

УДК 621.396

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН К ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОТЯЖЕННЫХ РАДИОТРАСС

В. И. Куркин, И. И. Орлов, В. Н. Попов

В рамках метода нормальных волн предложен способ учета влияния магнитного поля Земли на затухание КВ сигналов при распространении на протяженных радиотрассах. Проведена количественная оценка эффективности возбуждения волновода Земля — ионосфера вертикальными синфазными решетками из элементарных магнитных диполей.

Одной из наиболее важных задач в проблеме возбуждения и распространения КВ сигналов является определение условий, наиболее благоприятных для радиосвязи. В реальной ситуации количество факторов, существенно влияющих на эти условия, весьма велико. В настоящей статье в модельной постановке задачи (сферически симметричный волновод Земля — ионосфера) анализируется роль проводимости подстилающей поверхности, магнитного поля Земли и характеристик излучателя. Рассмотрение проводится на основе метода нормальных волн, одним из достоинств которого является возможность исследования задач возбуждения и распространения радиоволн в рамках единой проблемы. Этот факт весьма важен, поскольку требования, предъявляемые к передающим системам, должны формулироваться на основе физических представлений о процессе распространения радиоволн.

В работах [1, 2] на основе изучения характеристик нормальных волн (затухания, группового времени распространения, дисперсии) в изотропном волноводе Земля — ионосфера был предложен механизм формирования сигналов на протяженных трассах. Определяющим в таком механизме являются кривизна волновода Земля — ионосфера и конечная проводимость поверхности Земли. Первый фактор приводит к тому, что излучатель, расположенный вблизи поверхности Земли, слабо возбуждает нормальные волны наземного волновода, второй — к затуханию волн наземного волновода. Таким образом, на большом удалении от передатчика «выживают» волны граничной группы, которые с одной стороны, в достаточной степени возбуждаются излучателем, с другой, — слабо затухают. Отсюда, естественно, следует критерий эффективности передающей антенны: с точки зрения дальнего распространения наиболее эффективна та антенна, которая в максимальной степени возбуждает пакет волн, указанный выше.

В изотропном волноводе Земля — ионосфера возможно распространение двух типов волн (электрического и магнитного). Потери энергии их в ионосферной плазме одинаковы, в то время как затухание за счет потерь энергии в земле сильно различается. Однако при распространении в анизотропном волноводе между волнами электрического и магнитного типов происходит непрерывная перекачка энергии. Поэтому для расчета затухания нормальных волн необходим учет магнитного поля Земли. Решение задачи о распространении КВ сигналов в анизотропном волноводе, удобное для практических приложений, в настоящее время не найдено. Ниже изучение влияния магнитного поля на за-

тухание сигналов проводится феноменологически с использованием решений для изотропной модели волновода.

Удобной характеристикой для анализа влияния указанных выше факторов на возбуждение и затухание сигналов является усредненный по времени полный поток энергии излучения через вертикальное сечение волновода Земля — ионосфера:

$$S(\theta) = \frac{c}{8\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_a^{r_0} \operatorname{Re} [E(r, \theta) H^*(r, \theta)]_0 r \sin \theta dr. \quad (1)$$

Здесь r_0 — максимальная координата точек поворота в ионосфере для слабопросачивающихся нормальных волн. Азимутально симметричные источники возбуждают в изотропном сферическом волноводе поля, которые описываются потенциалами Герца $U^e(r, \theta)$ и $U^m(r, \theta)$. Выражения для них в точке наблюдения, расположенной вдали от излучателя и его антипода, записываются в виде [3]

$$U^{e,m}(r, \theta) \approx \sum_{n=n_1}^{n_m} \frac{A_n^{e,m}}{y \sqrt{\sin \theta}} R_n^{e,m}(y) \frac{\exp [i(\nu_n^{e,m} \theta - \omega t)]}{\sqrt{\gamma_n^{e,m}}}. \quad (2)$$

Здесь $y = r/a$, a — радиус Земли, $A_n^{e,m}$ — коэффициенты, характеризующие интенсивность волны номера n электрического (e) и магнитного (m) типов и зависящие от характеристик излучателя, $R_n^{e,m}(y)$ и $\nu_n^{e,m} = k_0 a \gamma_n^{e,m} + i \gamma_{2n}^{e,m}$ — собственные функции и собственные значения радиального оператора, $k_0 = \omega/c$. Мнимые части собственных значений $\gamma_{2n}^{e,m}$ определяют затухание волны соответствующего типа по мере распространения вдоль волновода. Пределы суммирования в (2) равны соответственно минимальному и максимальному номерам в группе эффективно возбуждаемых и слабопросачивающихся сквозь ионосферу нормальных волн.

Используя связь полей $E(r, \theta)$ и $H(r, \theta)$ с потенциалами Герца [4], запишем выражения для потока $S(\theta)$ в виде

$$S(\theta) = S^e(\theta) + S^m(\theta) = \sum_{n=n_1}^{n_m} [S_n^e(0) \exp(-2\gamma_{2n}^e \theta) + S_n^m(0) \exp(-2\gamma_{2n}^m \theta)], \quad (3)$$

где $S_n^{e,m}(0) = \frac{c(k_0 a)^4 |A_n^{e,m}|^2 (\gamma_n^{e,m})^2}{4}$. Таким образом, в изотропном волноводе поток энергии, переносимой волной номера n , равен сумме двух составляющих ($S_n^e(\theta)$ и $S_n^m(\theta)$), которые независимы и затухают каждая по своему закону.

Будем предполагать, что в реальном анизотропном волноводе при каждом фиксированном θ выполняется равенство $S_n(\theta) = S_n^e(\theta) + S_n^m(\theta)$. Однако в этом случае изменение потока энергии какой-либо составляющей волны будет обусловлено как потерями энергии в Земле и в ионосфере, так и перекачкой энергии в другой тип. При этом будем считать, что наиболее сильная трансформация происходит между волнами разных типов с одинаковыми номерами. Только этот эффект мы в дальнейшем и будем учитывать. Примем, что доля энергии волны, трансформирующейся в другой тип, пропорциональна потоку энергии исходного типа волны и угловой дальности $\Delta\theta$ ($\Delta S_n^i = 2\beta_n^i S_n^i \Delta\theta$, β_n^i — коэффициент пропорциональности, $i = e$ или m). По определению,

величина $\beta_n^i = 1/\theta_n^i$ обратно пропорциональна угловой дальности, на которой поток энергии i -й составляющей уменьшится в e^2 раз за счет трансформации в другой тип волны. Тогда полное изменение составляющих потока энергии волны номера n при смещении на угол $\Delta\theta$ можно записать в матричном виде:

$$\Delta\tilde{S}_n(\theta) = -2\Delta\theta B_n \tilde{S}_n(\theta), \quad \text{где } B_n = \begin{pmatrix} \nu_{2n}^e + \beta_n^e & -\beta_n^m \\ -\beta_n^e & \nu_{2n}^m + \beta_n^m \end{pmatrix}$$

и $\tilde{S}_n(\theta)$ — столбец, составленный из величин $S_n^e(\theta)$ и $S_n^m(\theta)$. Переходя здесь к пределу при $\Delta\theta \rightarrow 0$ и решая полученное дифференциальное уравнение, найдем

$$\tilde{S}_n(\theta) = \exp(-2B_n\theta) \tilde{S}_n(0). \quad (4)$$

Здесь

$$e^{-2B_n\theta} = \frac{e^{-(\nu_- + \beta_-)\theta}}{k} \times \\ \times \begin{pmatrix} k \operatorname{ch} k\theta - (\nu_- + \beta_-) \operatorname{sh} k\theta & 2\beta_n^m \operatorname{sh} k\theta \\ 2\beta_n^e \operatorname{sh} k\theta & k \operatorname{ch} k\theta + (\nu_- + \beta_-) \operatorname{sh} k\theta \end{pmatrix},$$

$$\nu_{\pm} = \nu_{2n}^e \pm \nu_{2n}^m, \quad \beta_{\pm} = \beta_n^e \pm \beta_n^m, \quad k = \sqrt{(\beta_- + \nu_-)^2 + 4\beta_n^e \beta_n^m}.$$

На достаточно большом удалении от излучателя ($(\beta_n^e + \beta_n^m)\theta \gg 1$) при условии, что трансформация волны из одного типа в другой идет с большей скоростью, чем затухание за счет потерь энергии в Земле и в ионосфере ($\beta_n^e \gg \nu_{2n}^e$, $\beta_n^m \gg \nu_{2n}^m$), выражение (4) принимает вид

$$\tilde{S}_n(\theta) = \exp[-2(p_n^e \nu_{2n}^e + p_n^m \nu_{2n}^m)\theta] \times \\ \times \begin{pmatrix} p_n^e & p_n^e \\ p_n^m & p_n^m \end{pmatrix} \tilde{S}_n(0). \quad (5)$$

Здесь

$$p_n^e = \left(1 + \frac{\beta_n^e}{\beta_n^m}\right)^{-1} = \frac{\theta_n^e}{\theta_n^e + \theta_n^m}, \quad p_n^m = \left(1 + \frac{\beta_n^m}{\beta_n^e}\right)^{-1} = \frac{\theta_n^m}{\theta_n^e + \theta_n^m}$$

равны доле времени распространения волны в соответствующем состоянии. Явные выражения для этих величин можно получить лишь при решении задачи о распространении волн в анизотропном волноводе, однако предположение о равенстве коэффициентов трансформации из одного типа в другой сразу дает $p_n^e = p_n^m = 1/2$. Полный поток энергии в этом случае записывается в виде

$$S(\theta) = \sum_{n=1}^{n_m} [S_n^e(0) + S_n^m(0)] \exp[-(\nu_{2n}^e + \nu_{2n}^m)\theta]. \quad (6)$$

При этом величины $S_n^{e,m}(0)$ так же, как и в изотропном случае, определяются только характеристиками излучателя.

Сравнение выражений (3) и (6) показывает, что на протяженных радиотрассах роль магнитного поля Земли можно учесть, введя эффективный показатель поглощения $\tilde{\nu}_{2n} = (\nu_{2n}^e + \nu_{2n}^m)/2$, одинаковый для волн обоих типов.

Формулу (6) будем использовать для изучения эффективности возбуждения волновода Земля — ионосфера вертикально расположенными

синфазными решетками из элементарных магнитных диполей. Решетки расположены вблизи поверхности Земли, радиальная координата нижнего диполя b , расстояние между диполями d . Электрические свойства подстилающей поверхности соответствуют средневлажной земле. Выражение для коэффициентов $S_n^m(0)$ в этом случае имеет следующий вид [5]:

$$S_n^m(0) = \frac{3\pi P}{2k_0 a} \gamma_n^2 \left| \sum_{l=1}^N \frac{R_n^m(y_l)}{y_l^2} \right|^2, \quad (7)$$

где P — мощность, излучаемая одним диполем в свободном пространстве, $y_l = \frac{b + (l-1)d}{a}$, N — число диполей в решетке.

При проведении численных расчетов использовались модели профилей электронной концентрации и частоты соударений, описанные в [2]. Мощность, излучаемая соответствующими решетками в вакууме, считалась равной 1 кВт.

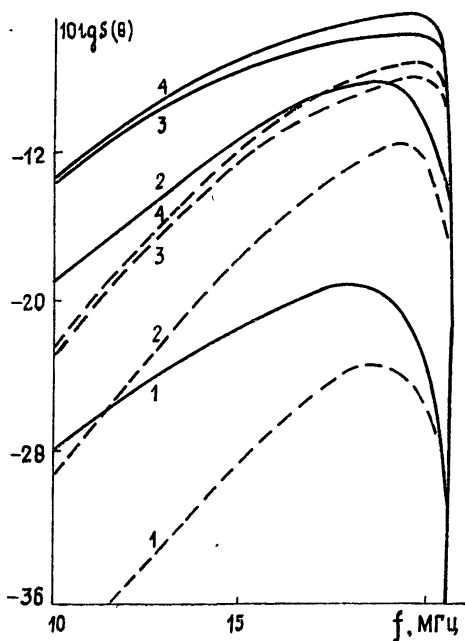


Рис. 1.

На рис. 1 приведены частотные зависимости полного потока энергии S на дальностях 4, 5 (сплошные линии) и 9 (пунктир) тыс. км. Кривые 1, 2 и 4 относятся к излучателям, для которых $h_1 = (y_1 - 1)a = 10$ м и число диполей $N = 1, 4$ и 8 соответственно, кривая 3 — к решетке с $h_1 = 50$ м, $N = 4$. Видно, что частотные зависимости потока энергии S характеризуются наличием одного максимума. Этот факт обусловлен следующими величинами. На низких частотах велико затухание нормальных волн за счет потерь энергии в Земле и в ионосфере, на высоких частотах $S(\theta)$ падает вследствие просачивания волн сквозь ионосферу. Из сравнения кривых 1, 2 и 4 следует, что с увеличением числа диполей в решетке эффективность возбуждения волновода возрастает. Это объясняется тем, что, во-первых, увеличивается доля энергии излучения, захваченной в волновод Земля — ионосфера, во-вторых, более эффективно возбуждаются слабозатухающие нормальные волны с $n \approx n_1$. С другой стороны, видно, что решетки с $N = 8$, $h_1 = 10$ м

и с $N = 4$, $h_1 = 50$ м возбуждают волновод почти одинаково, т. е. диполи, расположенные низко над поверхностью Земли, дают малый вклад в поток энергии на большом удалении от излучателя.

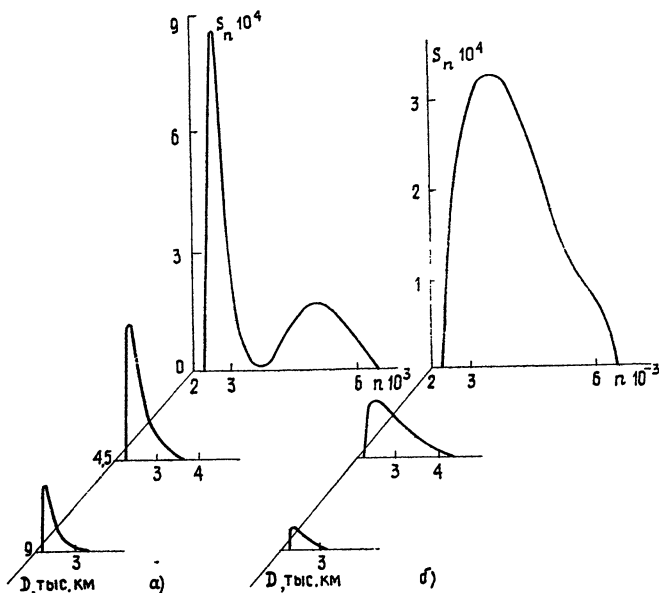


Рис. 2.

Последний факт более ярко иллюстрируется рис. 2, где приведены распределения $S_n(\theta)$ в зависимости от номера волны на разных дальностях. Рис. 2а относится к антенне с $N = 4$, $h_1 = 50$ м и рис. 2б — к решетке с $N = 4$, $h_1 = 10$ м. Видно, что решетка, расположенная вблизи поверхности Земли, в большей степени возбуждает волны с большими номерами, которые сильно затухают при распространении вдоль волновода. Поэтому она менее эффективна, чем приподнятая антенна.

Таким образом, рассмотрение задач возбуждения и распространения КВ сигналов в едином подходе на основе метода нормальных волн позволяет сформулировать требования к передающим антеннам с точки зрения дальней радиосвязи и количественно оценить эффективность той или иной антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Орлов И. И., Попов В. Н. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1972, ч. 1, с. 355.
2. Орлов И. И., Парфенов Ю. В., Попов В. Н. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. — М.: Наука, 1975, вып. 35, с. 66.
3. Куркин В. И., Орлов И. И., Попов В. Н. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. — М.: Наука, 1978, вып. 44, с. 14.
4. Vrethmer H. Terrestrial Radio Waves. — Amsterdam: Els. Publ. Comp., 1949.
5. Куркин В. И., Орлов И. И., Попов В. Н., Хахинов В. В. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. — М.: Наука, 1980, вып. 51, с. 14.

Сибирский институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
СО АН СССР

Поступила в редакцию
29 апреля 1980 г.

NORMAL WAVE METHOD APPLICATION FOR THE INVESTIGATION OF EXTENT RADIO PATH'S

V. I. Kurkin, I. I. Orlov, V. N. Popov

In the frames of normal wave method a technique is suggested for taking into account an effect of the Earth magnetic field on damping of high-frequency signals when propagating on extent radio paths. A quantitative estimation is made of the efficiency of Earth—ionosphere waveguide excitation by vertical synphase lattices of elementary magnetic dipoles.