

09;12

Пространственно-частотные характеристики радиоэмиссии, вызванной взаимодействием широкого атмосферного ливня с поверхностью Земли

© А.Д. Филоненко

Восточноукраинский государственный университет,
348034 Луганск, Украина
E-mail: uni.@vugu.lugansk.ua

(Поступило в Редакцию 16 февраля 2000 г.)

В приближении идеальной проводимости почвы найдена пространственная характеристика направленности радиоэмиссии, вызванной взаимодействием избыточных электронов широкого атмосферного ливня с поверхностью Земли. Анализ полученных результатов определил диапазон частот ($\approx 0.2-1$ MHz), для которого радиоэмиссия ливня при таком механизме излучения максимальна. Кроме того, оказалось возможным объяснить обнаруженное ранее отсутствие прямой зависимости между энергией ливня и амплитудой радиосигнала. Реализация остронаправленных диаграмм излучения в диапазоне $0.2-3$ MHz для широкого интервала наклона оси является основной причиной этого явления.

Наиболее актуальные задачи физики космических лучей связаны с энергией частиц более 10^{19} eV [1]. Например, вопреки теоретическим предсказаниям об эффекте обрезания энергетического спектра микроволновым реликтовым излучением на границе энергий $\approx 5 \cdot 10^{19}$ eV уже зарегистрировано более десятка событий с энергиями выше 10^{20} eV. Не менее интересные результаты опубликованы группой Акено [2]. На основании анализа данных о 36 событиях с энергиями выше $4 \cdot 10^{19}$ eV, полученных за 6 лет наблюдений на детекторе Акено, группа исследователей пришла к выводу о возможности существования точечных источников космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий. Сегодняшний интерес к КЛ таких энергий вызван возможной реализацией суперпроектов типа "ШАЛ-1000" или "Пьер Оже". Однако даже такие гигантские детекторы оказались бы непригодными для соседнего диапазона энергий $10^{22}-10^{23}$ eV. По мнению автора, все же имеется надежда относительно недорогими (и давно же имеющимися) установками в обозримом будущем зарегистрировать такие суперчастицы, если они реально существуют. Речь идет о методе радиодетектирования космических лучей, начало которому было положено в публикациях [3,4]. Автором настоящей работы в предыдущих исследованиях было показано, что этот метод дает возможность увеличить эффективную площадь детектора приблизительно на 6 порядков (т.е. до 10^7 km²) [5-7]. В работах [8-10] рассмотрен механизм радиоэмиссии электрон-фотонной лавины, для этого метода и сделаны оценки напряженности электромагнитного поля в диапазоне длинных волн при распространении ливня в атмосфере Земли и в декаметровом диапазоне для поверхности Луны [3-4].

Однако это не единственный механизм, для реализации которого не требуется наличия магнитного поля. Зарубежными группами в последние годы немалые наде-

жды возлагаются на механизм радиоэмиссии, связанный с переходным излучением избыточными электронами широкого атмосферного ливня, пересекающего поверхность Земли (см., например, [11-18]). По мнению автора данной [19] работы, методика экспериментальных наблюдений в [11-18] должна быть радикально изменена, однако возможности этого метода могут оказаться весьма эффективными для частиц с супервысокими энергиями. В настоящей работе поставлена цель найти диаграмму такого излучения, ибо трудно проводить серьезные исследования возможностей этого механизма эмиссии ШАЛ, не имея представления о ее пространственных характеристиках.

Найдем сначала выражение для интенсивности радиоизлучения одного избыточного электрона ШАЛ. Учтем при этом, что нарушение нейтральности ливня, приводящее к радиоизлучению, является в основном следствием аннигиляции позитрона лавины. Этот момент следует считать "началом" движения избыточного электрона, и естественно, что его излучение связано не только с процессом пересечения поверхности Земли, но и начальной стадией движения. Если указывать более определенно, то следует уточнить, что на этой стадии излучает останавливающийся позитрон, а этот процесс равносителен ускорению избыточного электрона. Будем считать по этому, что такой электрон в начале пути (т.е. когда исчезает позитрон) практически мгновенно за время τ "достигает" скорости $\beta = v/c \approx 1$ и далее равномерно движется в течение интервала t_0 , и на поверхности Земли скорость его также быстро за время τ уменьшается до нуля. Такая точка зрения на механизм переходного излучения при $\varepsilon \rightarrow \infty$ приводит к правильным количественным результатам (см., например, [20]). Время τ таково, что $\omega\tau \ll 1$ для всех частот радиодиапазона. Спектральная напряженность поля, создаваемая таким электроном в волновой зоне, может быть получена из

заряда dq произвольной полосы BC . Величина фазы для каждой из таких параллельных полос, на которые разбит эллипс, зависит от ее расстояния R_0 до наблюдателя. Очевидно, что первым к наблюдателю придет сигнал из точки A . Она соответствует такой "полосе", положение которой совпадает с касательной к эллипсу (H, ξ_1), пересекающей ось x в точке ξ_1 . Последним к наблюдателю придет сигнал из аналогично найденной точки A_1 с противоположной стороны эллипса (рис. 1). Координаты ξ_1 и ξ_2 отвечают нулевому значению дискриминанта в (4)

$$\xi_{1,2} = \pm r(\operatorname{tg}^2 \Psi + \cos^2 \Theta_0)^{1/2} / \cos \Theta_0. \quad (5)$$

Приближаясь к Земле, диск коснется ее в точке O_1 . Далее в процессе формирования эллипса граница взаимодействия с Землей будет всегда перемещаться параллельно оси Ox . Когда она будет находиться в положении AK , сигналы из точек K и A "выйдут" одновременно, и, пока граница переместится до уровня точки C , сигнал из точки A пройдет расстояние AL , а сигнал из точки K достигнет прямой CF (в этот момент сигналы от остальных точек полосы BC дойдут до прямой CF). Очевидно, что $KF = AL$ и интервал времени t между сигналами из точек K и A определится отношением $t = KN/c$. Так как $K\xi\xi_1A$ — параллелограмм и $\angle NAK = \varphi$, то $t = (\xi_1 \cdot \xi)c^{-1} \sin \varphi$.

Из найденных выше величин можно составить сумму всех амплитуд $dE(\omega, z)$ с соответствующими фазами. Однако следует учитывать при этом, что все избыточные электроны ливня проходят путь z до столкновения с Землей. Известно, что доля избыточных электронов в максимуме ливня оценивается величиной порядка $k = 0.1$ (см., например [3]). Для интересующих нас ливней с энергией $\geq 10^{19}$ eV длина пути, на котором число частиц изменяется в e раз, приблизительно составляет 15–18 радиационных единиц (5–6 km для нормальной атмосферы). Расстояние от максимума такого ливня до Земли при вертикальном падении около 1 km. Кроме этого, известно, что подавляющее число электронов в максимуме ливня обладает энергией порядка 100 MeV и при величине ионизационных потерь $\approx 2 \text{ MeV}/(\text{g} \cdot \text{cm})$ будут иметь пробег $z_0 \approx 500 \text{ m}$. Кроме этого, вероятность аннигиляции позитрона на активном участке пути z_0 существенно меньше вероятности полной потери энергии на ионизацию. Все это дает основание полагать, что распределение пробегов z избыточных электронов близко к равномерному в пределах от 0 до z_0 .

Результирующее поле $dE(\omega)$ от полосы BC получим поэтому интегрированием $dE(x, \omega)dz/z_0$ от нуля до z_0 . Очевидно, что это касается только одного множителя $f(z)$ в (2) (в квадратных скобках). Вычисление дает $f_1(z) \rightarrow f_2(y) = 1 - y^{-1} \sin y \exp(-iy)$, где $y = \omega z_0(1 + \beta \cos \varphi \sin \Theta_0)/2c$. Из этого следует, что при $z_0 \approx 500 \text{ m}$ для частот $\nu \geq 200 \text{ kHz}$ величина $y^{-1} < 1$ и $f_2(y) \approx 1$. Окончательное выражение для результирующего поля в точке наблюдения получим

интегрированием $dE(\omega)$ по ξ в интервале (ξ_1, ξ_2)

$$E(\omega, \Theta_0, \varphi) = A(\varphi, \Theta_0) \int_{\xi_1}^{\xi_2} \exp\left(-i \frac{\omega(\xi_1 - \xi)}{c} \sin \varphi\right) \times \int_{x_1}^{x_2} \rho_d(r) dx d\xi \quad (\text{V/m} \cdot \text{Hz}), \quad (6)$$

где

$$A(\varphi, \Theta_0) = \frac{2 \operatorname{ctg} \Psi \cos \Theta_0 (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \Theta_0)^{1/2} \times \exp(-i\omega R_0/c)}{4\pi\epsilon_0 2\pi c R_0 (1 + \beta \cos \varphi \sin \Theta_0) \times (1 + \operatorname{tg}^2 \Theta_0 \sin^2 \varphi)^{1/2}}, \quad (7)$$

$$r = [x^2 + (x - \xi)^2 \operatorname{ctg}^2 \Psi \cos^2 \Theta_0]^{1/2}; \quad (8)$$

$$\operatorname{ctg} \Psi = \sin \varphi (\sin \Theta_0 - \cos \varphi)^{-1}.$$

Для получения пространственной диаграммы излучения необходимо найти значение функции $F(\Theta_0, \varphi, \omega)$ в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$

$$F(\Theta_0, \varphi, \omega)$$

$$= |E(\Theta_0, \varphi, \omega)|^2 / \int_0^{2\pi} |E(\Theta_0, \varphi, \omega)|^2 d\varphi. \quad (9)$$

Измерения на якутской установке показали, что пространственное распределение заряженных частиц в интервале расстояний от 50 до 500 m от оси ливня можно аппроксимировать зависимостью [22,23] $\rho(r/r_0)^{1-s}(1+r/r_0)^{s-4}C(s)$, где s — параметр "возраста" ливня, $f_0 \approx 100 \text{ m}$. Кроме этого, известно, что на расстояниях $r \approx 3r_0$ плотность практически падает до нуля. Поэтому выражение для плотности, нормированное на полное число частиц в ливне N_0 в максимальной стадии его развития, можно представить в виде

$$\rho(r) = (16N_0/15\pi r_0^2)(r/r_0)^{-1}(1+r/r_0)^{-3}. \quad (10)$$

Сделав замену переменных $x/r_0 = z$ и $\xi/r_0 = u$, удобно предыдущий результат (6) представить в виде (11)

$$E(\omega, \varphi, \Theta_0) = A(\varphi, \Theta_0) \frac{16N_0 k e}{15\pi} \int e^{-i\omega_0(u_1 - u) \sin \varphi} \times \left(\int I(z, \varphi, \Theta_0, u) dz \right) du, \quad (11)$$

где

$$I = (z, \varphi, \Theta_0, u) = [z^2 + (z - u)^2 a^2]^{-1/2} \times \left\{ [z^2 + (z - u)^2 a^2]^{1/2} + 1 \right\}^{-3}, \quad a = \operatorname{ctg} \Psi \cos \Theta_0,$$

$$z_{1,2}(u) = \left(ua^2 \pm a \sqrt{9(1+a^2) - u^2} \right) / (1+a^2),$$

$$\operatorname{ctg} \Psi = \sin \varphi / (\sin \Theta_0 - \cos \varphi),$$

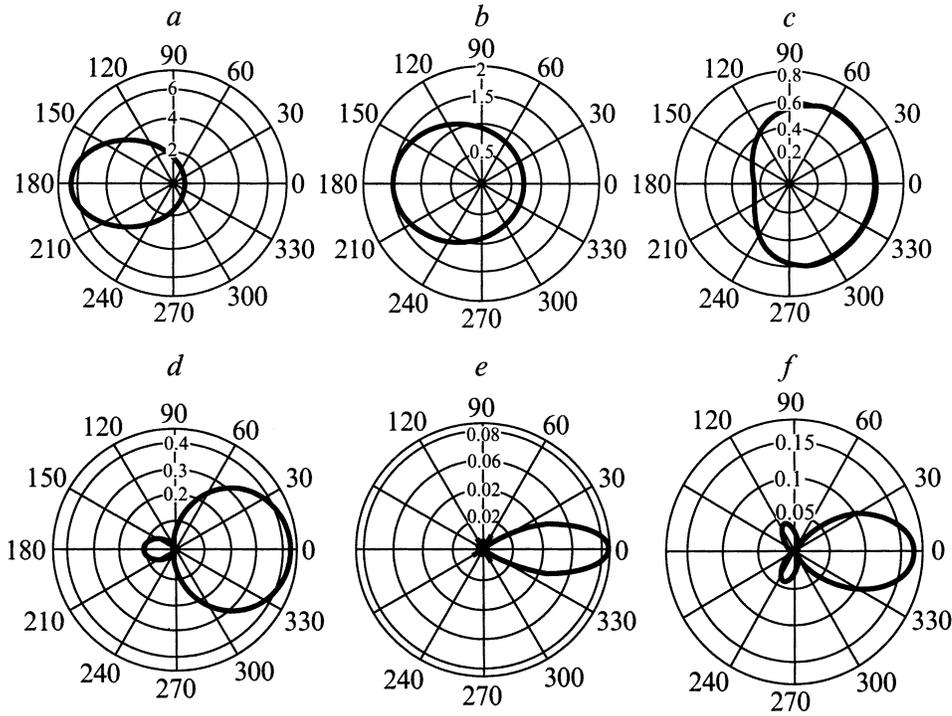


Рис. 2. Характерные пространственные диаграммы излучения для различных частот и углов Θ .

$$u_{1,2} = \pm 3(1 + a^{-2}), \quad \omega_0 = \omega r_0/c, \quad k = 0.1,$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}, \quad e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Coul.}$$

Автором сделан численный расчет диаграммы направленности для случая равномерного распределения плотности и $\rho = \text{const}$ заряженных частиц в диске радиусом $r_0 = 100 \text{ m}$. В этом случае (11) вычисляется значительно быстрее, если перейти к новым переменным $v = u \sin \varphi = \xi/r_0 \sin \varphi$. Тогда

$$E_1 = A(\varphi, \Theta_0, \omega_0) \times \int_{v_1}^{v_2} \cos[\omega_0(v_1 - v)] [v_1^2 - v^2]^{1/2} dv, \quad (12)$$

$$E_2 = A(\varphi, \Theta_0, \omega_0) \times \int_{v_1}^{v_2} \sin[\omega_0(v_1 - v)] [v_1^2 - v^2]^{1/2} dv, \quad (13)$$

где

$$A(\varphi, \Theta_0) = \cos^2 \Theta_0 \times (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \Theta_0)^{1/2} / (1 + \beta \cos \varphi \sin \Theta_0) \times (1 + \text{tg}^2 \Theta_0 \sin^2 \varphi)^{1/2} (1 - \sin \Theta_0 \cos \varphi)^2,$$

$v_{1,2} = \pm(1 - \sin \Theta_0 \cos \varphi) / \cos \Theta_0$, E_1 и E_2 — соответственно действительная и мнимая части напряженности и поля.

На рис. 2, *a–e* показаны характерные диаграммы для $\Theta = \pi/6$ и ω_0 : $\pi\sqrt{3}/12$, $3\pi\sqrt{3}/12$, $4\pi\sqrt{3}/12$, $6\pi\sqrt{3}/12$, $9\pi\sqrt{3}/12$. Рис. 2, *f* соответствует $\Theta = \pi/4$ и $\omega_0 = 9\pi(\sqrt{2} + 1)/12$. Из численного анализа следует, что при достаточно низких частотах ($\nu \approx 200 \text{ kHz}$) максимум излучения направлен назад, т.е. навстречу движению ливня, при повышении частоты отношение назад-вперед излучаемой энергии уменьшается (*a–b*). При $\nu \approx 0.8 \text{ MHz}$ излучение вперед становится больше, чем назад (*c*). Диаграммы (*e*) и (*f*) иллюстрируют случай $\omega = 1.95$ и 2.12 MHz , когда отношение излучаемых энергий вперед-назад составляет несколько порядков. Этот факт объясняет экспериментально обнаруженное нарушение прямой пропорциональности между амплитудой радиосигнала и числом частиц N_0 в ливне [11–18].

Анализ диаграмм и выражений (12)–(13) указывает на падение интенсивности сигнала с ростом частоты. Это имеет наглядное физическое объяснение и связано с взаимным поглощением зон излучения, которые хорошо известны в оптике как зоны Френеля. Неожиданным оказалось наличие максимума излучательной способности ливня внутри диапазона $\approx 0.2–1 \text{ MHz}$. Этот факт позволяет по-новому оценить результаты исследований не только в цитируемых работах [11–18], но и в более ранних (1965–1980 гг.), обнаруживших и не нашедших объяснения многократному превышению величины радиосигнала в диапазоне низких частот (2–3 MHz) над теоретическими значениями, следующими из геомагнитного механизма излучения.

В заключение следует отметить, что несколько диаграмм были получены и для распределения плотности в соответствии с (10). Это требует на несколько порядков больше машинного времени. Однако сравнение полученных таким образом результатов с (12) указало на не слишком значительное количественное расхождение. В целом они являются новыми и достаточно значительными, чтобы не учитывать их при планировании эксперимента. Можно надеяться также, что они окажутся стимулирующим фактором для более глубокого изучения возможностей радиодетектирования широких атмосферных ливней супервысоких энергий.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. // УФН. 1996. Т. 166. № 2. С. 169.
- [2] *Nayashida N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1000.
- [3] *Аскарьян Г.А.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 616.
- [4] *Аскарьян Г.А.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 988.
- [5] *Филоненко А.Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 3.
- [6] *Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 10. С. 57.
- [7] *Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 24. С. 65–68.
- [8] *Голубничий П.И., Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 12. С. 57.
- [9] *Голубничий П.И., Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 23. С. 59.
- [10] *Голубничий П.И., Филоненко А.Д., Яковлев В.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. № 12. С. 115.
- [11] *Kaneko T., Kakimoto F., Suga K. et al.* // 18th ICRC. 1985. Vol. 11. P. 428.
- [12] *Suga K., Kakimoto F., Nishi K.* // 19th ICRC. 1985. Vol. 11. P. 268.
- [13] *Nishimura J.* // 19th ICRC. 1985. Vol. 7. P. 308.
- [14] *Suga K., Nishi K.* // 20th ICRC. 1987. Vol. 6. P. 125.
- [15] *Kakimoto F., Umezawa T. et al.* // 21th ICRC. 1990. Vol. 9. P. 213.
- [16] *Datta P., Pathak K.M.* // 21th ICRC. 1990. Vol. 9. P. 218.
- [17] *Datta P., Baishya R. et al.* // 22th ICRC. 1991. Vol. 4. P. 213.
- [18] *Baishya R., Deka M. et al.* // 25th ICRC. 1997. Vol. 6. P. 237.
- [19] *Филоненко А.Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. С. 567.
- [20] *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981. 303 с.
- [21] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [22] *Мурзин В.С.* Введение в физику космических лучей. Изд-во МГУ, 1988. 319 с.
- [23] Проблемы физики космических лучей. М.: Наука, 1987. 288 с.