

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 538.561 : 621.391

**ОБРАЗОВАНИЕ РАДИОСИГНАЛА ИСТОЧНИКОМ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ МАЛОЙ
МОЩНОСТИ В АТМОСФЕРЕ**

В. Н. Барковский, С. В. Божокин, А. В. Бухвалов, В. Н. Васильев

В работах Компанейца [1, 2] впервые было отмечено, что мощный источник γ -лучей создает радиосигналы значительной напряженности, которые могут быть зарегистрированы на большом расстоянии от источника. Механизм образования радиосигнала заключается в том, что нестационарный источник γ -излучения, обладающий некоторой асимметрией, выбивая вторичные электроны молекул воздуха, вызывает тем самым асимметричную систему токов комптоновских электронов, которая и излучает электромагнитное поле. Длина волны такого излучения по порядку величины совпадает с размерами ионизованной области, которая в свою очередь порядка длины пробега γ -квантов в воздухе. В ряде работ [3-5] были проведены детальные расчеты параметров радиоимпульса, создаваемого мощным источником γ -излучения.

Целью настоящей работы является оценка величины и длительности радиосигнала, создаваемого маломощным нестационарным источником γ -излучения для доказательства возможности обнаружения некоторого объекта по радиоизлучению находящегося на нем источника высокоэнергичных γ -квантов, интенсивность которого на много порядков ниже интенсивности мощного источника. Параметры используемых нестационарных источников γ -лучей приведены в работах [6-8].

Для нахождения параметров радиоимпульса, создаваемого импульсным источником γ -квантов, необходимо найти решение уравнений Максвелла для заданных пространственно-временных зависимостей проводимости воздуха $\sigma(r, t)$ и сторонних токов $j_0(r, t)$:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_0(r, t) + \frac{4\pi}{c} \sigma(r, t) E(r, t), \\ \operatorname{rot} E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}. \end{aligned} \tag{1}$$

В качестве асимметричного источника γ -лучей мы, так же как и в работе [4], рассмотрим точечный монохроматический источник, расположенный на идеально проводящей плоской поверхности. При этом отличными от нуля будут компоненты $E_r(r, \theta, t)$, $E_\theta(r, \theta, t)$, $H_\varphi(r, \theta, t)$, которые удовлетворяют нулевым начальным условиям на фронте возмущения, распространяющегося со скоростью света, $E_\theta = E_r = H_\varphi = 0$ при $r = ct$. Для выбора граничных условий предположим, что импульсный источник γ -лучей окружен металлическим экраном. В качестве простейшей формы этого экрана выбирается сфера радиуса $a \sim 10$ см, и при этом тангенциальная составляющая электрического поля, которая в данном случае совпадает с E_θ , равна нулю, $E_\theta = 0$ при $r = a$. Для временного поведения интенсивности потока гамма-излучения и проводимости примем простейшие интерполяционные зависимости [4] со следующими параметрами: $\Omega = 3,4$, $A = 3,1 \cdot 10^3$, $\Delta_1 = 0,42$, $\Delta_2 = 0,375$, $I_1 = 4,4$, $\mu = 0,99 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $x_0 = 0,01$, $\gamma = 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, согласуясь с данными работы [9]. Все обозначения совпадают с обозначениями работы [4]. По результатам численных расчетов, представленных на рис. 1, 2, можно сделать следующие выводы.

1) Для маломощных источников γ -лучей ($R = 10^{-10} \div 10^{-4}$, где R — величина, характеризующая мощность дозы излучения [4]) проводимость воздуха не влияет на параметры радиосигнала.

2) Амплитуда сигнала источника γ -лучей с энергией 20 кэВ, 600 кэВ линейно зависит от величины R при значениях R , лежащих в диапазоне $R \sim 10^{-10} \div 10^{-2}$, поэтому для таких R на рис. 1 отложено значение e/R (e — безразмерная амплитуда напряженности электрического поля [4]). Рис. 2 иллюстрирует зависимость максимальной амплитуды радиоимпульса e_{\max} от величины R , откуда видно, что при $R \geq 10^{-2}$ зависимость перестает быть линейной.

3) Волновая зона эквивалентного диполя начинается со значений $x = \mu r = 8$, что соответствует расстоянию ~ 80 м. Продолжительность импульса в волновой зоне порядка 10^{-7} с, что соответствует длине волны $\lambda \sim 30$ м, т. е. порядка длины пробега γ -квантов в воздухе.

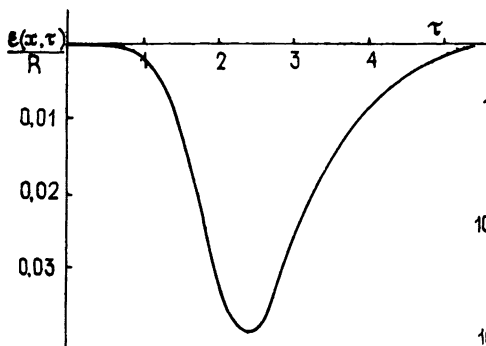


Рис. 1.

Рис. 1. График зависимости $\varepsilon(x, \tau)/R$ от времени $\tau = \mu c(t-r/c)$, отсчитываемого от момента прихода в данную точку γ -квантов, $\varepsilon(x, \tau)$ — безразмерная амплитуда электрического поля.

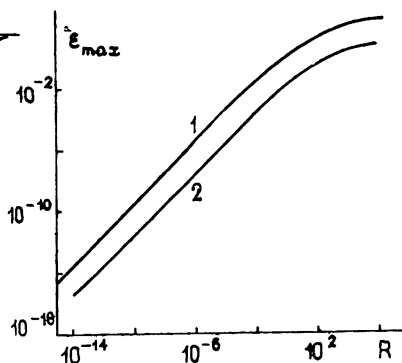


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость максимальной амплитуды радиоимпульса ε_{\max} от величины R , 1 — $E = 600$ кэВ, 2 — $E = 20$ кэВ.

С целью проверки полученных результатов были также выполнены аналитические расчеты амплитуды радиосигнала для модели [10], в которой предполагается, что источник γ -лучей находится над металлической поверхностью с бесконечной проводимостью и радиально излучает комптоновские токи, асимметрия которых связана с влиянием подстилающей металлической поверхности (приемник излучения находится на одной горизонтали с источником). Пренебрегая для маломощного источника γ -лучей проводимостью воздуха, величину магнитного поля в дипольном приближении можно представить в виде

$$H_y(r, t) = \frac{E_0 R}{\pi x} \int_{x_0}^{\infty} \frac{dx_1}{x_1^2} \exp(-x_1) \int_{y_+}^{y_-} dy \sqrt{(y-y_+)(y_- - y)} \frac{df(y)}{dy} \theta(y), \quad (2)$$

где $x = \mu r$ — безразмерное расстояние от источника до приемника, $x_0 = \mu h_0$ — безразмерная высота источника, $\theta(y)$ — тета-функция, $y_{\pm} = \tau - x_1 [1 \pm \sqrt{1 - x_0^2/x_1^2}]$, где $\tau = \mu ct - \mu r$, $f(y)$ — функция, описывающая временную зависимость интенсивности γ -квантов [4], $E_0 R = e \mu^2 l_e N$, e — заряд электрона, $\mu = l_{\gamma}^{-1}$ — длина пробега γ -квантов в воздухе, l_e — пробег комптоновских электронов, N — полное число γ -квантов, испущенных источником.

В результате численных расчетов интеграла (2) оказалось, что безразмерная амплитуда напряженности магнитного поля $h(x, \tau)$, рассчитанная по формуле с теми же значениями всех входящих параметров, совпадает с амплитудой электрического поля $\varepsilon(x, \tau)$, полученного в результате численного решения уравнений Максвелла. Подставляя значения всех входящих величин, можно сделать вывод о том, что уверенно регистрируемое значение амплитуды радиосигнала на расстоянии ~ 100 м от источника γ -лучей соответствует значению $R \sim 10^{-7}$, что соответствует источникам не очень высокой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанец А. С. — ЖЭТФ, 1958, 35, с. 1538.
2. Компанец А. С. — Атомная энергия, 1960, 9, с. 265.
3. Gilinsky V. — Phys. Rev., 1965, 137, № 1A, p. 50.
4. Вжленская Г. Г., Имшенник В. С., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Феоктистов Л. П. — ПМТФ, 1975, № 3, с. 18.
5. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Физика радиационного возбуждения электромагнитных полей — М: Атомиздат, 1980
6. Бессарабский Ю. Г., Демидов Ф. П., Овсянников С. Б. — ПТЭ, 1975, № 1, с. 213.

7. Павловская Н. Г., Тарасова Л. В., Эльяш С. Л. — ПТЭ, 1974, № 5, с. 190.
8. Авилов Э. А., Александрович Э.-Г. В., Белкин Н. В., Боголюбов В. В., Тараканов М. Ю. — ПТЭ, 1976, № 2, с. 197.
9. Сиднева С. Н., Стрелков А. С. — Атомная энергия, 1975, 39, № 3, с. 217.
10. Гандельман Г. М., Иванов В. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. — ПМТФ, 1977, № 5, с. 30

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию 16 декабря 1981 г.

УДК 550.388.2

УСТОЙЧИВОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПРИСУТСТВИИ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

В. Б. Иванов, А. А. Трухан, Г. В. Хазанов

В работе [1] анализировалась устойчивость колебаний в ионосферной плазме с частотами выше гирочастоты электронов Ω_e в присутствии фотоэлектронов. Представляет интерес исследование возможности развития в ионосфере неустойчивости низкочастотных волн с $\omega \ll \Omega_e$. В качестве возможной причины возникновения кинетической неустойчивости здесь будет рассмотрена имеющая место на высотах F -области дневной ионосферы немонотонность функции распределения фотоэлектронов в интервале энергий 2—4 эВ.

Анализ проводится для потенциальных колебаний, инкремент нарастания которых γ определяется величиной $\text{Im } \epsilon(\omega, \mathbf{k}) (\partial \text{Re } \epsilon / \partial \omega)^{-1}$. Для изотропного распределения частиц ($\alpha = e, i$) продольная диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ имеет вид [2]

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \sum_{\alpha} \frac{4\pi e_{\alpha}^2}{k^2} \int dp_{\alpha} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial E_{\alpha}} \left[1 - \sum_n \frac{\omega J_n^2(k_{\perp} v_{\perp} / \Omega_{\alpha})}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n \Omega_{\alpha}} \right], \quad (1)$$

где e_{α} — заряд частицы, k_{\perp} , k_{\parallel} — перпендикулярная и параллельная к геомагнитному полю компоненты волнового вектора колебаний, $p_{\alpha} = m_{\alpha} v$ — импульс частицы, $E_{\alpha} = m_{\alpha} v^2 / 2$ — их энергия, $J_n(x)$ — функция Бесселя, f_{α} — функция распределения. Для волн с параллельной фазовой скоростью $\omega / k_{\parallel} = v_{\parallel}$, соответствующей области надтепловых электронов, мнимая часть ϵ определяется исключительно электронной компонентой плазмы и составляет величину

$$\text{Im } \epsilon = - \frac{8\pi^3 e^2 \omega}{m_e k_{\parallel} k^2} \int_0^{\infty} dE \sum_n \frac{\partial f_e(E')}{\partial E'} \Big|_{E' = E + E_n^*} J_n^2 \left(\frac{k_{\perp}}{\Omega_e} \sqrt{\frac{2E}{m_e}} \right). \quad (2)$$

Здесь осуществлен переход к интегрированию (1) по энергии E , $E_n^* = (m_e/2) \times [(\omega - n \Omega_e) / k_{\parallel}]^2$. Поскольку $\omega \ll \Omega_e$, вклад в сумму (2) дает только член с $n=0$. При этом E_0^* минимальна и члены с $n \neq 0$ содержат производные от функции распределения в области больших (по сравнению с E_0^*) энергий, где $f_e \rightarrow 0$. Аналогично работе [1] неустойчивость может иметь место ($\text{Im } \epsilon > 0$), если участок положительной производной $f_e(E + E_0^*)$ лежит на оси энергий E в районе первого максимума функции $J_0^2 \left[(k_{\perp} / \Omega_e) \sqrt{2E / m_e} \right]$, т. е. $(k_{\perp} / \Omega_e) \sqrt{2E / m_e} \approx 4$, $E + E_0^* \approx 3$ эВ. Отсюда можно заключить, что неустойчивыми могут быть только волны с $k_{\perp} > 0,5$ см⁻¹, т. е. при $z_e = k_{\perp} \rho_e \geq 1$, $z_i = k_{\perp} \rho_i \geq 1$ (ρ_e, i — ларморовские радиусы электронов и ионов соответственно). Последние условия устраняют возможность неустойчивости рассматриваемого типа для магнитогидродинамических волн — магнитного звука, альфвеновских и спиральных колебаний, поскольку они возможны только в холодной плазме при $z_e, z_i \rightarrow 0$. Хотя МГД волны могут и не быть чисто потенциальными, тем не менее их неустойчивость также может иметь место только при «фазировке» по энергиям участка положительной производной функции распределения с максимумом функций Бесселя, хотя и порядка $n \neq 0$, что автоматически требует конечной величины z_e, z_i .