

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 538.566

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ КОРотКОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ
В ОДНОРОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ**

В. В. Новиков, С. Т. Рыбачек

1. Исследование электромагнитных полей (ЭМП), возбуждаемых короткой линейной антенной (КЛА) в однородной анизотропной среде, проведено в ряде работ. При этом обычно используется модель бесстолкновительной плазмы [1, 2] либо рассматривается случай ориентации КЛА вдоль постоянного магнитного поля H_0 [3]. В настоящей работе аналитическими и численными методами в линейном приближении исследуется задача нахождения ЭМП, создаваемых КЛА, расположенной в однородной магнитоактивной холодной плазме с соударениями ($v_{эф} \neq 0$). КЛА произвольно ориентирована относительно H_0 . Используется система единиц СИ и временная зависимость $\exp(-i\omega t)$.

Решение строится с помощью преобразования Фурье по координатам x, y, z декартовой системы с осью z , направленной по H_0 . Компоненты ЭМП запишем в виде

$$E_m^{(n)} = I_0 h_d G_{mn}, \quad H_m^{(n)} = I_0 h_d Q_{mn},$$

где $n=1, 2, 3$ обозначает ориентацию КЛА вдоль осей x, y, z , а $m=1, 2, 3$ — проекцию полей на оси x, y, z соответственно; I_0 — ток на клеммах КЛА, h_d — ее действующая высота. Элементы тензорных функций Грина G_{mn} и Q_{mn} выражаются через два опорных интеграла

$$I_1^{(1,2)} = \frac{1}{2} \int_0^\infty (1 \mp S^2 \psi^{-1}) q_{1,2}^{-1} J_0(k \rho S) \exp(ikq_{1,2}|z|) S dS, \tag{1}$$

$$I_2^{(1,2)} = \int_0^\infty (q_{1,2} \psi)^{-1} J_0(k \rho S) \exp(ikq_{1,2}|z|) S dS \quad (\rho = \sqrt{x^2 + y^2})$$

и производные от этих интегралов по координатам. В (1) обозначено

$$q_{1,2}^2 = \epsilon'_{m\perp} - [1 + \delta (2\epsilon'_{m\parallel})^{-1}] S^2 \pm \delta (2\epsilon'_{m\parallel})^{-1} \psi, \quad \delta = \epsilon'_{m\perp} - \epsilon'_{m\parallel},$$

$$\psi = [S^4 - 4\epsilon'_{m\parallel} (\epsilon'_{mx})^2 \delta - 2(\epsilon'_{m\parallel} - S^2)]^{1/2} \quad (\text{Re } \psi > 0, \text{ Im } q_{1,2} > 0),$$

где $\epsilon'_{m\parallel}, \epsilon'_{m\perp}, \epsilon'_{mx}$ — элементы тензора относительной комплексной диэлектрической проницаемости плазмы [4].

2. В ближней зоне, которую определим грубо неравенством

$$k|\sqrt{\epsilon'_{m\parallel}}|r < 1, \quad r = \sqrt{\rho^2 + z^2}, \tag{2}$$

интегралы $I_1^{(1,2)}$ и вторые производные от $I_2^{(1,2)}$, определяющие Q_{mn} , вычисляются аналитически [5, 6]. Для компонент ЭП в сферической системе координат с центром в источнике и полярной осью, направленной по z , получим выражения

$$E_r^{(1)} = -2Cr^{-3} \zeta_r^{(1)} \cos \varphi, \quad \zeta_r^{(1)} = \chi^{-3} \sin \theta, \quad E_\theta^{(1)} = Cr^{-3} \zeta_\theta^{(1)} \cos \varphi,$$

$$\zeta_\theta^{(1)} = \chi^{-5} [\chi^2 + 3\delta (\epsilon'_{m\parallel})^{-1} \sin^2 \theta] \cos \theta, \quad E_\varphi^{(1)} = -Cr^{-3} \zeta_\varphi^{(1)} \sin \varphi, \quad \zeta_\varphi^{(1)} = \chi^{-3}, \tag{3}$$

$$E_r^{(3)} = -2Cr^{-3} \gamma^2 \zeta_r^{(3)}, \quad \zeta_r^{(3)} = \chi^{-3} \cos \theta, \quad E_\theta^{(3)} = -C\gamma^2 r^{-3} \zeta_\theta^{(3)},$$

$$\zeta_{\theta}^{(3)} = \chi^{-5} [\chi^2 - 3\delta(\varepsilon'_{m\parallel})^{-1} \cos^2 \theta] \sin \theta, \quad E_{\varphi}^{(3)} = 0,$$

$$C = 30 I_0 h_d (ik)^{-1} (\varepsilon'_{m\parallel} \varepsilon'_{m\perp})^{-1/2},$$

в которых $\gamma = \sqrt{\varepsilon'_{m\perp}} / \sqrt{\varepsilon'_{m\parallel}}$, $\chi = [1 + \delta(\varepsilon'_{m\parallel})^{-1} \cos^2 \theta]^{1/2}$.

Компоненты МП имеют следующий вид:

$$H_r^{(1)} = \tilde{C} r^{-2} \sin \theta \cos \theta \{ \psi_1 |\cos \theta|^{-1} \sin \varphi + \delta^{-1} \varepsilon'_{m\perp} [\psi_1 |\cos \theta|^{-1} + \delta(\varepsilon'_{m\parallel} \varepsilon'_{m\perp})^{-1/2} \chi^{-3}] \cos \varphi \},$$

$$H_{\theta}^{(1)} = \tilde{C} r^{-2} \{ (\psi_1 |\cos \theta| - 1) \sin \varphi + \delta^{-1} \varepsilon'_{m\perp} [\psi_1 |\cos \theta| + (\gamma\chi)^{-1} - 1] \cos \varphi \}, \quad (4)$$

$$H_{\varphi}^{(1)} = -\tilde{C} r^{-2} \cos \theta \{ (\psi_1 |\cos \theta|^{-1} + \gamma\chi^{-3}) \cos \varphi - \delta^{-1} \varepsilon'_{m\perp} \psi_1 |\cos \theta|^{-1} \sin \varphi \},$$

$$H_r^{(3)} = \tilde{C} r^{-2} \delta^{-1} \varepsilon'_{m\perp} (\gamma\chi^{-3} - 1), \quad H_{\theta}^{(3)} = 0, \quad H_{\varphi}^{(3)} = \tilde{C} r^{-2} \gamma\chi^{-3} \sin \theta, \quad \tilde{C} = 30 I_0 h_d \sqrt{\varepsilon_0 / \mu_0},$$

где $\psi_1 = \chi^{-1} [(\gamma\chi - 1) |\cos \theta| + \delta(\varepsilon'_{m\parallel})^{-1} \cos^2 \theta] (1 + |\cos \theta|)^{-1} (\chi + \gamma |\cos \theta|)^{-1}$.

Компоненты ЭМП для КЛА, ориентированной по y , отличаются от аналогичных выражений при ориентации КЛА по x зависимостью от φ .

Ниже удобно анализировать коэффициенты усиления (ослабления) ЭМП плазмой, которые введем следующим образом:

$$g_{\xi 0}^{(n)} = E_{\xi 0}^{(n)} / E_{\xi 0, \text{в}}^{(n)} \quad (\xi = r, \theta, \varphi), \quad \tilde{g}_r^{(n)} = H_{r0}^{(n)} / H_{\theta 0, \text{в}}^{(n)} \quad (n = 1, 2),$$

$$\tilde{g}_{\xi}^{(n)} = H_{\xi 0}^{(n)} / H_{\xi 0, \text{в}}^{(n)} \quad (\xi = \theta, \quad n = 1, 2, \quad \xi = \varphi, \quad n = 1, 2, 3), \quad \tilde{g}_r^{(3)} = H_{r0}^{(3)} / H_{\varphi 0, \text{в}}^{(3)}, \quad \tilde{g}_{\theta}^{(3)} = 0,$$

где индексом «0» обозначено максимальное значение компоненты ЭМП, а индексом «0, в» — ее значение в вакууме.

3. Достаточно простые аналитические результаты получаются, если пренебречь токами смещения по сравнению с токами проводимости. При этом помимо (2) должно выполняться ограничение на частоту колебаний ЭМП:

$$f < \min \{ \nu, f_1 \}, \quad \nu \equiv \nu_{\text{эфф}} / 2\pi, \quad f_1 \equiv (\omega_{\text{пл}} \tau)^2 [2\pi \nu_{\text{эфф}} (1 + \tau^2)]^{-1}, \quad \tau \equiv \nu_{\text{эфф}} / \omega_{\text{пл}}.$$

В этом приближении компоненты ЭМП не зависят от частоты. При $I_0 h_d = \text{const}$ имеем для ЭП

$$g_{r0}^{(1,2)} = 0,38 A \tau^{-3} (1 + \tau^2)^2, \quad \tau \leq \sqrt{2}, \quad g_{r0}^{(1,2)} = A \tau^{-1} \sqrt{1 + \tau^2}, \quad \tau \geq \sqrt{2},$$

$$g_{\theta 0}^{(1,2)} = g_{\varphi 0}^{(1,2)} = A \tau^{-4} (1 + \tau^2)^2, \quad g_{r0}^{(3)} = A \tau^{-2} (1 + \tau^2), \quad g_{\theta 0}^{(3)} = A \tau (1 + \tau^2)^{-1/2}, \quad \tau \geq 2\sqrt{2}, \quad (5)$$

$$g_{\theta 0}^{(3)} = A \tau (1 + \tau^2) (1 + \tau^2 + 2 \cos^2 \theta_m) (\tau^2 + \sin^2 \theta_m)^{-5/2} \sin \theta_m, \quad \tau \leq 2\sqrt{2},$$

$$\sin \theta_m = \frac{1}{2} [6 + 5\tau^2 - (21\tau^4 + 48\tau^2 + 36)^{1/2}]^{1/2}, \quad A = -i 2 \cdot 10^{-3} \nu_{\text{эфф}} f / N \text{ (эл. см}^{-3}\text{)}.$$

При $\tau \gg 1$ получаем переход к изотропной плазме, максимальные значения компонент уменьшаются в $|\varepsilon'_{n}|$ раз, а нормированные диаграммы направленности (ДН) по θ

$\tilde{\zeta}_{\xi}^{(n)} = \zeta_{\xi}^{(n)}(\theta) / \zeta_{\xi}^{(n)}(\theta_m)$ такие же, как в вакууме. При $\tau \ll 1$ легко найти

$$g_{r0}^{(1,2)} = 0,38 A \tau^{-3}, \quad g_{\theta 0}^{(1,2)} = g_{\varphi 0}^{(1,2)} = A \tau^{-4}, \quad g_{r0}^{(3)} = A \tau^{-2}, \quad g_{\theta 0}^{(3)} = 0,86 A \tau^{-3}, \quad (6)$$

а также значения углов $\theta_{rm}^{(n)}$ и ширину ДН на уровне 0,7:

$$\theta_{rm}^{(1,2)} = 0,7\tau, \quad \Delta\theta = 1,1\tau; \quad \theta_{\theta m}^{(1,2)} = 0, \quad \Delta\theta = 0,6\tau; \quad \theta_{\varphi m}^{(1,2)} = 0, \quad \Delta\theta = \tau. \quad (7)$$

$$\theta_{rm}^{(3)} = 0, \quad \Delta\theta = \tau; \quad \theta_{\theta m}^{(3)} = 0,5\tau, \quad \Delta\theta = 0,7\tau.$$

Компоненты МП (4) при $\tau \gg 1$ переходят в соответствующие выражения для вакуума. При $\tau \ll 1$ рассмотрим окрестность максимумов ДН, т.е. положим $\theta \ll 1$. Это дает возможность найти

$$\tilde{g}_{r0}^{(1,2)} = \pm 0,38 \tau^{-2}, \quad \tilde{g}_{\theta 0}^{(1,2)} = -0,5\tau^{-2}, \quad \tilde{g}_{\varphi 0}^{(1,2)} = \pm 0,5\tau^{-2}, \quad \tilde{g}_{r0}^{(3)} = \tau^{-1}, \quad (8)$$

$$\tilde{g}_{\theta 0}^{(3)} = 0, \quad \tilde{g}_{\varphi 0}^{(3)} = 0,38\tau - 1$$

и значения $\theta_{\xi m}^{(n)}$ и $\Delta\theta$ для компонент МП:

$$\theta_{rm}^{(1,2)} = 0,7\tau, \quad \Delta\theta = 1,1\tau; \quad \theta_{\varphi m}^{(1,2)} = 0, \quad \Delta\theta = 1,5\tau \quad \theta_{\varphi m}^{(1,2)} = 0, \quad (9)$$

$$\Delta\theta = 0,8\tau \quad \theta_{rm}^{(3)} = 0, \quad \Delta\theta = \tau \quad \theta_{\varphi m}^{(3)} = 0,7\tau, \quad \Delta\theta = 1,1\tau.$$

Из (6)—(9) следует, что в сильно замагниченной плазме имеет место «усиление» ЭМП по сравнению с изотропной средой, ориентация ДН вдоль H_0 и их сильное «обострение» ($\Delta\theta \sim \tau$).

Заметим, что в бесстолкновительной плазме соответствующее влияние внешнего магнитного поля приводит к появлению резонансного конуса, на поверхности которого поле обращается в бесконечность.

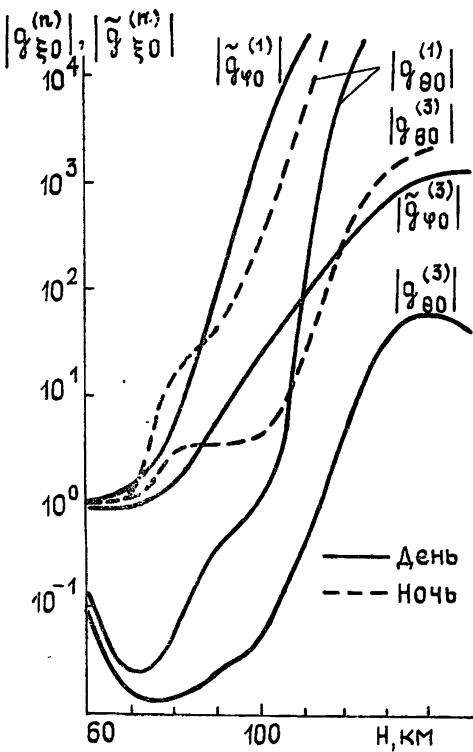


Рис. 1.

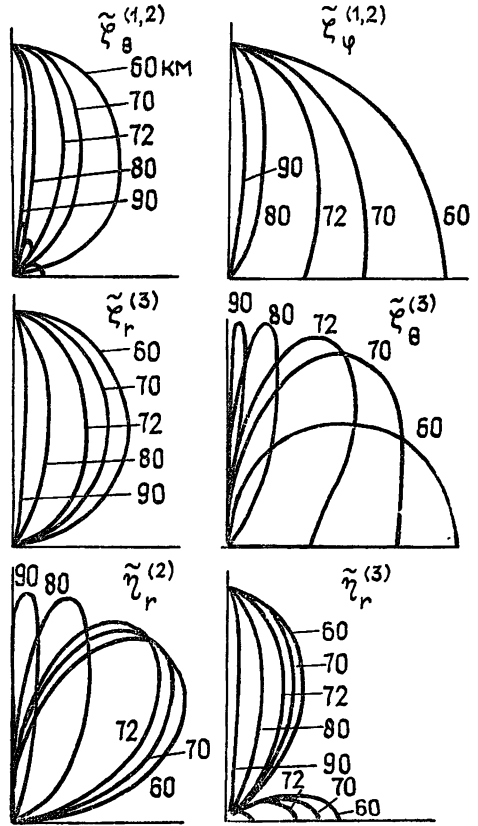


Рис. 2.

4. Построенные решения были реализованы на ЭВМ ЕС-1052. При вычислении интегралов вида (1) использовался метод цифрового фильтра (программа разработана Я. Э. Болотовским). Полученные результаты были использованы для изучения ЭМП КЛА, расположенной в ионосферной плазме с различными свойствами, соответствующими разным высотам H подъема КЛА над Землей. Проведенные численные оценки (модели ионосферы из [7], $H_0 = 0,5 \text{ Э}$, $f = 0,1 \text{ кГц}$, $r = 100 \text{ м}$) показали, что относительная погрешность приближенных формул (3) и (4) не превышает 2%,

если $k|\sqrt{\epsilon_{m\parallel}}|r \ll 10$. Изменение модулей коэффициентов $g_{\xi_0}^{(n)}$ и $\tilde{g}_{\xi_0}^{(n)}$ по мере подъема над Землей иллюстрируют графики, представленные на рис. 1. Отметим резкое изменение этих коэффициентов с высотой и превышение приведенных значений для ночи над соответствующими дневными значениями. На рис. 2 изображены нормированные ДН $\tilde{\zeta}_{\theta}^{(n)}$ для ЭП и $\tilde{\eta}_{\xi}^{(n)}$ для МП. По мере подъема КЛА параметр τ уменьшается (кривая для $H = 72 \text{ км}$ соответствует $\tau = 1$) и ДН обостряются. В ДН для $E_{\theta}^{(1,2)}$ наблюдается формирование бокового лепестка, начиная с $H = 72 \text{ км}$

($\tau < \sqrt{2}$). ДН $\eta_p^{(3)}$ имеет боковой лепесток на малых высотах, который уменьшается с увеличением замагниченности среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акиндинов В. В., Еремин С. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30 № 5. С. 833.
2. Карпман В. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 1 (7). С. 71.
3. Al'pert Ya. L. et al. // Phil. Trans. Roy. Soc. Lon. 1983. V. A309. P. 503
4. Budden K. G. Radiowaves in the ionosphere. — Cambr. Univ. Press., 1961. P. 24.
5. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. — М.—Л.: Гостехиздат, 1963. С. 168.
6. Кузнецов Д. С. Специальные функции. — М.: Высшая школа. 1965. С. 124.
7. Альперт Я. Л. и др. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля — ионосфера. — М.: Наука, 1967. С. 15.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
3 декабря 1986 г.

УДК 621.396

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДАЛЬНОСТНО-СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

А. В. Мороз

В задачах диагностики неоднородных образований в атмосфере широкое применение находят методы импульсного радиозондирования, в которых для измерения параметров неоднородностей используется временная обработка эхосигналов в приемных устройствах [1]. Если интерес представляют средние скорости отдельных (физически выделенных) участков неоднородности [2] и размеры этих участков малы по сравнению с характерной длительностью сигнала, то неоднородность можно представить совокупностью движущихся точечных рассеивателей, а в качестве искомым параметров рассматривать времена группового запаздывания τ_k эхосигналов от данных рассеивателей и соответствующие доплеровские сдвиги частоты Ω_k , $k = \overline{1, m}$, m — полное число рассеивателей (вообще говоря, также неизвестное).

В работе предлагается метод вычисления τ_k , Ω_k (попутно оценивается m) по временной реализации полного эхосигнала, причем считается, что парциальные эхосигналы не разрешены по задержкам и доплеровским частотам в классическом рэлеевском смысле.

Основой проводимого рассмотрения является предположение о гауссовой форме огибающей зондирующего сигнала:

$$S_-(t) \sim \exp(-t^2/2T^2 - i\omega t),$$

где T — эффективная длительность сигнала, ω — несущая частота. Если, кроме того, пренебречь масштабным искажением огибающей при отражении от движущегося рассеивателя и ограничиться приближением однократного рассеяния, то полный эхосигнал можно представить выражением вида [3]

$$S_+(t) \sim \sum_{k=1}^m a_k \exp[-(t - \tau_k)^2/2T^2 - i(\omega - \Omega_k)(t - \tau_k)]. \quad (1)$$

Здесь комплексные коэффициенты a_k , пропорциональные обобщенной восприимчивости [4] рассеивателей, можно считать случайными, учитывая тем самым, в частности, случайно-неоднородный характер среды распространения сигнала до точки отражения.

Пусть эхосигнал (1) пропускается через устройство обработки, выделяющее его комплексную огибающую. Тогда выходной сигнал будет описываться соотношением

$$A_+(t) \sim \sum_{k=1}^m a_k \exp[-(t - \tau_k)^2/2T^2 + i\Omega_k t] + \mu(t), \quad (2)$$

где $\mu(t)$ — комплексная функция, отвечающая внутреннему шуму обрабатывающего устройства, а коэффициенты a_k несколько отличаются от аналогичных коэффициентов в (1), что несущественно вследствие их неопределенности. Из $A_+(t)$ можно образовать величину