

УДК 550.388.3

## ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРА АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ШУМОВОГО ФОНА В ДИАПАЗОНЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

*П. П. Беляев, С. В. Поляков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц*

Разработана теория формирования резонансной структуры спектра (РСС) ультранизкочастотного (УНЧ) магнитного поля, наблюдаемой в диапазоне частот  $F = (0,1 \div 10)$  Гц и проявляющейся в виде чередования максимумов и минимумов спектра с частотным интервалом  $\Delta F = (0,5 \div 2,5)$  Гц. В теоретической модели учтена сферичность земли, а также анизотропия и неоднородность ионосферы. Показано, что к РСС приводит резонансная частотная зависимость адмитанса ионосферы за счет возбуждения колебаний в ионосферном альфвеновском резонаторе. Рассчитано планетарное распределение тангенциальных компонент магнитного поля, генерируемых вертикальным грозовым разрядом. Показано, что резонансную структуру спектра имеет компонент магнитного поля, соответствующий направлению на источник по дуге большого круга, причем параметры РСС определяются структурой ионосферы в районе точки наблюдения (локальность). Развитая теория позволяет объяснить основные экспериментальные факты.

1. В работах [1-3] изложены результаты экспериментальных исследований структуры спектра регулярного шумового фона магнитной компоненты электромагнитного поля в диапазоне частот  $F = (0,1 \div 10)$  Гц. Основным результатом этих работ состоит в обнаружении и детальном исследовании резонансной структуры усредненных спектров (усреднение по примерно 100 независимым спектральным реализациям), которая, наряду с шумановским резонансом [6], является фундаментальной характеристикой ультранизкочастотных (УНЧ) электромагнитных шумов. Обсуждаемая резонансная структура спектра (РСС) проявляется в виде чередования максимумов и минимумов спектра с частотным интервалом  $\Delta F \simeq (0,5 \div 2,5)$  Гц. Глубина модуляции спектра достигает 50%. Сформулируем основные результаты экспериментальных исследований параметров РСС:

— РСС тангенциальных компонентов магнитного поля наблюдается регулярно по крайней мере в ночных условиях;

— частотный интервал  $\Delta F$  РСС имеет характерный суточный ход,  $\Delta F$  максимален в ночные часы и резко уменьшается утром и вечером;

— суточный ход  $\Delta F$  четко коррелирует с суточным ходом  $f_0^{-1}$ ,  $f_0$  — критическая частота слоя  $F$  в районе пункта наблюдения (локальность РСС);

— глубина модуляции спектра максимальна в ночные часы, резко уменьшается утром и вечером, днем РСС наблюдается очень редко;

— РСС наблюдается, как правило, в одном из двух ортогональных компонентов тангенциального магнитного поля;

— регулярный шумовой фон, содержащий РСС, имеет, по-видимому, грозовую природу.

В работе [2] отмечалось, что наиболее естественной и вероятной причиной формирования РСС является влияние ионосферного альфвеновского резонатора (ИАР) [4, 5] на распространение электромагнитных полей от грозовых очагов. Расстояние между собственными частотами

тами ИАР и их суточный ход соответствуют величине и суточному ходу частотного интервала  $\Delta F$  РСС [2].

Целью настоящей работы является разработка теоретической модели формирования РСС, учитывающей сферичность Земли, анизотропию и неоднородность ионосферы, а также конечную проводимость Земли.

2. С точки зрения теории распространения электромагнитных волн диапазона  $F = (0,1 \div 10)$  Гц наиболее важная качественная особенность околоземной среды состоит в существовании трех областей (по высоте) нарушения геометрической оптики: на поверхности земли, в нижней ионосфере и в области выше максимума  $F$ -слоя ионосферы на спаде электронной концентрации. Эта особенность определяет одновременное существование волновода (резонатора) Земля—ионосфера (в полости Земля—ионосфера), а также ионосферного альфвеновского резонатора (ИАР) и ионосферного магнитозвукового волновода (ИМВ) (в верхней ионосфере). Рассмотрим плоскостную модель среды с вертикальным магнитным полем, направленным по оси  $z$ . На уровне  $z=0$  расположена поверхность земли;  $0 < z < h$  — вакуумный промежуток ( $h \simeq 60$  км);  $h < z < h_1$  — нижняя ионосфера ( $h_1 \simeq 200$  км). Нижнюю ионосферу мы будем моделировать в виде листа с тензором поверхностной проводимости  $\hat{\Sigma}$ :

$$\hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} -\sum_P & \sum_H \\ \sum_H & \sum_P \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $\sum_P$ ,  $\sum_H$  — интегральные педерсеновская и холловская проводимости. Такое представление оправдано, когда оптическая толщина  $\tau$  нижней ионосферы меньше единицы. Оценки показывают, что в условиях среднеширотной ночной ионосферы  $\tau < 1$  при  $F < 20$  Гц, а для дневной ионосферы  $\tau < 1$  при  $F < 0,2$  Гц. Напомним, что РСС наблюдается, как правило, ночью.

Электромагнитные поля в верхней ионосфере ( $z > h_1$ ) будем описывать в рамках магнитной гидродинамики. Зададим следующую модель альфвеновского показателя преломления:

$$n^2 = n_A^2 \{ \varepsilon^2 + \exp[-2(z-h_2)/L] \}, \quad z > h_2, \quad (2)$$

$$n^2 = n_A^2 (1 + \varepsilon^2), \quad h_1 < z < h_2.$$

Здесь  $n_A(1 + \varepsilon^2)$  — альфвеновский показатель преломления в максимуме  $F$ -слоя ионосферы,  $n_A \simeq (1 \div 2) \cdot 10^3$ ,  $h_2 \simeq (300 \div 400)$  км,  $L \simeq (100 \div 300)$  км,  $\varepsilon^2 \simeq 10^{-2} \div 10^{-3}$ . В работе [5] рассчитан коэффициент отражения альфвеновской волны при падении волны снизу на полупространство  $z > h_2$ . Согласно [5]

$$R = |R| e^{i\varphi}, \quad |R| = 1 - \pi \varepsilon k_A L, \\ \varphi = 2(k_A L - \pi/4). \quad (3)$$

Здесь  $k_A = n_A k_0$ ,  $k_0 = 2\pi F/c$ . Формула (3) справедлива при выполнении неравенств

$$k_A L \gg 1, \quad (\pi/2) \varepsilon k_A L \ll 1. \quad (4)$$

Импеданс полупространства  $z > h_2$  связан с коэффициентом отражения (3) соотношением

$$Z = \frac{Z_0}{n_A} \frac{1 + R}{1 - R} = Y^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $Z_0$  — импеданс вакуума,  $Y$  — адмитанс. Входной импеданс полупространства  $z > h_1$  можно вычислить, используя (2), (5) и формулы пересчета импедансов [8]. На нижнем крае рассматриваемого диапазо-

на, когда оптическая толщина слоя  $h_1 < z < h_2$  мала, для оценок импеданса полупространства  $z > h_1$  можно использовать формулу (5). В дальнейшем нас, в основном, будет интересовать спектр УНЧ шумового фона на поверхности Земли, создаваемого дальними грозами (тысячи километров и более). В этом случае характерный горизонтальный масштаб части поля, связанной с распространением в полости Земля—ионосфера, порядка расстояния до источника и существенно превышает длину волны в ионосфере. При этом, очевидно, импедансы верхней ионосферы для альфвеновской и магнитозвуковой волн совпадают (5). Сказанное справедливо для случая вертикального магнитного поля. При наклонном магнитном поле возможна трансформация волн при отражении и импеданс верхней ионосферы имеет матричный вид. Этот вопрос требует специального исследования.

Учтем влияние нижней ионосферы. Положим, что горизонтальное электрическое поле непрерывно на оптически тонкой нижней ионосфере, тогда для магнитного поля справедливы соотношения

$$\begin{aligned} H_x(h) - H_x(h_1) &= \sum_{\text{H}} E_x - \sum_{\text{P}} E_y, \\ H_y(h) - H_y(h_1) &= \sum_{\text{P}} E_x + \sum_{\text{H}} E_y. \end{aligned} \quad (6)$$

В рассматриваемом случае вертикального магнитного поля без ограничения общности можно рассмотреть зависимость полей от горизонтальных координат в виде  $\exp(ik_x x)$ .

Граничные условия на верхней ионосфере (полупространство  $z > h_1$ ) в импедансном приближении имеют вид

$$\frac{E_x(h_1)}{H_y(h_1)} = - \frac{E_y(h_1)}{H_x(h_1)} = Z = Y^{-1}. \quad (7)$$

Соотношения (6) с учетом (7) принимают вид

$$\begin{aligned} H_x(h) &= Y_2 E_x(h) - Y_1 E_y(h), \\ H_y(h) &= Y_1 E_x(h) + Y_2 E_y(h). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $Y_2 = \sum_{\text{H}}$ ,  $Y_1 = \sum_{\text{P}} + Y$ ,  $\sum_{\text{P}} \simeq \sum_{\text{H}}$ .

3. В работе [7] построено решение задачи распространения электромагнитных волн в сферической полости Земля—ионосфера, возбуждаемых вертикальным электрическим диполем. Ионосфера и Земля в [7] моделируются сферически симметричными импедансными стенками; анизотропия ионосферы учитывается введением матричного адмитанса. Получены обозримые аналитические результаты в приложении к ОНЧ диапазону с использованием представления решения в виде ряда по нормальным волнам. В данном разделе мы рассмотрим аналогичную задачу, только в диапазоне частот ниже первого шумановского резонанса ( $F < 8$  Гц), когда электромагнитное поле в полости Земля—ионосфера имеет квазистатический характер. Это обстоятельство, как будет видно из дальнейшего, позволяет значительно продвинуться вперед по сравнению с [7]. Рассмотрим сферически симметричную модель, содержащую идеально проводящую землю ( $r < a$ ), вакуумную полость ( $a < r < d$ ) и ионосферу ( $r > d$ ). Используем сферическую систему координат  $(r, \theta, \varphi)$ . В точке  $\theta = 0$ ,  $r = b$  ( $a < b < d$ ) расположен вертикальный электрический диполь с моментом  $Il$ . Аналогично [7] введем потенциалы  $U$  и  $V$ , соответствующие радиальным компонентам электрического и магнитного вектора Герца. В случае азимутальной симметрии ( $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ ) электромагнитные поля в полости  $a < r < d$  связаны с потенциалами  $U$  и  $V$  соотношениями

$$E_r = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k_0^2 \right) (Ur), \quad H_r = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k_0^2 \right) (Vr),$$

$$E_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial r} (Ur), \quad H_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial r} (Vr), \quad (9)$$

$$E_{\varphi} = -\frac{i\omega\mu_0}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Vr), \quad H_{\varphi} = \frac{i\varepsilon_0\omega}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Ur).$$

В квазистатическом пределе ( $k_0a \ll 1$ ) потенциалы  $U$  и  $V$  в полости  $a < r < d$  должны удовлетворять уравнениям

$$\Delta U = \frac{Il\delta(r-b)\delta(\theta)}{2\pi i\omega\varepsilon_0 br^2 \sin\theta}, \quad \Delta V = 0. \quad (10)$$

Граничные условия на идеально проводящей земле ( $r=a$ )

$$V|_{r=a} = 0, \quad \left. \frac{\partial(Ur)}{\partial r} \right|_{r=a} = 0. \quad (11)$$

На ионосфере зададим матрицу поверхностного адмитанса

$$H_{\theta} = Y_{\theta\theta}E_{\theta} + Y_{\theta\varphi}E_{\varphi}, \quad (12)$$

$$H_{\varphi} = Y_{\varphi\theta}E_{\theta} + Y_{\varphi\varphi}E_{\varphi}.$$

Будем полагать вначале, что компоненты матрицы поверхностного адмитанса не зависят от  $\theta$  и  $\varphi$  (сферическая симметрия). Поскольку вертикальный размер ИАР существенно меньше радиуса Земли, для оценок компонентов адмитанса мы будем использовать результаты предыдущего раздела. В частности, для модели с радиальным сферически симметричным магнитным полем

$$Y_{\theta\theta} = Y_{\varphi\varphi} = Y_2, \quad Y_{\theta\varphi} = -Y_{\varphi\theta} = Y_1. \quad (13)$$

Здесь  $Y_1$  и  $Y_2$  определены формулами (8).

Граничные условия на ионосфере (12) с учетом (9) можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial r} (Vr) = Y_{\theta\theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ur) - Y_{\theta\varphi} i\mu_0\omega (Vr), \quad (14)$$

$$i\varepsilon_0\omega (Ur) = Y_{\varphi\theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ur) - Y_{\varphi\varphi} i\mu_0\omega (Vr).$$

Выпишем общие решения однородных уравнений (10) [9]:

$$U_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ A_n \left( \frac{r}{a} \right)^n + B_n \left( \frac{r}{a} \right)^{-n-1} \right] P_n(\cos\theta), \quad (15)$$

$$V_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ M_n \left( \frac{r}{a} \right)^n + N_n \left( \frac{r}{a} \right)^{-n-1} \right] P_n(\cos\theta).$$

Здесь  $P_n(\cos\theta)$  — ортогональные полиномы Лежандра. Частное решение неоднородного уравнения (10), имеющее требуемую особенность на источнике [7],

$$U_H = -\frac{Il}{4\pi i\varepsilon_0\omega} \frac{1}{bR} = C \frac{b}{R}. \quad (16)$$

Здесь  $\tilde{R}^2 = r^2 + b^2 - 2rb \cos \theta$ . Общее решение —  $U = U_0 + U_H$ . Далее, используя представление [9]

$$\frac{1}{R} = \begin{cases} \frac{1}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r}{b}\right)^n P_n(\cos \theta), & r < b \\ \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{b}{r}\right)^n P_n(\cos \theta), & r > b \end{cases}, \quad (17)$$

решения уравнений Лапласа (15), (16), граничные условия (11), (14) и ортогональность полиномов Лежандра, можно получить систему линейных уравнений для нахождения констант  $A_n, B_n, M_n, N_n$ . Опуская громоздкие промежуточные выкладки, сразу выпишем приближенные решения указанной системы уравнений:

$$B_n = CD^{-1}[(1 + ik_0 h Y'_{\theta\varphi}) (ik_0 h - Y'_{\varphi\theta}) + ik_0 h Y'_{\theta\theta} Y'_{\varphi\varphi}],$$

$$M_n = -CD^{-1} Y'_{\theta\theta} \frac{ik_0 a}{n+1},$$

$$A_n = \frac{n}{n+1} B_n - C, \quad N_n = -M_n,$$

(18)

$$D = (1 + ik_0 h Y'_{\theta\varphi}) \left( \frac{ik_0 a}{n+1} - Y'_{\varphi\theta} \frac{nh}{a} \right) + ik_0 h Y'_{\theta\theta} Y'_{\varphi\varphi} nha^{-1}.$$

Здесь и далее  $Y' = Z_0 Y$ . При получении (18) использовано очевидное неравенство  $h \ll a$ . При выполнении неравенств

$$\left| \frac{k_0 a^2}{h Y'_{\varphi\theta}} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{Y'_{\varphi\theta} (1 + ik_0 h Y'_{\theta\varphi})}{k_0 h Y'_{\theta\theta} Y'_{\varphi\varphi}} \right| \gg 1 \quad (19)$$

формулы (18) упрощаются настолько, что ряды для электромагнитных полей (9), (15), (18) в отдельных случаях удается просуммировать. В частности, тангенциальные компоненты магнитного поля на земле выражаются формулами

$$H_\varphi = -\frac{Il}{4\pi ah} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n(\cos \theta) \right] = \frac{Il}{4\pi ah} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}; \quad (20)$$

$$H_\theta = \frac{Y_{\theta\theta} H_\varphi}{Y_{\varphi\theta} (1 + ik_0 h Y'_{\theta\varphi})}. \quad (21)$$

В формулу для  $H_\varphi$  не входят компоненты матрицы адмитанса ионосферы, более того, можно показать, что формула (20) совпадает с выражением для  $H_\varphi$  в случае ионосферы как идеально проводящей стенки. В квазистатическом пределе  $\omega \rightarrow 0$ , точнее говоря, при выполнении неравенства

$$k_0 h Y'_{\theta\varphi} \ll 1 \quad (22)$$

отношение  $H_\theta/H_\varphi = Y_{\theta\theta}/Y_{\varphi\theta}$ . Неравенство (22) является более сильным, чем второе из неравенств (19), поскольку согласно (8), (13)  $|Y_1| > |Y_2|$ . Интересно отметить, что квазистатический предел отношения  $H_\theta/H_\varphi$  прямо следует из граничных условий на ионосфере (12), если с самого начала пренебречь вихревым электрическим полем  $E_\varphi$ . При

выполнении неравенств (19) и при  $\theta \ll 1$  формулы (20), (21) переходят в соответствующие формулы для плоско-слоистой модели ионосферы [2].

4. Рассмотрим физический смысл неравенств (19), при которых в квазистатическом приближении ( $k_0 a < 1$ ) получены простые аналитические формулы (20), (21) для магнитного поля грозовых разрядов. Для этого запишем импедансы  $Z_{TH}, Z_{TE}$  полупространства  $z < h$  для полей различных типов поляризации ( $TH, TE$ ). В плоскослоистом приближении, используя зависимость полей от горизонтальных координат в виде  $\exp(ik_{\perp} x)$ , несложно получить

$$Z_{TH} = Z_0 \frac{ix}{k_0} \operatorname{tg} \kappa h, \quad Z_{TE} = -Z_0 \frac{ik_0}{\kappa} \operatorname{tg} \kappa h. \quad (23)$$

Здесь  $\kappa = \sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}$ ,  $Z_0 = 120 \pi$  Ом — импеданс вакуума. Полагая  $k_{\perp} \sim a^{-1}$  и используя  $h \ll a$ , из сравнения первого неравенства (19) с (23) видим, что оно может быть переписано в виде

$$(Y_{\varphi\theta})^{-1} \ll Z_{TH}. \quad (24)$$

Это неравенство имеет ясный физический смысл. Для поля  $TH$ -поляризации ионосфера в первом приближении является идеальной металлической стенкой, поскольку ее импеданс  $(Y_{\varphi\theta})^{-1}$  много меньше импеданса полупространства  $z < h$ . Далее аналогично можно получить  $Z_{TE} \simeq -ik_0 h Z_0$ , т. е.  $E_{\varphi} = -ik_0 h Z_0 H_{\theta}$ . Подставляя это соотношение в граничные условия (12), получаем, что второе из неравенств (19) можно записать в виде

$$Y_{\varphi\varphi} E_{\varphi} \ll Y_{\varphi\theta} E_{\theta}. \quad (25)$$

Это неравенство означает, что трансформацией поля  $TE$ -поляризации в поле  $TH$ -поляризации можно пренебречь. Обратная трансформация при этом, вообще говоря, может быть значительной. Физический смысл этого факта, по-видимому, состоит в следующем. Компоненты полей  $E_{\theta}$  и  $H_{\varphi}$  представляют собой квазиэлектростатическую часть поля, а компоненты  $E_{\varphi}$ ,  $H_{\theta}$  — квазимагнитоэлектростатическую, т. е.  $E_{\varphi}/H_{\theta} \rightarrow 0$  при  $\omega \rightarrow 0$ . При выполнении неравенства (22) мы можем пренебречь в граничных условиях (12) всеми членами, содержащими вихревое электрическое поле  $E_{\varphi}$ . Из сказанного следует простая физическая картина формирования магнитного поля от грозового разряда. Разряд генерирует электромагнитное поле  $TH$ -поляризации ( $H_{\varphi}$ ,  $E_{\theta}$ ,  $E_r$ ), для которого при выполнении неравенств (19) ионосферу можно считать идеальной металлической стенкой. Гиротропная ионосфера за счет холловских токов трансформирует это поле в квазимагнитоэлектростатическое поле  $TE$ -поляризации, которое, грубо говоря, содержит только магнитный компонент. При выполнении неравенства (22) все токи (и вихревые, и потенциальные), текущие в ионосфере, определяются только компонентом квазиэлектростатического поля  $E_{\theta}$ .

Теперь допустим, что ионосфера горизонтально неоднородна. Для того чтобы локально были справедливы импедансные граничные условия (12), необходимо, чтобы горизонтальный масштаб неоднородности  $l_1$  существенно превышал длину волны  $\lambda_A$  ( $\lambda = \lambda/2\pi$ ) в ионосфере. Очевидно, что если при этом неравенства (19) справедливы на всей ионосфере, то поле  $H_{\varphi}$  по-прежнему будет определяться формулой (20). Далее, используя соотношение

$$E_{\varphi} = -ik_0 h Z_0 H_{\theta}, \quad (26)$$

которое справедливо при  $l_1 \gg h$ , граничные условия (12) и неравенства (19), для  $H_{\theta}$  на уровне  $z = h$  получаем формулу (21). Теперь можно по магнитоэлектростатическим формулам пересчитать это поле на Землю ( $z = 0$ ), однако очевидно, что при  $l_1 \gg h$  поле  $H_{\theta}$  практически не изменится.

5. Развитые в настоящей работе представления позволяют объяснить основные свойства резонансной структуры спектра. Сделаем не-

которые оценки. Для оценок опустим второй член в знаменателе выражения (21), роль которого уменьшается с уменьшением частоты. В этом случае, используя (5), (8), (13), отношение  $H_\theta/H_\varphi$  можно записать в виде

$$\frac{H_\theta}{H_\varphi} = \frac{\Sigma_H/\Sigma_W}{\Sigma_P/\Sigma_W + (1-R)/(1+R)}. \quad (27)$$

Здесь  $\Sigma_W = n_A/Z_0$  — волновая проводимость  $F$ -слоя. В ночной ионосфере  $\Sigma_P/\Sigma_W \simeq 0,1$ ,  $\Sigma_H/\Sigma_P \simeq (1 \div 3)$ . Функция  $(1-R)/(1+R)$  за счет влияния ИАР носит резонансный характер и, согласно (3), в зависимости от  $\varphi$  меняется в пределах

$$\frac{\pi \epsilon k_A L}{2} \leq \left| \frac{1-R}{1+R} \right| \leq \frac{2}{\pi \epsilon k_A L}. \quad (28)$$

Полагая  $n_A = 10^3$ ,  $L = 100$  км,  $\epsilon = 10^{-1}$ ,  $F = 1$  Гц, получаем  $0,3 \leq \left| \frac{1-R}{1+R} \right| \leq 3$ . При  $\Sigma_H/\Sigma_P = 2$  это соответствует изменениям  $H_\theta/H_\varphi$  в пределах  $0,08-0,5$ . Расстояние между максимумами (минимумами) резонансной структуры  $\Delta F$  определяется из условия  $\Delta\varphi = 2\pi$ , где  $\varphi$  — фаза коэффициента отражения  $R$  (3). Отсюда получаем  $\Delta F = c(2n_A L)^{-1} \simeq 1,5$  Гц. Полученные оценки соответствуют характеристикам резонансной структуры, наблюдаемой в эксперименте.

При увеличении электронной концентрации  $N_e$  в верхней ионосфере  $n_A$  растет  $\propto \sqrt{N_e}$ , т. е.  $\Delta F \propto (N_e)^{-1/2}$ . Отсюда следует  $\Delta F \propto f_0^{-1}$  ( $f_0$  — критическая частота  $F$ -слоя ионосферы), что согласуется с экспериментальными данными по суточному ходу  $\Delta F$ . Подчеркнем, что согласно развитым представлениям резонансная структура должна наблюдаться только в  $H_\theta$ -компоненте горизонтального магнитного поля (вдоль направления на источник). Если допустить существование только одного источника, то согласно вышеприведенным оценкам при специальной ориентации приемной антенны возможна очень сильная (практически до 100%) модуляция спектра. В действительности всегда существуют несколько эффективных источников (грозовых центров) и на приемной антенне смешиваются различные компоненты полей как обладающие, так и не обладающие резонансной структурой (в вышеизложенной терминологии  $H_\theta$  и  $H_\varphi$  соответственно). В проведенных экспериментах [1-3] одна магнитная антенна была ориентирована своей осью на африканский грозовой центр, а вторая (ортогональная первой) — на американский и австралийский. Если учесть, что поля различных грозовых центров как статистически независимых источников на определенной антенне складываются как  $\sqrt{H_1^2 + H_2^2 + \dots}$ , то отсюда становится понятным экспериментальный факт наблюдения РСС только в каком-либо одном из двух ортогональных компонентов горизонтального магнитного поля. В качестве примера рассмотрим антенну, ориентированную на африканский источник, магнитное поле которого на обсуждаемой антенне имеет РСС. Другие источники при измерениях на этой антенне должны иметь гладкий спектр. Для того, чтобы РСС наблюдалась в результирующем спектре, необходимо, чтобы амплитуда поля от африканского центра существенно превышала амплитуду поля других источников (см. закон сложения). В противном случае РСС будет наблюдаться на ортогональной антенне.

Рассмотрим область применимости формул (20), (21), определяемую неравенствами (19). В соответствии с приведенными выше оценками величины  $(1-R)/(1+R)$  и определением (5) компонента адмитанса ионосферы  $Y_1$  по спектру варьирует в пределах

$$Y_1' = Y_1 Z_0 \sim (0,3 \div 3) \cdot 10^3. \quad (29)$$

Отсюда, полагая  $h=60$  км,  $a \approx 6 \cdot 10^3$  км, для первого из неравенств (19) получаем оценку

$$\left| \frac{k_0 a^2}{h Y'_{\varphi\theta}} \right| \leq 4 F(\Gamma_{ц}) \cdot 10^{-2}. \quad (30)$$

Напомним, что используемая модель ионосферы пригодна только в ночных условиях. Для оценки адмитанса дневной ионосферы можно использовать экспоненциальную модель нижней ионосферы [10], в соответствии с которой

$$Y_1^{-1} \approx -k_0 l_2 Z_0 \ln(k_0 l_2). \quad (31)$$

Здесь  $l_2$  — высотный масштаб неоднородности нижней ионосферы ( $l_2 \approx 15$  км). Отсюда, полагая  $F=2$  Гц, получаем  $|Y_1'| \approx 2,5 \cdot 10^2$ , т. е. порядка минимального ночного значения. Таким образом, в области частот ниже первого шумановского резонанса первое из неравенств (19) выполняется как для дневной, так и для ночной ионосферы. Для выполнения второго неравенства (19) достаточно

$$|Y_2'| \ll |Y_1'|, \quad |k_0 h Y_1'| \geq 1. \quad (32)$$

Аналогично вышеизложенному для этих неравенств можно получить оценку  $|Y_2'|/|Y_1'| \leq 7 \cdot 10^{-2}$ ,  $k_0 h Y_1' \approx (0,3 \div 3) F(\Gamma_{ц})$ . Таким образом, все необходимые неравенства в рассматриваемом диапазоне частот выполняются с запасом примерно в десять раз.

Несколько слов о приближении идеально проводящей Земли. Поскольку первое неравенство (19) характеризует возможность использования модели ионосферы как идеально проводящей стенки для полн  $TH$ -поляризации, то очевидно, что для использования модели идеально проводящей Земли должно выполняться аналогичное неравенство с соответствующей заменой адмитанса. Это неравенство выполняется с еще большим запасом, поскольку типичный адмитанс Земли по крайней мере на порядок превышает адмитанс ионосферы.

Необходимо сделать оговорку по поводу использования модели земного магнитного поля  $H_0$ , которое не удовлетворяет уравнению  $\text{div } H_0 = 0$ . Эта модель является реалистичной только благодаря локальности эффекта. Локальность приводит к тому, что компонент поля  $H_\alpha$ , имеющий резонансную структуру, определяется величиной и ориентацией  $H_0$  только в районе точки наблюдения. Благодаря локальности существует само явление РСС, поскольку собственные частоты ИАР зависят от распределения электронной концентрации в ионосфере и от наклона земного магнитного поля и могут значительно отличаться в различных точках земного шара. Для локальности принципиальным является следующий факт. Как показано в настоящей работе, УНЧ поле  $H_\varphi$  в первом приближении не зависит от состояния ионосферы, которую при расчетах  $H_\varphi$  можно считать идеальной металлической стенкой. При этом тангенциальный компонент электрического поля  $E_\theta$  соответствующей ( $TH$ ) поляризации в нижней ионосфере определяется локальным значением адмитанса  $Y_{\varphi\theta}$ . Этот же компонент  $E_\theta$  за счет холловской проводимости является источником для УНЧ полей  $TE$ -поляризации и в частности  $H_\theta$ , содержащей РСС.

В соответствии с приведенными выше оценками второй член в знаменателе выражения (21) является существенным. С качественной точки зрения этот факт должен приводить к появлению двойной резонансной структуры с частотными интервалами  $\Delta F$  и  $\Delta F/2$ , что наблюдается и в эксперименте [3].

Для более подробного сопоставления теории и деталей эксперимента необходимы, по крайней мере, численные расчеты матрицы адмитанса для реальной ионосферы.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // В сб.: Модификация ионосферы мощным радиоизлучением. — М.: ИЗМИРАН, 1986. С. 140.
2. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // ДАН СССР. Т. 297. № 4. 1987. С. 840.
3. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 31. № 6. С. 663.
4. Поляков С. В. // Тезисы докладов симпозиума КАПГ по солнечно-земной физике. — М.: Наука, 1976. Ч. 3. С. 72.
5. Поляков С. В., Рапопорт В. О. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. № 5. С. 816.
6. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля—ионосфера. — Киев: Наукова думка. 1977. — 200 с.
7. Wait J. R. // Canadian J. Phys. 1963; V. 41. № 2. P. 299.
8. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973. — 343 с.
9. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. — М.: Гостехиздат, 1963. — 432 с.
10. Котик Д. С., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Тамойкин В. В. // В сб.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. — Апатиты, 1979. С: 114:

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
23 октября 1987 г.,  
после переработки  
20 мая 1988 г.

### THE THEORY OF FORMATION OF THE RESONANCE SPECTRUM STRUCTURE OF THE ATMOSPHERIC ELECTROMAGNETIC NOISE BACKGROUND IN THE RANGE OF SHORT-PERIOD GEOMAGNETIC PULSATIONS

*P. P. Belyaev, S. V. Polyakov, V. O. Rapoport, V. Yu. Trakhtengerts*

The paper develops the theory of formation of the resonance spectrum structure (RSS) of ultra-low-frequency (ULF) magnetic field observed in the frequency range  $F=(0,1\div 10)$  Hz and manifested itself in the form of alternating of the spectrum maxima and minima with the frequency interval of  $\Delta F=(0,5\div 2,5)$  Hz. The earth sphericity is taken into account in the theoretical model as well as the anisotropy and the ionosphere irregularity. It is shown that the resonance frequency dependence of the ionosphere admittance due to the oscillation excitation in the ionospheric Alfvén resonator leads to the RSS. The planetary distribution of the magnetic field tangential components being generated by the vertical thunderstorm discharge has been calculated. It is shown that the magnetic field component has the resonance spectrum structure which corresponds to the direction to the source over the arc of the large circle. The RSS parameters are defined by the ionospheric structure in the region of the observational point (locality). The theory developed permits one to explain the basic experimental data.

---