложение (12) по малому параметру  $\nu/\nu_0$  (т. е. для низких частот) переходит в выражение (13):

$$E \propto \left( \frac{dW(\omega)}{d\omega d\Omega} \right)^{\frac{1}{2}} \propto \omega e^{-\frac{1}{2}(k\rho_1 \sin\theta)^2} \propto \frac{\nu}{\nu_0} \frac{1}{1 + 0.43(\nu/\nu_0)^2}.$$

2. Применим полученный критерий максимума спектра  $k\rho_1 \sin\theta = 1$  для широких атмосферных ливней. Известно, что спектральный максимум приходится на область частот 30–40 МГц [10]. Если подставить сюда хорошо известные для ШАЛ величины  $\rho_1 = 70$  м,  $n = 1.0002$  (коэффициент преломления воздуха на высоте 2–3 км над уровнем моря, в этом случае  $\sin\theta = 0.02$ ), то получим  $\nu \approx 35$  МГц, т. е. совпадение достаточно хорошее.

К этому можно добавить, что за всю историю исследования широких атмосферных ливней не зарегистрированы радиоимпульсы в диапазоне выше 100 МГц. Это также косвенно подтверждает наличие сильного ограничения на область высоких частот. Все приведенные факты дают основания полагать, что выражения (12) и (13) правильно описывают поведение спектра в области низких частот, а выражение (12), кроме этого, справедливо и для высоких частот.

Теперь ещё одно не менее важное замечание. При проведении эксперимента в реальных условиях главное направление диаграммы излучения имеет случайный характер и может оказаться, что оно не совпадает с направлением на антенну.

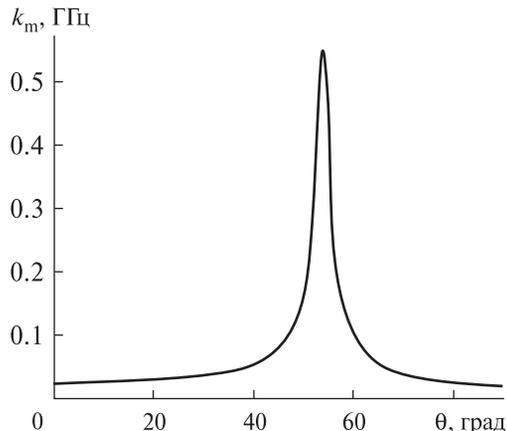


Рис. 3. График зависимости частоты (на которую приходится максимум спектра в месте нахождения наблюдателя) от направления диаграммы излучения относительно прямой наблюдения

Из (11) следует, что максимум спектра излучения приходится на частоту, следуемую из выражения

$$k_m = \left[ \frac{1}{2} (1 - n \cos\theta)^2 \alpha^2 z_0^2 + n^2 \rho_1^2 \sin^2 \theta \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

На рис. 3 представлен график зависимости (14). Очевидно, это очень крутая зависимость от угла излучения. Из выражения (11) следует, что при частотах порядка половины гигагерца ширина диаграммы излучения на полувысоте равна приблизительно  $7^\circ$ . Рис. 3 показывает, что изменение направления, например, всего лишь на  $2^\circ$  соответствует понижению частоты (на которую приходится максимум наблюдаемого спектра) в два раза. Поэтому в реальных условиях оптимальной частотой будет не 500 МГц (как показано выше), а существенно меньшая величина.

1. Аскарьян Г. А. Избыточный отрицательный заряд электрон-фотонного ливня и когерентное излучение от него // ЖЭТФ. — 1961. — 41, № 2(8). — С. 616–618.
2. Аскарьян Г. А. Когерентное радиоизлучение от космических ливней в воздухе и в плотных средах // ЖЭТФ. — 1965. — 48, № 3. — С. 988–990.
3. Бельский С. З. Лавинные процессы в космических лучах. — М.: Гостехиздат, 1948. — 243 с.
4. 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.

5. Голубничий П. И., Филоненко А. Д. Радиоизлучение в диапазоне средних и низких частот, вызванное широким атмосферным ливнем // Письма в ЖТФ. — 1994. — **20**, № 12. — С. 57—61.
6. Голубничий П. И., Филоненко А. Д. Радиодетектирование широких атмосферных ливней супервысоких энергий // Письма в ЖТФ. — 1994. — **20**, № 23. — С. 59—62.
7. Дагкесаманский Р. Д., Железных И. М. Радиоастрономический метод регистрации нейтрино и других элементарных частиц супервысоких энергий // Письма в ЖЭТФ. — 1989. — **50**, № 5. — С. 233—235.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1967. — 460 с.
9. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. — М.: Наука, 1984. — 797 с.
10. 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.
11. Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. — М.: Атомиздат, 1975. — 253 с.
12. Alvarez-Muniz J., Vazquez R. A., Zas E. Calculation Methods for Radio Pulses from High Energy Showers // arXiv:astro-ph/0003315.
13. Gorham P. W., Hebert C. L., Liewer K. M., et al. Experimental Limit on the Cosmic Diffuse Ultra-high Energy Neutrino Flux // arXiv:astro-ph/0310232.
14. Gorham P. W., Liewer K. M., Naudet C. J. Initial Results from a Search for Lunar Radio Emission from Interactions of  $10^{19}$  eV Neutrinos and Cosmic Rays 1 // arXiv:astro-ph/9906504.
15. Hankins T. H., Ekers R. D., O'Sullivan J. D. A search for lunar radio Cherenkov emission from high-energy neutrinos // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 1996. — **283**. — P. 1027—1030.
16. Zas E., Halzen F., Stanev T. Electromagnetic pulses from high-energy showers: Implications for neutrino detection // Phys. Rev. D. — 1992. — **45**, N 1. — P. 362—376.

Надійшла до редакції 01.10.09

*P. I. Golubnichiy, A. D. Filonenko*

ON THE OPTIMUM FREQUENCY RANGE  
IN THE RADIO-ASTRONOMICAL METHOD  
FOR THE MEASUREMENT OF STREAMS  
OF COSMIC PARTICLES OF ULTRAHIGH ENERGY

The energy spectrum of a radio pulse induced by a cascade shower in the lunar regolith is derived. The transverse dimensions of the shower and a nonuniform distribution of excess electrons on the disc radius are taken into account. The spectrum in the high-frequency region is radically different from earlier results which are used in experimental studies. The maximum intensity of the field lies in the range from 500 to 600 MHz. In the frequency band from 1.6 to 2.3 GHz the radiation intensity decreases by several orders of magnitude. By the authors' opinion, this is one of the reasons for the events absence in the experimental investigations which closed the  $Z^0$  burst models.