

УДК 537.591.15

## РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ. ВКЛАД ПОПЕРЕЧНОГО ТОКА И ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ АТМОСФЕРЫ

В. А. Царев, В. А. Чечин

*Приводятся результаты оценок вклада поперечного тока и влияния неоднородности атмосферы на величину радиоимпульса ШАЛ и на его угловые и частотные характеристики.*

1. В работах [1 – 7] рассмотрена возможность регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) на больших расстояниях с помощью радиометода. При этом в оценках радиоимпульса учитывались вклады избыточного заряда ШАЛ и дипольного момента, индуцированного геомагнитным полем, и использовалось приближение однородной атмосферы при нормальном давлении. В настоящей работе мы учитываем вклад еще одного механизма генерации радиоизлучения, связанного с поперечным током [8]. Показано, что этот вклад оказывается весьма существенным, особенно при малых углах излучения. Кроме того рассмотрен эффект неоднородности атмосферы. Найдено, что для горизонтальных ШАЛ этот эффект приводит к увеличению амплитуды радиоимпульса, более острой угловой направленности излучения и к сдвигу максимума излучения в область меньших частот.

2. При движении ШАЛ под углом  $\Theta$  к силовым линиям магнитного поля  $\mathbf{B}$  Земли, заряженные частицы ШАЛ испытывают поперечное ускорение  $a = \pm v^2/R_B$ , где  $R_B = mc\nu\gamma/eB_{\perp}$  – радиус орбиты электронов в магнитном поле,  $\gamma$  – Лоренц-фактор,  $B_{\perp} = B \sin \Theta$ ,  $\Theta$  – угол между  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{v}$ . Соответственно, разноименные заряды ШАЛ приобретают поперечную скорость  $v_B = at$  и смещение  $d/2 = at^2/2$ . Среднее время существования электронов и позитронов в ШАЛ определяется радиационной длиной  $\lambda_{rad}$ . Если положить  $\langle t \rangle \approx \lambda_{rad}/v$  и  $\langle t^2 \rangle \approx 2(\lambda_{rad}/v)^2$ , то  $v_B/v \approx \lambda_{rad}/R_B$  и  $d/2 \approx \lambda_{rad}^2/R_B$ . При  $B_{\perp} = 0.5 \text{ Гс}$  и  $\gamma = 200$ , получим  $R_B = 6.7 \text{ км}$ . Следовательно, при  $\lambda_{rad} = 350 \text{ м}$  и

$v_B/v \approx 0.05$ ,  $d \approx 40$  м. Следуя [4], можно показать, что процесс разделения зарядов ШАЛ в магнитном поле можно описать с помощью следующего распределения плотности тока

$$\mathbf{j}(r, t) = N_{tot}(t)(\mathbf{v}/2)\{(1 + \eta)n(\mathbf{r} - \mathbf{d}/2 - \mathbf{v}t) - (1 - \eta)n(\mathbf{r} + \mathbf{d}/2 - \mathbf{v}t)\} + \\ + N_{tot}(t)\mathbf{v}_B n(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \quad (1)$$

Первый член справа в (1) описывает продольные токи отрицательных и положительных зарядов, раздвинутых в поперечном направлении в среднем на расстояние  $d$  ( $\mathbf{d} = (d, 0, 0)$ );  $\eta \approx 0.2$  – величина электронного избытка ШАЛ [4]. Соответствующий формфактор  $F_d(k)$  в формуле (4) работы [4] выражается формулой

$$F_d(k) = 0.5(1 + \eta) \exp(-ik_x d/2) + 0.5(1 - \eta) \exp(+ik_x d/2). \quad (2)$$

Здесь  $k_x = k \cos \Theta \sin \varphi$ ,  $\varphi$  – азимутальный угол между плоскостью отклонения зарядов и плоскостью наблюдения.

Второй член в (1) описывает поперечный ток, обусловленный движением электронов и позитронов, которые рождаются парами и отклоняются магнитным полем в противоположных направлениях. Следовательно, в данном приближении, влияние магнитного поля на движение зарядов ШАЛ описывается дополнительным формфактором  $F_B(k)$  в фурье-разложении поля излучения, который не учитывался в оценках [4]. Рассмотрим для определенности случай, когда наблюдение проводится в плоскости магнитного отклонения, т.е.  $\varphi = 0$ , и векторы  $[\mathbf{v}n]$  и  $[\mathbf{v}_B n]$  имеют одно и то же направление. Тогда

$$\eta F_B(k) = \eta F_d(k) + (v/v_B) \text{ctg } \Theta. \quad (3)$$

На рис. 1 и 2 сплошными линиями показана напряженность поля излучения как функция частоты  $\nu$  и угла излучения  $\alpha$ , вычисленная для ШАЛ с энергией  $E = 10^{20}$  эВ на расстоянии  $R = 1000$  км с учетом указанных вкладов при следующих значениях параметров: поперечный радиус ливневого диска 50 м, толщина диска 1 м;  $B_{\perp} = 0.5$  Гс,  $v_B/v = 0.05$ ,  $d = 25$  м. Видно, что вклад наведенного поперечного тока в диске ШАЛ весьма существенен, особенно в области малых углов излучения  $\alpha$ . Здесь он заполняет провал при  $\alpha \approx 0$ , возникающий при учете только вкладов избыточного заряда и дипольного момента. Напряженность поля излучения в отсутствие геомагнитного поля показана штриховыми линиями; точечные линии соответствуют учету диполя и избыточного заряда.

Оценим спектральную плотность энергии радиоизлучения ШАЛ:

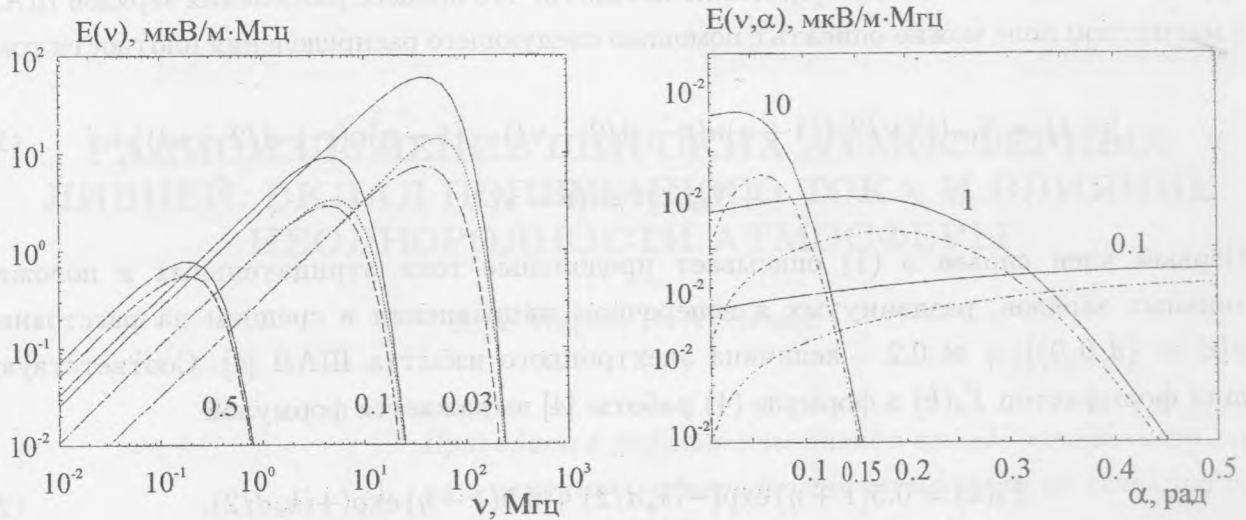


Рис. 1. Напряженность поля  $E(\nu)$  (мкВ/м·МГц) радиоимпульса ШАЛ с энергией  $10^{20}$  эВ на расстоянии  $R = 1000$  км как функция частоты  $\nu$  в однородной атмосфере при давлении  $P = 1$  атм. Углы излучения:  $\alpha = 0.03; 0.1; 0.5$  рад. Линии: штриховая – вклад только зарядового избытка; точечная – вклады зарядового избытка и диполя; сплошная – вклады зарядового избытка, диполя и поперечного тока. Напряженность геомагнитного поля равна  $0.5$  Гс.

Рис. 2. Зависимость напряженности поля от угла излучения  $\alpha$  для частот  $\nu = 10, 1, 0.1$  МГц. Штрих-пунктир – вклады зарядового избытка и диполя; сплошная линия – вклады зарядового избытка, диполя и поперечного тока.

$$d^2 E / (dS d\nu) [Дж / (м^2 МГц)] = (c / 2\pi) H^2(\nu) = 0.53 \cdot 10^{-20} H^2(\nu) [мкВ / (м МГц)]. \quad (4)$$

Следовательно

$$dE / dS = (c / 2\pi) \int H^2(\nu) d\nu = (2\pi e^2 / 3c^3) \sin^2 \Theta (L/R)^2 \langle \nu_{max}^3 \rangle. \quad (5)$$

Здесь  $\langle \nu_{max}^3 \rangle = \int 3\nu^2 |F_s F_t F_B(\nu)|^2 d\nu \approx \nu_{max}^3$ , величина, близкая к кубу частоты  $\nu_{max}$ , при которой напряженность поля излучения достигает максимума;  $F_s$  и  $F_t$  – поперечный и продольный формфакторы ШАЛ, определенные в [4], и  $L$  – полная длина треков частиц ШАЛ. Численно,

$$dE / dS [Дж / м^2] \approx 2.8 \cdot 10^{-35} \sin^2 \Theta (L/R)^2 \nu_{max}^3 [МГц]. \quad (6)$$

Длительность радиоимпульса от ШАЛ порядка  $1/\nu_{max}$ , поэтому плотность мощности излучения

$$dW/dS [Bm/m^2] \approx \nu_{max} dE/dS \approx 2.8 \cdot 10^{-29} \sin^2 \Theta (L/R)^2 \nu_{max}^4 [MГц]. \quad (7)$$

Результаты расчетов показаны на рис. 3.

3. Оценим теперь влияние неоднородности атмосферы. Пусть ось ШАЛ имеет прицельный параметр  $h_0$  по отношению к поверхности Земли и первое взаимодействие происходит на расстоянии  $l_1$  от точки наибольшего сближения с Землей. Суммарная масса вещества на  $1 \text{ см}^2$  на длине  $(l_1 - l)$  вдоль оси ШАЛ равна

$$\mu(l) = \rho_0 \int \exp[-h(l')/H] dl'; \quad [h(l) + R_3]^2 = (h_0 + R_3)^2 + (l_1 - l)^2. \quad (8)$$

Здесь  $R_3 \approx 6000 \text{ км}$  – радиус Земли,  $\rho(h) \approx \rho_0 \exp(-h/H)$ ,  $H \approx 10, \text{ км}$ ,  $\rho_0 \approx 1.225 \text{ кг/м}^3$  и интегрирование проводится от  $l$  до  $l_1$ . При  $h \ll R_3$  этот интеграл сводится к разности функций ошибок  $\Phi(x)$ :

$$\mu(l) = \rho_0 \langle l \rangle \pi^{1/2} 2^{-1} \exp(-h_0/R_3) \{ \Phi[l_1/\langle l \rangle] - \Phi(l_1 - l)/\langle l \rangle \}. \quad (9)$$

Здесь  $\langle l \rangle = \{2H(h_0 + R_3)\}^{1/2}$  – эффективная толщина атмосферы при заданном  $h_0$ . По физическому смыслу именно функция  $\mu(l)$  должна определять "возраст" ШАЛ и его пространственно-временные характеристики в неоднородной атмосфере. В частности, продольный профиль ливня можно аппроксимировать следующей функцией от  $\mu(l)$ :

$$N(l)/N_{max} = \exp\{-\text{slog}[\mu(l)/\mu_{max}] + 1 - [\mu(l)/\mu_{max}]\}, \quad (10)$$

$\mu_{max} = \rho_0 v t_{max} \approx 1000 \text{ г/см}^2$  и  $s = v t_{max} / (2\lambda_{pad})$  – безразмерный параметр. Что касается размеров диска ШАЛ в неоднородной атмосфере, то этот вопрос не совсем ясен. Во всяком случае, как видно из расчетов, изменение плотности атмосферы на пути развития горизонтальных ШАЛ слабо влияет на их форму. По сути дела, важна лишь средняя плотность в области максимума ШАЛ  $\langle \rho \rangle_{max} < \rho_0$ . Поэтому для оценок в первом приближении можно считать, что все линейные размеры, характеризующие продольное и поперечное развитие ШАЛ, и  $v_B/v \sim \lambda_{pad}$  возрастают в  $\rho_0/\langle \rho \rangle_{max}$  раз по сравнению с теми, которые характерны для ШАЛ, развивающихся в атмосфере с плотностью  $\rho_0$ . Используя подобный скейлинг, легко получить оценки для радиоизлучения с учетом неоднородности атмосферы. На рис. 4 показана вычисленная таким образом (при  $\rho_0/\langle \rho \rangle_{max} \approx 10$ ) напряженность поля излучения для горизонтальных ШАЛ при



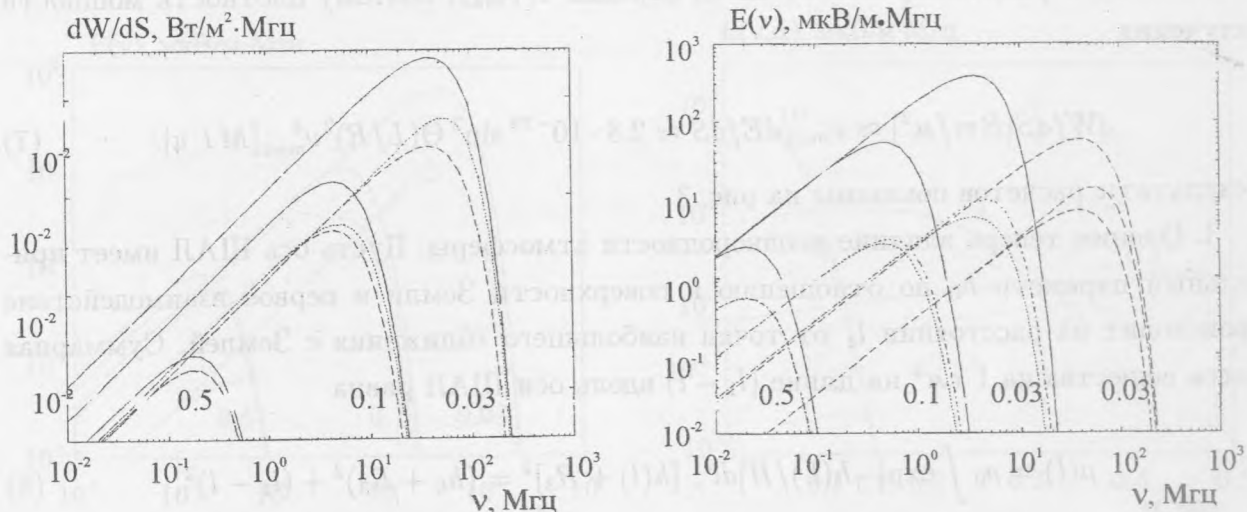


Рис. 3. Спектральная плотность мощности излучения  $d^2W/(dSd\nu)[\text{Вт}/(\text{м}^2\text{МГц})]$  как функция частоты. Обозначения те же, что на рис. 1.

Рис. 4. Напряженность поля радиопульса от горизонтального ШАЛ, вычисленная с учетом неоднородности атмосферы для углов излучения  $\alpha = 0.03, 0.1$  и  $0.5$  рад. Точечная линия – вклад только зарядового избытка; штрих-пунктир – вклады зарядового избытка и диполя; сплошная кривая – вклады зарядового избытка, диполя и поперечного тока. Для сравнения штриховыми линиями показана напряженность поля, приведенная на рис. 1 для  $\alpha = 0.03$  рад в условиях однородной атмосферы при давлении 1 атм.

$h_0 = 1$  км. Как видим, имеет место увеличение амплитуды поля в  $\rho_0/\langle\rho\rangle_{\max}$  раз за счет увеличения  $\nu_B/\nu$ , сужение угловой диаграммы направленности излучения и сдвиг максимума излучения в область меньших частот за счет увеличения размеров излучающей системы.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Пичхадзе К. М., Сысоев В. Г., Царев В. А., Чечин В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 9 (2000). x
- [2] Царев В. А., Чечин В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 42 (2001).
- [3] Chечин V. A., Polukhina N. G., and Tsarev V. A. Proc X Lomonosov Conference on Elementary Particles, Moscow, August 23 – 29, 2001 (to be published in

- Nuclear Phys. Proc. Suppl.).
- [4] Царев В. А., Чечин В. А. ДАН, **383**, 486 (2002).
  - [5] Царев В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 26 (2001).
  - [6] Царев В. А., Чечин В. А. ДАН, **389**, N 1, (2003) (в печати).
  - [7] Котельников К. А., Полухина Н. Г., Фейнберг Е. Л. и др. Известия АН, серия физическая, **66**, N 11, 1638 (2002).
  - [8] Kahn F. D. and Lersche I. Proc. Royal Sci., **A289**, 206 (1966).

Поступила в редакцию 28 декабря 2002 г.