

УДК 538.566

О ВЛИЯНИИ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ИОНОСФЕРЫ НА ПОЛЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

O. B. Соловьев

Исследована задача о поле вертикального магнитного диполя в локально-неоднородном плоском волноводе. Неоднородность верхней стенки волновода задается неоднородным по площади импедансом. В скалярном приближении задача сведена к двумерному интегральному уравнению, решение которого строится методом последовательных приближений, в качестве начального приближения используется решение задачи для регулярного импедансного волновода. Оценено влияние на поле в волноводе пространственно ограниченной неоднородности, созданной в результате КВ нагрева ионосферы.

Работа продолжает теоретические исследования влияния локальных неоднородностей ионосферы на распространение электромагнитных волн в приземном волноводе, начатые в [1]. В отличие от опубликованных ранее работ [2, 3], где внимание было уделено только полю вертикальной поляризации, в данной работе рассмотрен вопрос о влиянии локальных неоднородностей ионосферы на поле горизонтальной поляризации, излучаемое вертикальным магнитным диполем. Нам неизвестны работы, в которых бы исследовалось влияние локальных неоднородностей ионосферы на поле горизонтальной поляризации, по-видимому, причина состоит в том, что эта поляризация малоэффективна для связи между корреспондентами, расположеннымими на поверхности Земли. Однако нельзя забывать о том, что горизонтально поляризованное поле растет с подъемом над нижней стенкой волновода, и, поскольку сосредоточено оно в основном у верхней стенки волновода, следует ожидать заметного влияния ионосферных неоднородностей на распространение радиоволн горизонтальной поляризации.

Причины возникновения в нижней ионосфере локальных неоднородностей как естественного, так и искусственного происхождения, оказывающих влияние на распространение радиоволн в волноводе Земля—ионосфера, были описаны в [1]. Необходимо подчеркнуть, что математическая постановка задачи о распространении волн в приземном волноводе с учетом пространственно ограниченной (по всем координатам) неоднородности ионосферы приводит к трехмерной нерегулярной волноводной задаче. Произвольное расположение неоднородности на верхней стенке волновода исключает возможность сведения задачи к двумерной.

Задача решается в рамках модели плоского импедансного волновода, рассматриваются неоднородности, относительно малые в масштабах трассы распространения.

В отличие от работ [2, 3], где неоднородность волновода описывалась малым возмущением постоянной распространения регулярного волновода, в нашей модели возмущение волновода задается неоднородным по площади импедансом, как это делается в задачах о распространении радиоволн над неоднородной в электрическом отношении земной поверхностью [4, 5]. При этом мы используем идеи работы [6], где показано, что при наличии вертикальных профилей концентрации $N_e(z)$ и эффективной частоты соударений заряженных частиц $v_e(z)$ отражательные характеристики ионосферы могут быть описаны с по-

мощью импеданса, отнесенного к некоторому, вплоть конкретному уровню над поверхностью Земли. Принятая модель позволяет расширить изучаемый диапазон частот до десятков килогерц (результаты [2, 3] применимы только в СНЧ диапазоне) и рассматривать неоднородности, располагающиеся непосредственно над источником или над приемником.

Учитывая результаты работы [7], где исследована векторная постановка данной задачи в условиях возбуждения волновода вертикальным электрическим диполем, мы ограничимся скалярным приближением. Как можно показать, все оценки применимости скалярного подхода в случае вертикально поляризованного поля [7] могут быть перенесены на рассматриваемый в данной работе случай горизонтально поляризованного поля.

Итак, рассматривается модельная задача, в которой возбуждающее вертикальным магнитным диполем в плоском волноводе, границы которого в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , связанной с источником, есть $z=0$ и $z=h$, электромагнитное поле определяется однокомпонентным магнитным вектором Герца $\Pi^{(m)} = \Pi^{(m)} e_z$. Функция $\Pi^{(m)}(r, \varphi, z)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца внутри волновода и импедансным граничным условиям на стенах волновода:

$$\frac{\partial \Pi^{(m)}}{\partial z} = -ik \Pi^{(m)} / \delta_3 \quad \text{при } z=0,$$

$$\frac{\partial \Pi^{(m)}}{\partial z} = ik \Pi^{(m)} / \delta_n(r, \varphi) \quad \text{при } z=h.$$

Свойства заполнения волновода совпадают со свойствами вакуума. Источник с полным дипольным моментом $P_0^{(m)}$ располагается в точке с координатами $(0, 0, z=z_0)$, зависимость от времени принята в виде $\exp(-i\omega t)$.

Применяя скалярную теорему Грина и используя в качестве функции Грина вектор Герца задачи о возбуждении заданным вертикальным магнитным диполем регулярного волновода толщины h , свойства стенок которого описываются постоянными импедансами δ_3 и $\delta_n^{(0)}$, исходную задачу можно свести к интегральному уравнению

$$\Pi^{(m)}(\mathbf{R}) = \Pi_0^{(m)}(\mathbf{R}) - \frac{ik\mu_0}{P_0^{(m)}} \int_{S_v} \Pi_0^{(m)}(\mathbf{R}; \mathbf{R}') \Pi^{(m)}(\mathbf{R}') \left(\frac{1}{\delta_n(r', \varphi')} - \frac{1}{\delta_n^{(0)}} \right) dS', \quad (1)$$

где $\Pi_0^{(m)}(\mathbf{R})$ — вектор Герца описанной регулярной задачи, \mathbf{R} — радиус-вектор точки наблюдения, \mathbf{R}' — радиус-вектор точки интегрирования, k — волновое число в вакууме, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, S_v — область на верхней стенке волновода $z=h$, занятая неоднородностью, для которой выполняется условие $\delta_n(r', \varphi') - \delta_n^{(0)} \neq 0$.

Здесь необходимо отметить, что задача о поле вертикального магнитного диполя в сферическом или цилиндрическом волноводе, на стенах которого поле и, следовательно, однокомпонентный магнитный вектор Герца удовлетворяют импедансному граничному условию

$$\frac{\partial \Pi^{(m)}}{\partial n} = ik \Pi^{(m)} / \delta(M),$$

где $\delta(M)$ — импеданс Земли или ионосфера (для волн горизонтальной поляризации), n — внешняя нормаль к поверхностям, ограничивающим волновод, приводится к тому же уравнению (1), в котором S_v соответственно часть сферы или цилиндрической поверхности, а $\Pi_0^{(m)}(\mathbf{R})$ — магнитный вектор Герца в регулярном сферическом или цилиндрическом волноводе, свойства нижней стенки которого совпадают со свойствами нижней стенки исходного волновода.

Вернемся к задаче в плоском волноводе. Как будет ясно из дальнейшего, для описания $\Pi_0^{(m)}(\mathbf{R})$ удобнее использовать представление в виде ряда нормальных волн — разложение по спектру поперечного

оператора задачи, которое проще всего получить методами, подробно описанными в [8]:

$$\Pi_0^{(m)}(R) = \frac{-iP_0^{(m)}}{k\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n^{(m)} H_0^{(1)}(\mu_n^{(m)} r) f_n^{(m)}(z) f_n^{(m)}(z_0), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Lambda_n^{(m)} &= \frac{k}{2h} (1 - k^2/\lambda_n^{(m)2} \delta_n^{(0)2}) [1 - ik(1/\delta_3 + 1/\delta_n^{(0)})/\lambda_n^{(m)2} h - \\ &- k^2(1/\delta_3^2 + 1/\delta_n^{(0)2})/\lambda_n^{(m)2} + k^4(1 + i(\delta_3 + \delta_n^{(0)})/kh)/\lambda_n^{(m)4} (\delta_3 \delta_n^{(0)})^2]^{-1}, \\ \lambda_n^{(m)} &= \sqrt{k^2 - \mu_n^{(m)2}}, \quad \operatorname{Im} \sqrt{k^2 - \mu_n^{(m)2}} \leq 0, \end{aligned}$$

$f_n^{(m)}(x) = \cos \lambda_n^{(m)} x - ik \sin \lambda_n^{(m)} x / \lambda_n^{(m)} \delta_3$ — высотные множители, $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ханкеля первого рода.

В данном случае спектр поперечного оператора задачи чисто дискретный и состоит из счетного числа точек $\mu_n^{(m)}$, $n=1, 2, \dots$, которые определяются корнями следующего трансцендентного уравнения:

$$(k/\lambda_n^{(m)})(1/\delta_3 + 1/\delta_n^{(0)}) \cos \lambda_n^{(m)} h - i(1 + k^2/\lambda_n^{(m)2} \delta_n^{(0)} \delta_3) \sin \lambda_n^{(m)} h = 0, \quad (3)$$

расположенными в верхней полуплоскости (μ). Будем считать, что свойства волновода таковы, что уравнение (3) кратных корней не имеет.

Важно отметить, что представление (2) является строгим решением регулярной волноводной задачи, применимым во всей области изменения r , начиная от $r=0$. В то же время количество нормальных волн, которое необходимо удерживать в сумме (2) для достижения желаемой точности определения $\Pi_0^{(m)}(r, z, z_0)$, может меняться в зависимости от параметров волновода, частоты распространяющегося сигнала и расстояния до точки наблюдения.

Чтобы получить $\Pi_0^{(m)}(R, R')$, в выражении (2) достаточно произвести следующие замены: $r \rightarrow r_1 = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi}$, $z_0 \rightarrow z' = h$.

Как и в [1], ограничимся такими локальными неоднородностями, размеры которых малы в масштабе длины трассы распространения ($r_0/r \ll 1$), и, учитывая, что для большинства практически значимых случаев импедансы волн горизонтальной поляризации подчиняются условию $|1/\delta_n - 1/\delta_n^{(0)}| \ll 1$, запишем решение уравнения (1) в линейном приближении теории возмущений (борновское приближение):

$$\Pi^{(m)}(r, \varphi, z, z_0) = \frac{-iP_0^{(m)}}{k\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n^{(m)} f_n^{(m)}(z_0) f_n^{(m)}(z) \left\{ H_0^{(1)}(\mu_n^{(m)} r) - \frac{f_n^{(m)}(h)}{f_n^{(m)}(z_0)} W_n^{(m)} \right\}, \quad (4)$$

где

$$W_n^{(m)} = \sum_{l=1}^{\infty} \Lambda_l^{(m)} f_l^{(m)}(z_0) f_l^{(m)}(h) \int_{S_v} H_0^{(1)}(\mu_n^{(m)} r_1) H_0^{(1)}(\mu_l^{(m)} r') (1/\delta_n - 1/\delta_l^{(0)}) dS'.$$

Для оценки поверхностного интеграла в формуле (4) рассмотрим отдельно два случая: первый, когда область возмущения S_v расположена достаточно далеко и от источника, и от приемника, так что выполняются неравенства

$$kr' |v_n^{(m)}| \gg 1, \quad kr_1 |v_n^{(m)}| \gg 1 \quad \text{для всех } v_n^{(m)} = \mu_n^{(m)}/k, \quad (5)$$

и второй, когда область S_v располагается непосредственно над источником (или над приемником) и представляет собой круг радиуса r_v

с центром в точке $r=0$. Будем также считать, что $1/\delta_n - 1/\delta_l^{(0)} = \text{const}$, и вынесем эту разность из-под знака интеграла.

Остановимся на первом случае. Неравенства (5) позволяют для функций Ханкеля использовать их простейшие асимптотические представления и тем самым привести оцениваемый интеграл к виду

$$I_{nl} = \frac{-2i}{\pi k \sqrt{v_n^{(m)} v_l^{(m)}}} \int_{S_v} \exp[ik(v_n^{(m)} r_1 + v_l^{(m)} r')] \frac{dS'}{\sqrt{r_1 r'}}. \quad (6)$$

Как показано в [1], для вычисления (6) удобно перейти к эллиптическим координатам (u, v) : $r' = (r/2)(\operatorname{ch} u + \cos v)$, $r_1 = (r/2)(\operatorname{ch} u - \cos v)$. Тогда для S_v , описываемой следующими соотношениями: $u_1 \ll u \ll u_2$, $v_1 \ll v \ll v_2$, где u_1 , u_2 и v_1 , v_2 — некоторые константы, можно получить независимую от размеров возмущенной области асимптотическую оценку I_{nl} по большому параметру $\Omega = kr/2$:

$$I_{nl} = (\exp[i\Omega(v_l^{(m)} - v_n^{(m)}) \cos v_2] - \exp[i\Omega(v_l^{(m)} - v_n^{(m)}) \cos v_1]) \times \quad (7)$$

$$\times \frac{r\Phi(u_1, u_2)}{\Omega \pi k \sqrt{v_l^{(m)} v_n^{(m)} (v_l^{(m)} - v_n^{(m)})}} \quad \text{при } l \neq n,$$

$$I_{nl} = ir\Phi(u_1, u_2) (\cos v_2 - \cos v_1) / \pi k v_n^{(m)} \quad \text{при } l = n,$$

$$\Phi(u_1, u_2) = 2K_0(-i\Omega(v_l^{(m)} + v_n^{(m)})) - \exp[i\Omega(v_l^{(m)} + v_n^{(m)})] \times \\ \times \left\{ \frac{\sqrt{2/\Omega}}{a} (Q(S_1 \sqrt{\Omega}) + Q(S_2 \sqrt{\Omega})) + \exp(-\Omega S_1^2) \frac{\operatorname{ch}(u_1/2) - 1}{\Omega a^2 \operatorname{sh} u_1} + \right. \\ \left. + \exp(-\Omega S_2^2) \frac{(1 - \operatorname{ch}(u_2/2))}{\Omega a^2 \operatorname{sh} u_2} + O(\Omega^{-3/2}) \right\},$$

$$S_1 = -a\sqrt{2} \operatorname{sh}(u_1/2), \quad S_2 = a\sqrt{2} \operatorname{sh}(u_2/2),$$

$$a = \exp\left(-i\frac{\pi}{4} + \frac{i}{2} \arg(v_l^{(m)} + v_n^{(m)})\right) |v_l^{(m)} + v_n^{(m)}|^{1/2}, \quad Q(x) = \int_x^\infty \exp(-y^2) dy.$$

В силу условий (5) для функции $K_0(-i\Omega(v_l^{(m)} + v_n^{(m)}))$ (модифицированная функция Бесселя) достаточно использовать ее асимптотическое разложение для больших значений аргумента. Необходимо отметить, что никаких принципиальных трудностей не возникает при асимптотической оценке интеграла (6) и в том случае, когда границы S_v имеют более сложный характер $u_1(v)$ и $u_2(v)$. Однако, интересуясь оценкой эффекта присутствия на трассе возмущенной области, мы не будем загромождать изложение результатами для различных геометрий S_v .

Перейдем ко второму случаю, когда возмущенная область представляет собой круг, расположенный непосредственно над источником (или над приемником). В этом случае поверхностный интеграл из формулы (4) можно вычислить точно. Для этого необходимо воспользоваться [9] теоремой сложения для цилиндрических функций в виде

$$H_0^{(1)}(\mu_n r_1) = \sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{iv\varphi'} J_v(\mu_n r') H_v^{(1)}(\mu_n r), \quad (8)$$

и принимая во внимание абсолютную и равномерную сходимость ряда (8), поменять местами порядок интегрирования и суммирования,

а затем использовать следующий табличный интеграл:

$$\int (p^2 - l^2) t E_0(pt) D_0(lt) dt = x [p E_1(px) D_0(lx) - l E_0(px) D_1(lx)],$$

где $E_{0,1}$ и $D_{0,1}$ — любые цилиндрические функции нулевого и первого порядков. В результате можно получить

$$I_{nl} = \int_0^{r_v} \int_0^{2\pi} H_0^{(1)}(\mu_n^{(m)} r_1) H_0^{(1)}(\mu_l^{(m)} r') r' dr' d\phi' = \\ = \begin{cases} \frac{2\pi H_0^{(1)}(\mu_n^{(m)} r)}{(\mu_l^{(m)})^2 - \mu_n^{(m)2})} [z_l H_1^{(1)}(z_l) J_0(z_n) - z_n H_0^{(1)}(z_l) J_1(z_n) + 2i/\pi] & \text{при } l \neq n, \\ \pi r_v^2 H_0^{(1)}(\mu_n^{(m)} r) [J_0(z_n) H_0^{(1)}(z_n) + H_1^{(1)}(z_n) J_1(z_n)] & \text{при } l = n, \end{cases} \quad (9)$$

где для сокращения записи введены обозначения $z_n = \mu_n^{(m)} r_v$, $z_l = \mu_l^{(m)} r_v$.

Полученные выражения (7) и (9) подставляются в формулу для $W_n^{(m)}$. Быстрая сходимость ряда по l в случае, когда неоднородность располагается в глубине трассы, обеспечивается экспоненциальными членами вида $\exp i\Omega v_l^{(m)}$ ($\operatorname{Im} v_l^{(m)} > 0$). Анализ поведения $v_n^{(m)}$ с ростом l показывает, что всегда найдется l^* , начиная с которого мнимая часть $v_l^{(m)}$ монотонно увеличивается. Несколько сложнее обстоит дело в том случае, когда неоднородность располагается над источником (или над приемником). Обратимся к фигурной скобке верхней строчки формулы (9). Первые два слагаемых при больших значках l ведут себя как $\exp(ikr_v v_l^{(m)})$, и сходимость порождаемых этими членами рядов в $W_n^{(m)}$ не вызывает сомнений.

Вклад в $W_n^{(m)}$, обусловленный слагаемым $2i/\pi$ из фигурной скобки (9), следует рассмотреть отдельно. Как показывают исследования, для получения удовлетворительной сходимости (с точностью $\sim 10^{-4}$) ряда

$$w = 4i \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq n}}^{\infty} \Lambda_l^{(m)} f_l^{(m)}(z_0) f_l^{(m)}(h) / (\mu_l^{(m)2} - \mu_n^{(m)2}) \quad (10)$$

на частоте около 20 кГц необходимо учитывать порядка 70 слагаемых. Однако, существует возможность аналитически сосчитать точную сумму ряда (10), если преобразовать его в контурный интеграл. Опуская подробности вычислений, которые приведены в [10], запишем окончательный результат в максимально компактной форме

$$w = 4i \frac{d}{d\lambda_l^{(m)}} \left\{ \frac{\Lambda_l^{(m)} f_l^{(m)}(z_0) f_l^{(m)}(h) (\lambda_l^{(m)} - \lambda_n^{(m)}) d\Delta(\lambda_l^{(m)}) / d\lambda_l^{(m)}}{(\lambda_l^{(m)} + \lambda_n^{(m)}) \Delta(\lambda_l^{(m)})} \right\} \Big|_{\lambda_l^{(m)} = \lambda_n^{(m)}}, \quad (11)$$

где $\Delta(x) = k(1/\delta_3 + 1/\delta_n^{(0)}) \cos xh - i(x + k^2/x \delta_n^{(0)} \delta_3) \sin xh$.

Указанный ряд (10) обязан своим появлением особенности задачи на оси, проходящей через источник излучения. Как видно из построения решения, он будет присутствовать в решении независимо от рассматриваемого частотного диапазона.

Полученные формулы (4), (7), (9), (11) решают также и задачу о неоднородности, расположенной над приемником. Для этого необходимо привлечь теорему взаимности в ее простейшем варианте и для получения результата сделать замены: координаты источника поменять на координаты приемника и наоборот.

В силу громоздкости представленного решения практические выводы из него можно сделать только на основе численного счета.

В качестве примера оценим влияние на поле магнитного диполя

в приземном волноводе неоднородности, созданной в результате нагрева ионосферы КВ радиоизлучением. Для определения $\delta_n^{(0)}$ и δ_i воспользуемся результатами работы [11], где представлены высотные профили электронной концентрации и частоты соударений для дневной ионосферы в спокойном состоянии и ионосферы, подвергнутой нагреву коротковолновым радиоизлучением. Выберем возмущенные профили $N_e(z)$ и $v_e(z)$, соответствующие воздействию мощностью $W_0 = 50 \text{ МВт}$ с частотой $F = 2,8 \text{ МГц}$. Влиянием магнитного поля Земли в дневных условиях распространения можно пренебречь. Следуя в дальнейшем методике, подробно описанной в [1], с той лишь разницей, что в данном случае необходимо численно решать систему уравнений Максвелла для волн горизонтальной поляризации, падающих наклонно на неоднородное полупространство, получим для указанных профилей и частоты $f = 20,5 \text{ кГц}$ $\delta_n^{(0)} = 2,7373 - 1,1969i$, $\delta_i = 3,7382 - 3,0235i$, $h = 60 \text{ км}$. Представленные значения $\delta_n^{(0)}$ и δ_i соответствуют углу падения плоской волны на неоднородный слой, синус которого определяется первым собственным числом регулярной волноводной задачи $v_1^{(m)} = 0,9935 + 0,134 \cdot 10^{-2}i$. По известным $\delta_n^{(0)}$, h и заданным δ_i и частоте f из уравнения (3) определяются все остальные необходимые собственные числа нормальных волн $v_n^{(m)}$, через которые выражаются $\Lambda_n^{(m)}$, $f_n^{(m)}(x)$ и в конечном счете все решение задачи *.

Анализ поведения $v_n^{(m)}$ с ростом n показывает, что начиная с $n=4$ мнимая часть $v_n^{(m)}$ монотонно увеличивается, что и обеспечивает быструю сходимость рядов в формулах (2), (4). В зависимости от расстояния источник — точка наблюдения r , радиуса возмущенной области r_0 и требуемой точности вычислений, число членов N и L в рядах (4), которые имеет смысл удерживать, может меняться. Для получения результата мы суммировали все нормальные волны, вклад которых (по отношению к первому члену ряда) был не меньше, чем 10^{-5} . В рассмотренных случаях число их не превышало восьми.

В качестве результатов рассматривались следующие величины: $\Delta M = 1 - |\Pi^{(m)}| / |\Pi_0^{(m)}|$ — относительная разность модулей решения на данной трассе в условиях невозмущенной ионосферы ($\Pi_0^{(m)}$) и ионосферы, подвергнутой нагреву в области S_0 , ($\Pi^{(m)}$), $\Delta\Phi = \arg \Pi_0^{(m)} - \arg \Pi^{(m)}$ — разность аргументов регулярного и возмущенного векторов Герца.

В случае (5), когда возмущенная область располагается на значительном удалении и от источника, и от приемника, на трассе длиной $kr = 500$ для различных размеров S_0 , при $z = z_0 = 0,15h$ были получены значения ΔM и $\Delta\Phi$ в зависимости от положения возмущенной области относительно источника и точки наблюдения. Сравнение полученных результатов $\max|\Delta M| \sim 30\%$, $|\Delta\Phi| < 4^\circ$ с аналогичными для задачи с электрическим диполем [1] показывает, что в среднем на данной частоте $|\Delta M|$ для задачи с магнитным диполем оказывается больше, чем для задачи с электрическим диполем. Что касается $|\Delta\Phi|$, то, как и в задаче [1], его величина остается порядка единиц градусов.

Существенно иным, по сравнению с [1], оказывается в данном случае поведение ΔM и $\Delta\Phi$ с изменением высоты z . На рис. 1 представлены зависимости ΔM и $\Delta\Phi$ от высоты точки наблюдения над плоскостью $z=0$ для трассы $kr=500$, $z_0=0,05h$, полуширина возмущенной области в продольном направлении $\Delta x/r$ и в поперечном направлении $\Delta y/r = \Delta x/r = 0,06$, возмущенная область располагается над центром трассы. Как видно, с приближением точки наблюдения к нижней стенке относительное влияние локальной неоднородности на поле магнитного диполя в волноводе может увеличиваться.

Как и в задаче с электрическим диполем [1], на достаточно коротких трассах ($r \leq 500 \text{ км}$) влияние геометрически малой неоднород-

* Во всех последующих вычислениях, не ограничивая общности, считается $\delta_0 = 0$.

ности на поле магнитного диполя в волноводе может быть значительным ($|\Delta M| \geq 50\%$) в окрестности точек интерференционных минимумов поля регулярного волновода. Для данного значения ($1/\delta_i - 1/\delta^{(0)}_i$) наибольшее влияние на поле в волноводе оказывает область, располагающаяся вблизи центра трассы и имеющая поперечные размеры, близкие к длине малой оси первой или второй зон Френеля. Величина же ($1/\delta_i - 1/\delta^{(0)}_i$) определяется частотой и мощностью КВ сигнала, облучающего ионосферу.

Результаты расчетов для возмущения, расположенного над источником (или над приемником), показывают (для $z=z_0=0,15h$), что ΔM и $\Delta\Phi$ сильно осциллируют в зависимости от r_v и оказываются существенно меньше (в своих максимальных значениях), чем для случая возмущения располагавшегося над серединой трассы. Аналогичные соотношения наблюдались и в задаче с электрическим диполем [10]. Иллюстрацией к этому пункту служит рис. 2, где представлены зависимости $\Delta M(z)$ и $\Delta\Phi(z)$ в том случае, когда возмущенная область — круг радиуса $kr_v=30$ располагается непосредственно над источником, высота которого $z_0=0,15h$.

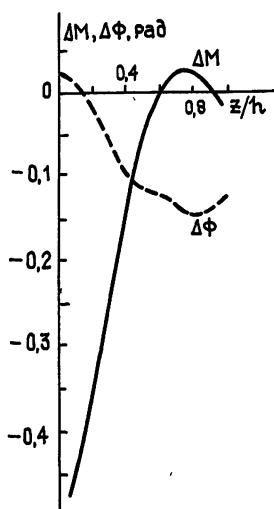


Рис. 1.

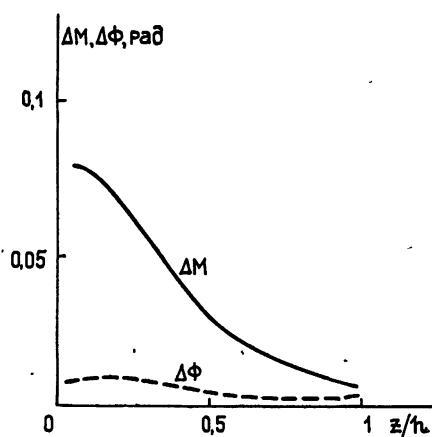


Рис. 2.

Основное отличие от задачи с электрическим диполем [1, 10] проявляется, как видно из рис. 1, 2, для зависимости ΔM и $\Delta\Phi$ от высоты точки наблюдения над поверхностью $z=0$. Это обусловлено характером поведения $\Pi_0^{(m)}$ и $\Pi_0^{(e)}$ (решение регулярной задачи с электрическим диполем) в зависимости от z_0 и z . В данном случае при $z \rightarrow 0$ наблюдается увеличение $|\Delta M|$, что связано с высотным распределением поля регулярного волновода, когда для $\delta_3=0$ $\Pi_0^{(m)} \rightarrow 0$. Именно поэтому ΔM и $\Delta\Phi$ для задач с электрическим и магнитным диполями наиболее существенно различаются в окрестностях стенок волновода. В то же время в средней части волновода $|\Delta M|$ и $|\Delta\Phi|$ оказываются сравнимыми для обеих задач и имеют порядок 5—10% для ΔM и единиц градусов для $\Delta\Phi$.

В данном случае мы не имеем возможности сравнить полученные численные результаты с какими-либо экспериментальными данными, поскольку такого рода исследования нам неизвестны.

Автор выражает благодарность Е. Л. Тепа за проведение расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

- Соловьев О. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 10. С. 1236.
- Field E. C., Joiner R. G. // Radio Sci. 1982. V. 17. № 3. P. 693.

3. Николаенко А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 10. С. 1227.
 4. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. — М.: Наука, 1961. — 546 с.
 5. Пылаев А. А., Тихомиров Н. П. // Межвуз. сб. — Л.: Гос. ун-т, 1981. Вып. 18. С. 155.
 6. Кириллов В. В. // Межвуз. сб. — Л.: Гос. ун-т, 1979. Вып. 17. С. 57.
 7. Соловьев О. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 11. С. 1321.
 8. Макаров Г. И., Новиков В. В. // Межвуз. сб. — Л.: Гос. ун-т, 1968. Вып. 7. С. 19.
 9. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовича и И. Стиган. — М.: Наука, 1979. — 832 с.
 10. Соловьев О. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 7. С. 896.
 11. Иткина М. А., Котик Д. С., Кротова З. Н., Поляков С. В., Рапорт В. О. Препринт НИРФИ № 162. — Горький, 1983.

Ленинградский государственный
университет

Поступила в редакцию
4 апреля 1988 г.

AN EFFECT AN IONOSPHERIC LOCAL INHOMOGENEITY ON THE FIELD OF VERTICAL MAGNETIC DIPOLE

O. V. Solov'ev

The propagation of electromagnetic waves transmitted by a vertical magnetic dipole in a flat waveguide with a local inhomogeneity is investigated. The inhomogeneity of an upper bound of the waveguide is described by the non-uniform surface impedance. In the scalar approximation the problem is reduced to a two-dimensional integral equation formulation, the solution of which is constructed by the method of successive approximations. The solution for the homogeneous flat waveguide is used as a initial approach. The influence of inhomogeneous patch of the ionosphere, created by artificial high-frequency heating, on the waveguide field is evaluated.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.8

О ВЛИЯНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ПОВАРЕННОЙ СОЛИ И САХАРА В ТОНКОМ СЛОЕ ВОДНОГО РАСТВОРА, ОКРУЖАЮЩЕГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЦИЛИНДР В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ, НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ

T. K. Мокан, N. I. Украинец

Исследовано рассеяние электромагнитных волн от диэлектрического резонансного цилиндра (ДРЦ) из сегнетокерамики ($\epsilon=92$, $\operatorname{tg} \delta=10^{-3}$) диаметром 4,8 мм, длиной 6 мм, боковая поверхность которого окружена тонкой оболочкой водного раствора поваренной соли и сахара, размещенного в геометрическом центре поперечного сечения прямоугольного волновода 35×15 мм². Продольная ось цилиндра расположена вдоль электрического поля волны H_{10} . Обнаружено, что при концентрациях поваренной соли в воде более 5% происходят значительные изменения характеристики рассеяния системы «ДРЦ + раствор» по сравнению с системой «ДРЦ + дистиллированная вода». Наблюдаются уменьшение коэффициентов стоячих волн при резонансах, расширение резонансной полосы и смещение резонансов в длинноволновую область диапазона.

При растворении сахара в воде существенные изменения характеристик наблюдаются при концентрациях более 45%, однако смещение резонанса происходит в ко-ротковолновую область диапазона.

Проведено сопоставление полученных результатов исследований с аналогичными для ДРЦ с тонким слоем дистиллированной воды и без нее. Построена калибровочная кривая для определения концентрации поваренной соли в водном растворе.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 5660-В89. Деп. от 30 августа 1989 г.