

УДК 537.591.15

## РАДИОСИГНАЛ ОТ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. А. Царев, В. А. Чечин

*Приведены результаты вычислений характеристик радиосигналов, генерированных широкими атмосферными ливнями ультравысоких энергий.*

В работе [1] для детектирования частиц ультравысоких энергий ( $E > 10^{19}$  эВ) было предложено регистрировать со спутников радиоимпульсы, генерированные близкими к горизонту широкими атмосферными ливнями (ШАЛ), инициированными в атмосфере этими частицами. Приведенные в работе простые оценки показывают реалистичность предложенного метода. В настоящей работе мы приводим результаты более аккуратных численных расчетов для величины и угловой зависимости радиосигнала и обсуждаем возможность нахождения энергии ШАЛ по результатам радиоизмерений.

Приведенные ниже формулы основаны на классических соотношениях для поля излучения системы движущихся зарядов (см., например, [2]).

Фурье-компонента величин электрического и магнитного полей излучения на расстоянии  $R$  от геометрического центра ливневого диска ШАЛ под углом  $\Theta$  к его оси (которую выбираем совпадающей с осью  $z$ ) может быть записана в виде

$$|\mathbf{H}_\omega| = |\mathbf{E}_\omega| = 2\pi e\nu c^{-2} \sin \Theta |\mathbf{L}_\omega|/R. \quad (1)$$

Здесь  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света,  $e = 1.44 \cdot 10^{-3}$  мкВ · м – элементарный заряд, и  $\mathbf{L}_\omega$  – фурье-компонента плотности тока  $\mathbf{j}(t, \mathbf{r})$

$$\mathbf{L}_\omega = \exp(ikR) \int dt \int \int \int dr \mathbf{j}(t, \mathbf{r}) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{k} = n\omega/c$ ,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, направленный из центра ливневого диска в точку наблюдения и  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор элемента заряда в ливневом диске. Для плотности тока принимаем факторизованную форму

$$\mathbf{j}(t, \mathbf{r}) = N(t)\mathbf{v}(t, \mathbf{r})n(t, \mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $N(t)$  – полное число частиц, которые могут давать вклад в излучение. По предположению  $N(t)$  пропорционально полному числу частиц в ШАЛ  $N_{tot}$ . Скорость частиц в ШАЛ  $\mathbf{v}(t, \mathbf{r})$  считаем постоянной. Для нормированного на единицу распределения плотности числа частиц в ливневом диске  $n(t, \mathbf{r})$  примем гауссовскую форму

$$n(t, \mathbf{r}) = (\sigma_{tr}\sigma_l^{1/2}\pi^{3/2})^{-1} \exp\{\mathbf{r}_{tr}^2/\sigma_{tr} + (z - vt)^2/\sigma_l\}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{r}_{tr}$  – координата в плоскости  $xy$  и  $\sigma_{tr}, \sigma_l$  – постоянные. Для продольного профиля ливня используем стандартную параметризацию Гайссера–Хилласа

$$N_{tot}(t) = N_m(t/t_m)^4 \exp\{s[1 - (t/t_m)]\}. \quad (5)$$

Здесь  $N_m$  – число заряженных ливневых частиц в максимуме ШАЛ,  $t_m = l_m/c$ ;  $l_m$  – расстояние от начала ШАЛ до его максимума,  $s = l_m/\lambda$ ,  $\lambda_m$  – удвоенная радиационная длина в атмосфере (последняя в данных расчетах принимается однородной по плотности).

При использованных предположениях  $|\mathbf{L}_\omega|$  принимает вид (при  $N(t) = N_{tot}(t)$ )

$$|\mathbf{L}_\omega| = LF[k^2\sigma(\Theta)]. \quad (6)$$

Здесь  $L = N_m l_m (2\pi/s)^{1/2}$  – характерная длина, приближенно равная полному пробегу частиц в ШАЛ;  $F[k^2\sigma(\Theta)]$  – пространственно-временной формфактор ШАЛ, который также принимает гауссовскую форму

$$F[k^2\sigma(\Theta)] = \exp[-k^2\sigma(\Theta)] \quad (7)$$

с характерным квадратом длины когерентности

$$\sigma(\Theta) = (\sigma_{tr} \sin^2 \Theta + \sigma_l \cos^2 \Theta)/4 + l_m^2 [1 - (v/c) \cos \Theta]^2 / 2s. \quad (8)$$

В простом приближении, когда ливневый диск считается симметричным как по числу электронов и позитронов, так и по их пространственному распределению, излучение этих частиц в области когерентности взаимно гасится и суммарное излучение равно нулю. Мы здесь будем учитывать два наиболее существенных механизма, приводящих к когерентному радиоизлучению ШАЛ [3]. (1) При взаимодействии ливневых частиц с

атомными электронами возникает электроотрицательный избыток [4]:  $N_{ex} = \eta N_{tot}$ . (2)  
 За счет взаимодействия ливневых частиц с геомагнитным полем происходит разведение электронов и позитронов и возникает поперечный (к оси ШАЛ) дипольный момент. Характерное расстояние  $d$ , на которое разводятся центры тяжести распределений электронов и позитронов, можно выразить через величину геомагнитного поля и энергию частиц  $E$ . Полагая последнюю равной критической энергии ( $E_c \approx 100 \text{ МэВ}$ ), а геомагнитное поле перпендикулярно к оси ШАЛ, равным  $0.3 \text{ Гс}$  и направленным по оси  $x$ , найдем [3]

$$d = d_x = 5000 \text{ м} (E/\text{МэВ})^{-1} = 50 \text{ м}. \quad (9)$$

Оба указанных эффекта можно учесть, заменив в (4)  $\exp\{\mathbf{r}_{tr}^2/\sigma_{tr}\}$  выражением

$$(1/2)(\eta + 1) \exp\{[(x + d/2)^2 + y^2]/\sigma_{tr}\} + (1/2)(\eta - 1) \exp\{[(x - d/2)^2 + y^2]/\sigma_{tr}\}. \quad (10)$$

Это приводит к появлению в выражении (6) для  $|\mathbf{L}_\omega|$  дополнительного формфактора

$$F_d = [\eta^2 \cos^2(\mathbf{k}d/2) + \sin^2(\mathbf{k}d/2)]^{1/2}; \quad \mathbf{k}d = kd \sin \Theta \cos \varphi. \quad (11)$$

Здесь  $\varphi$  – азимутальный угол вектора  $\mathbf{k}$ . Используя приведенные выше формулы, запишем следующее выражение для плотности потока энергии излучения:

$$dE/dS = (c/2\pi) \int |\mathbf{H}_\omega|^2 d\nu = (c/2\pi)(2\pi e/c^2) \sin^2 \Theta (L/R)^2 \int \nu^2 \exp(-\nu^2/\nu_{max}^2) F_d^2(\nu) d\nu. \quad (12)$$

Здесь  $\nu_{max} = c\{2\pi[2\sigma(\Theta)]^{1/2}\}^{-1}$  – частота, при которой  $|\mathbf{H}_\omega|$  достигает максимума.

Выражение (12) можно переписать в виде

$$dE/ds = (e/2\pi)^2 (\pi^{1/2}/4) \sin^2 \Theta (L/R)^2 \sigma^{-3/2}(\Theta) \langle F_d^2 \rangle, \quad (13)$$

где

$$\langle F_d^2 \rangle = \eta^2 + (1/2)(1 - \eta^2)[1 - (1 - 2\alpha) \exp(-\alpha)]; \quad \alpha = [\nu_{max}(\Theta)/\nu_d]^2; \quad \nu_d = 2c[2\pi d \sin \Theta \cos \varphi]^{-1}. \quad (14)$$

Характерная длительность импульса излучения

$$\tau = [2\pi\nu_{max}(\Theta)]^{-1}. \tag{15}$$

Поэтому поток мощности в импульсе излучения равен

$$dW/dS = (dE/dS)\tau^{-1} = c(2\pi e/c^2)(\pi^{1/2}/4) \sin^2 \Theta (L/R)^2 [\nu_{max}(\Theta)]^4 \langle F_d^2 \rangle. \tag{16}$$

Приведем окончательный вид формул, которые использовались в расчетах:

$$|\mathbf{H}_\omega| = |\mathbf{E}_\omega| = 10^{-7} (\text{мкВ/м МГц}) (\nu/\text{МГц}) \sin \Theta (L/R) \exp(-\nu^2/2\nu_{max}^2) F_d(\nu), \tag{17}$$

$$dW/dS = 1.5 \cdot 10^{-24} (\text{Ватт/м}^2) \sin^2 \Theta (L/R)^2 \nu_{max}^4 (\text{МГц}) \langle F_d^2 \rangle. \tag{18}$$

Мы используем следующий набор параметров:

$L_m(m) = \log(E_{ШАЛ}/10^8 \text{ эВ}) [\rho/(\text{г/см}^3)]^{-1}$ , где  $\rho$  – плотность атмосферы;  $N_m = E_{ШАЛ}/10^9 \text{ эВ}$ ;  $\eta = 0.1$ ;  $\lambda_m(m) = 0.7[\rho/(\text{г/см}^3)]^{-1}$ ;  $E_{ШАЛ} = 10^{20} \text{ эВ}$ ;  $v/c = (1 - \gamma^{-2})^{1/2}$ ;  $\gamma = 200$ ;  $(\sigma_{tr})^{1/2} = 50 \text{ м}$ ;  $(\sigma_l)^{1/2} = 3 \text{ м}$ ;  $d = 50 \text{ м}$ ; предполагаем, что вектор  $\mathbf{d}$  лежит в плоскости наблюдения, т.е., что угол  $\varphi = 0$ .

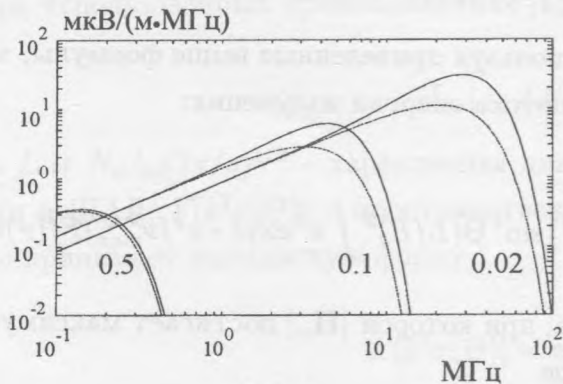


Рис.1

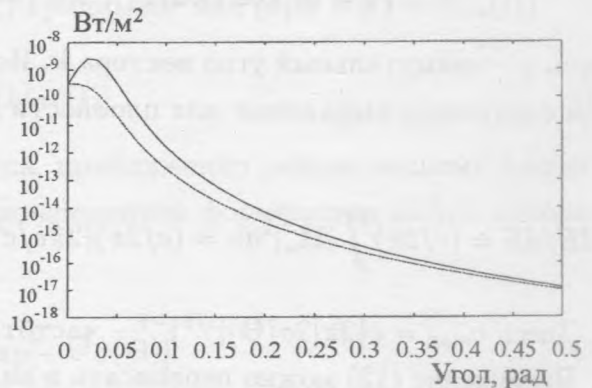


Рис.2

Результаты вычислений приведены на рис. 1 – 3. На рис. 1 показана величина Фурье-компоненты напряженности электрического поля на расстоянии  $10^3 \text{ км}$  от ШАЛ как функция частоты для трех значений угла  $\Theta = 0.02; 0.1; 0.5$  и  $E_{ШАЛ} = 10^{20} \text{ эВ}$ . Сплошной линией показан результат учета как избыточного заряда, так и геомагнитного разведения, пунктиром – только учета избыточного заряда (т.е.  $d = 0$ ). В согласии с предыдущими наблюдениями [3] видно, что основной вклад вносит эффект геомагнитного разведения зарядов.

Угловая зависимость плотности потока мощности показана на рис. 2 (опять пунктир соответствует  $d = 0$ ). В области малых углов учтено влияние "размазки", обусловленной разбросом углов движения ливневых частиц ШАЛ:  $\Delta\Theta \approx 0.1$ . Как видно из рис. 2, имеется сильная угловая зависимость поля излучения. Чтобы восстановить энергию ШАЛ по измеренной величине напряженности поля или плотности мощности, необходимо знать, под каким углом  $\Theta$  по отношению к оси ШАЛ было испущено зарегистрированное излучение. Этот угол можно найти, используя дополнительную информацию относительно длительности импульса  $\tau(\Theta)$  (см. рис. 3) или по форме импульса (см. рис. 4,  $\Theta = 0.1$ ). На больших расстояниях от ШАЛ зависимость  $\tau(\Theta)$  имеет вид  $2l_m\Theta^2/c$ . (Заметим, кроме того, что  $l_m$  слабо зависит от  $E_{ШАЛ}$ , а величина  $R$  при заданной высоте траектории спутника и угле зрения  $\Delta\Theta \approx 0.1$  может быть найдена с точностью  $\approx 10\%$ .) Использование стереопары из антенн, расположенных на двух спутниках, может увеличить точность определения  $E_{ШАЛ}$ .

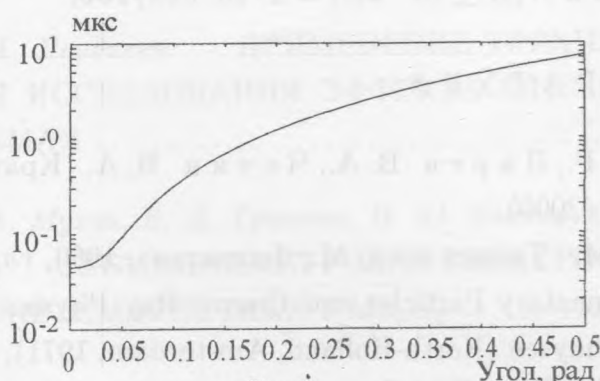


Рис.3

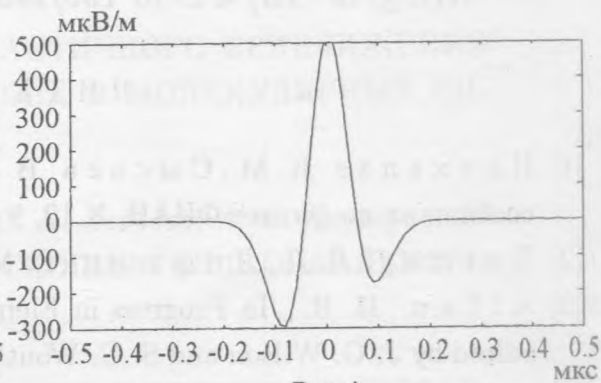


Рис.4

Диапазон длин волн, которые предполагается использовать при регистрации ШАЛ со спутников, ограничен интервалом  $1 - 5 м \leq \lambda \leq 15 - 20 м$ . Здесь верхняя граница определяется прозрачностью атмосферы, а нижняя – необходимостью сохранения когерентности излучения от значительной части частиц ливневого диска. Ожидается, что в рассматриваемом диапазоне  $\lambda$  фоновые условия будут не хуже, чем в наземных условиях [3], где  $E_{\omega}^{\text{фон}} \approx 1 мкВ/м \cdot МГц$ . Как видно из рис. 1, полезный сигнал превосходит эту величину при  $\Theta \leq 0.2$ .

Для оценки ожидаемой скорости регистрации событий в рассматриваемом диапазоне  $\lambda$  и  $\Theta$  учтем, что контролируемая со спутника область атмосферы (где регистрируются близкие к горизонту ШАЛ) имеет объем

$$V = \pi h^2(3R - h)/3 \approx \pi h^2 R \approx 2 \cdot 10^6 \text{ км}^3$$

и эффективную поверхность

$$S_{eff} = (\pi h^2 + 2a^2) \approx 7.5 \cdot 10^5 \text{ км}^2.$$

Здесь  $R \approx 6000 \text{ км}$  – радиус Земли,  $h$  – толщина атмосферы, условно принятая  $10 \text{ км}$ .

Скорость регистрации событий

$$dN/dt = JS_{eff}\Delta\Omega,$$

где  $J$  – поток частиц ультравысоких энергий, составляющий порядка  $1 \text{ соб/км}^2 \cdot \text{год}$  при  $E \geq 10^{19} \text{ эВ}$  и  $10^{-2} \text{ соб/км}^2 \cdot \text{год}$  при  $E \geq 10^{20} \text{ эВ}$ . Полагая, что радиоимпульсы будут регистрироваться при  $\Theta \leq 0.1$ , найдем для числа событий:

$$N(E \geq 10^{19} \text{ эВ}) \approx 2 \cdot 10^4 \text{ соб/год} \text{ и } N(E \geq 10^{20} \text{ эВ}) \approx 2 \cdot 10^2 \text{ соб/год}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Пичхадзе К. М., Сысоев В. Г., Царев В. А., Чечин В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 9 (2000).
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, М., Физматгиз, 1960, гл. 8.
- [3] Allan H. R. In Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics, 10, edited by J. G. Wilson and S. G. Wouthuysen (North-Holland, Amsterdam, 1971), 171, and references therein.
- [4] Аскарьян Г. А. ЖЭТФ, 41, 616 (1961); 48, 988 (1965).

Поступила в редакцию 27 февраля 2001 г.