ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 11-12 *РАДИОФИЗИКА* *1992*

УДК 550.386

ИОНОСФЕРА КАК НАГРУЗКА ГЛОБАЛЬНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

В.В.Плоткин

С помощью векторного модового преобразования уравнений Максвелла рассмотрено возбуждение низкочастотной электрической моды в полости Земля - ионосфера с учетом проникновения полей в ионосферу и магнитосферу. Показано, что в зависимости от частоты ионосфера для атмосферных генераторов тока может проявлять свойства как проводника, так и изолятора. Проникновение атмосферных электрических полей от Земли в ионосферу может быть причиной соответствующих унитарных вариаций геофизических параметров.

Известно, что одной из причин корреляции физических процессов в различных оболочках Земли являются электромагнитные взаимодействия. В связи с этим хотелось бы отметить возможность проникновения глобальных электрических полей, существующих в атмосфере вблизи земной поверхности, в ионосферу и магнитосферу. На такую возможность указывают результаты работ [1 - 3], где выявлены суточные унитарные вариации ионосферных параметров и геомагнитного поля, похожие на известную унитарную вариацию атмосферного электрического поля Земли. Данная работа посвящена исследованию проникновения этого электрического поля от земной поверхности на большие высоты как возможной причины унитарных вариаций геофизических параметров. В отличие от ранних работ (см., например, [4, 5]) здесь будет учтен скин-эффект в анизотропной ионосфере и взаимодействие в ней электрической и магнитной мод.

1. Векторное модовое преобразование уравнений Максвелла

Будем рассматривать как постоянные во времени, так и переменные низкочастотные поля (суточные и близкие к ним по периоду вариации).

Исходные уравнения Максвелла имеют тогда вид

$$\mathrm{rot}\ \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \mathrm{rot}\ \vec{H} = \frac{4\pi}{c}(\vec{j} + \vec{J}), \quad \vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}. \tag{1}$$

Здесь $\vec{J}$ - плотность тока внешнего источника, возбуждающего поле, $\hat{\sigma}$ - тензор электропроводности среды.

Ограничимся здесь изучением полей в плоскослоистой среде. Это возможно, если толщина исследуемого слоя по высоте существенно меньше радиуса Земли. С другой стороны, основные особенности возбуждения крупномасштабных (глобальных) полей с учетом проникновения их в ионосферу качественно верно описываются и этим приближением.

В плоскослоистой среде удобно воспользоваться следующим модовым представлением электромагнитных полей в векторном виде:

$$\vec{E}(\vec{\rho}, z, t) = \int d\omega d\vec{p}\{E^{(-1)}_{\vec{p}\omega}(z)\vec{Y}^{(-1)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) + E^{(0)}_{\vec{p}\omega}(z)\vec{Y}^{(0)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) + E^{(1)}_{\vec{p}\omega}(z)\vec{Y}^{(1)}_{\vec{p}}(\vec{\rho})\}e^{i\omega t},$$

$$\vec{H}(\vec{\rho}, z, t) = \int d\omega d\vec{p}\{H^{(-1)}_{\vec{p}\omega}(z)\vec{Y}^{(-1)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) + H^{(0)}_{\vec{p}\omega}(z)\vec{Y}^{(0)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) + H^{(1)}_{\vec{p}\omega}(z)\vec{Y}^{(1)}_{\vec{p}}(\vec{\rho})\}e^{i\omega t}. \tag{2}$$

Здесь введена декартова система координат с осью Oz, перпендикулярной слоям. Базисные векторы

$$\vec{Y}^{(-1)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) = \vec{n}e^{-i\vec{p}\vec{\rho}}, \quad \vec{Y}^{(0)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) = -i[\vec{n}\vec{p}]e^{-i\vec{p}\vec{\rho}}, \quad \vec{Y}^{(1)}_{\vec{p}}(\vec{\rho}) = -i\vec{p}e^{-i\vec{p}\vec{\rho}} \tag{3}$$

удовлетворяют условиям ортогональности и нормировки

$$\int d\vec{p}\ \vec{Y}^{(\lambda)}_{\vec{p}}(\vec{\rho})\ \vec{Y}^{(\lambda')*}_{\vec{p}'}(\vec{\rho}) = \delta(\vec{p} - \vec{p}')\delta_{\lambda\lambda'} \times \begin{cases} 4\pi^2, & \lambda = -1 \\ 4\pi^2 p^2, & \lambda = 0, 1 \end{cases}, \tag{4}$$

что позволяет ввести обратные к (2) преобразования полей [6]. В (2) - (4) $\vec{p}$, $\vec{\rho}$ - горизонтальные волновой и радиус-вектор соответственно, $\vec{n}$ - единичный вектор вдоль оси $0z$.

Преобразования (2) системы (1) приводят к следующим уравнениям для амплитуд временной гармоники $e^{i\omega t}$ (индекс ω далее опускаем) [6]:

$$H^{(0)}_{\vec{p}} = -\frac{ic}{\omega}\left(E^{(-1)}_{\vec{p}} - \frac{dE^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}\right), \quad -p^2 H^{(0)}_{\vec{p}} = \frac{4\pi}{c}\left(j^{(-1)}_{\vec{p}} + J^{(-1)}_{\vec{p}}\right), \tag{5}$$

$$-\frac{dH^{(0)}_{\vec{p}}}{dz} = \frac{4\pi}{c}\left(j^{(1)}_{\vec{p}} + J^{(1)}_{\vec{p}}\right);$$

$$H^{(-1)}_{\vec{p}} = -\frac{ic}{\omega}\, p^2 E^{(0)}_{\vec{p}}, \quad H^{(1)}_{\vec{p}} = -\frac{ic}{\omega}\frac{dE^{(0)}_{\vec{p}}}{dz}, \tag{6}$$

$$-\left(H^{(-1)}_{\vec{p}} - \frac{dH^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}\right) = \frac{4\pi}{c}\left(j^{(0)}_{\vec{p}} + J^{(0)}_{\vec{p}}\right).$$

Три уравнения (5) описывают электрическую моду, уравнения (6) - магнитную. В анизотропной ионосфере системы (5) и (6) связаны материальным уравнением

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{h}(\vec{E}\vec{h}) + \sigma_\Pi[\vec{h}[\vec{E}\vec{h}]] + \sigma_H[\vec{h}\vec{E}], \tag{7}$$

где σ_0, σ_H и σ_Π - продольная, холловская и педерсеновская проводимости плазмы, $\vec{h}$ - единичный вектор вдоль внешнего магнитного поля Земли. В модовом представлении из (7) имеем

$$j^{(\lambda)}_{\vec{p}} = \sum_{\lambda'} \sigma^{(\lambda\lambda')}_{\vec{p}} E^{(\lambda')}_{\vec{r}}, \qquad \lambda, \lambda' = -1, 0, 1. \tag{8}$$

Здесь пренебрегалось малыми горизонтальными градиентами проводимости плазмы. Выражения для тензора проводимости $\sigma^{(\lambda\lambda')}_{\vec{p}}$ в модовом представлении достаточно громоздки и в общем случае здесь не приводятся. Рассмотрим далее различные предельные случаи.

2. Решение для полей в атмосфере и влияние Земли

В атмосфере можно пренебречь анизотропией электропроводности. Исключая в (5), (6) амплитуды магнитных полей, приходим к следующим уравнениям:

$$\frac{d^2E^{(1)}_{\vec p}}{dz^2} + \frac{p^2}{p^2 + iæ^2}\,\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dz}\,\frac{d\,E^{(1)}_{\vec p}}{dz} - (p^2 + iæ^2)E^{(1)}_{\vec p} = f^{(1)}_{\vec p}(z); \qquad (9)$$

$$E^{(-1)}_{\vec p}(z) = \frac{p^2}{p^2 + iæ^2}\,\frac{d\,E^{(1)}_{\vec p}}{dz} - \frac{iæ^2}{p^2 + iæ^2}\,\frac{J^{(-1)}_{\vec p}}{\sigma}; \qquad (10)$$

$$\frac{d^2E^{(0)}_{\vec p}}{dz^2} - (p^2 + iæ^2)E^{(0)}_{\vec p} = f^{(0)}_{\vec p}(z); \qquad (11)$$

$$f^{(1)}_{\vec p}(z) = (p^2 + iæ^2)\,\frac{J^{(1)}_{\vec p}}{\sigma} - \frac{1}{\sigma}\,\frac{dJ^{(-1)}_{\vec p}}{dz} + \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dz}\,\frac{iæ^2}{p^2 + iæ^2}\,\frac{J^{(-1)}_{\vec p}}{\sigma}, \qquad (12)$$

$$f^{(0)}_{\vec p}(z) = iæ^2\,\frac{J^{(0)}_{\vec p}}{\sigma}.$$

Здесь $æ^2 = 4\pi\omega\sigma(z)/c^2$, $\sigma(z)$ - электропроводность атмосферы. Будем рассматривать низкочастотные поля глобальных масштабов, считая выполненными неравенства

$$\left(\frac{1}{\sigma}\,\frac{d\sigma}{dz}\right)^2 \gg p^2 \gg æ^2(z). \qquad (13)$$

В этом случае уравнения (9) и (10) упрощаются:

$$\frac{d^2E^{(1)}_{\vec p}}{dz^2} + \frac{1}{\sigma}\,\frac{d\sigma}{dz}\,\frac{d\,E^{(1)}_{\vec p}}{dz} \approx f^{(1)}_{\vec p}(z), \qquad E^{(-1)}_{\vec p} \approx \frac{d\,E^{(1)}_{\vec p}}{dz}. \qquad (14)$$

Зададим граничные условия на земной поверхности в виде

$$E^{(1)}_{\vec p} = 0, \qquad E^{(0)}_{\vec p} = 0, \qquad z = 0, \tag{15}$$

пренебрегая проникновением полеи в глубь идеально проводящей Земли. Источники полей описываются правыми частями (12) и локализованы в атмосфере. При произвольных внешних токах и профиле $\sigma(z)$ (с учетом (13)) решение для электрической моды нетрудно получить из (14) и (15)

$$E^{(1)}_{\vec p}(z) = C^{(1)}_a R(0, z) + \int_0^z f^{(1)}_{\vec p}(\xi)\sigma(\xi)R(\xi, z)d\xi. \tag{16}$$

Здесь введено удельное сопротивление $R(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{d\xi}{\sigma(\xi)}$ - сопротивление столба атмосферы единичного сечения между высотами z_1, z_2.

Из (12) видно, что величина $f^{(1)}_{\vec p}(\xi)\ \sigma(\xi)$, равная при $p^2 \gg æ^2$ дивергенции (в модовом представлении) внешних токов электрического типа, определяет производительность источников тока в интервале $(\xi, \xi + d\xi)$. Можно также указать, что амплитуда горизонтального поля $E^{(1)}_{\vec p}$ электрической моды играет роль потенциала (см. (14)). Вертикальное поле $E^{(-1)}_{\vec p}$ определяется возбуждаемым в атмосфере вертикальным током. В частности, при $z = 0$ из (16) получаем, что $C^{(1)}_a = \sigma(0) \frac{dE^{(1)}_{\vec p}}{dz}(0) = \sigma(0)E^{(-1)}_{\vec p}(0)$ есть ток, испускаемый поверхностью Земли. С учетом этого обстоятельства из (16) следует закон сохранения тока

$$\sigma(z)\frac{d\, E^{(1)}_{\vec p}}{dz}(z) - \sigma(0)\frac{d\, E^{(1)}_{\vec p}}{dz}(0) = f^{(1)}_{\vec p}(\xi)\sigma(\xi)d\xi, \tag{17}$$

а само выражение (16) определяет потенциал, создаваемый на высоте z всеми источниками тока. Существенно, что (17) задает лишь разницу в величине токов на уровнях z и 0, зависящую от производительности атмосферных источников. Полное же решение задачи определяется, кроме того, сопротивлением "нагрузки", через которое замыкается цепь. В частности, если нагрузка очень велика, то токи через нее не пойдут:

атмосфера как бы граничит с изолятором. Это означает, что надо задать на некоторой высоте $z = z_a$ граничное условие $\frac{dE_{\vec{p}}^{(1)}}{dz}(z_a) = 0$. Как видно из (17), в этом случае весь ток, генерируемый источниками, будет уходить через Землю.

В другом предельном случае, когда атмосфера граничит вверху с идеальным проводником, необходимо, чтобы при $z = z_a$ отсутствовало горизонтальное поле, т. е. $E_{\vec{p}}^{(1)}(z_a) = 0$. При одних и тех же источниках распределение поля будет уже другим (см. (16)).

3. Учет свойств ионосферы и магнитосферы

В реальной ситуации сопротивление нагрузки определяется свойствами ионосферы и магнитосферы и имеет некоторое промежуточное значение. В магнитосфере хорошо выполняется неравенство $\sigma_0 \gg \sigma_п, \sigma_н$. Большие значения продольной проводимости σ_0 позволяют, кроме того, предполагать, что для исследуемых низкочастотных полей глобальных масштабов в магнитосфере справедливо соотношение

$$4\pi\omega\sigma_{п,н}/c^2 \ll p^2 \ll æ_0^2 = 4\pi\omega\sigma_0/c^2. \tag{18}$$

В этих условиях система (5) - (8) для затухающего по оси Oz решения может быть приведена к виду

$$\frac{d E_{\vec{p}}^{(1)}}{dz} + ip\,\mathrm{tg}\chi(\sin\varphi E_{\vec{p}}^{(0)} - \cos\varphi E_{\vec{p}}^{(1)}) = 0, \quad E_{\vec{p}}^{(-1)} = \frac{d E_{\vec{p}}^{(1)}}{dz}, \tag{19}$$

$$\frac{d E_{\vec{p}}^{(0)}}{dz} + pE_{\vec{p}}^{(0)} = 0.$$

Здесь χ - угол между векторами $\vec{n}$ и $\vec{h}$. Ось Ox выбрана в плоскости магнитного меридиана, азимутальный угол φ вектора $\vec{p}$ отсчитываем от оси Ox против часовой стрелки, $p = |\vec{p}|$. Из (19) можно видеть, что в магнитосфере продольная составляющая электрического поля $\vec{E}_{\parallel} = \vec{h}(\vec{E}\vec{h}) = 0$ для каждой моды отдельно. Полное поле состоит из вихревой части $E_{\vec{p}}^{(0)}$

и потенциальной - $E^{(1)}_{\vec{p}}$ и $E^{(-1)}_{\vec{p}}$. Соотношение (19) используем далее как верхнее граничное условие.

В ионосфере проводимости σ_0, $\sigma_П$ и $\sigma_Н$ могут быть одного порядка. Для упрощения системы (5) - (8) в этом случае предположим, что выполняется неравенство

$$p^2 \ll 4\pi\omega\sigma_{0,П,Н}/c^2. \tag{20}$$

В отличие от магнитосферы (см. (18)) здесь вклад проводимостей $\sigma_П$ и $\sigma_Н$ является уже существенным. Получающиеся из (5) - (8) уравнения для полей в ионосфере имеют вид

$$\frac{d^2E^{(0)}_{\vec{p}}}{dz^2} + b_{00}E^{(0)}_{\vec{p}} + b_{01}E^{(1)}_{\vec{p}} = 0, \quad \frac{d^2E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz^2} + b_{10}E^{(0)}_{\vec{p}} + b_{11}E^{(1)}_{\vec{p}} = 0; \tag{21}$$

$$b_{00} = -\frac{4\pi i\omega}{c^2}\,\frac{(\sigma_Н^2+\sigma_П^2)\sin^2\chi\cos^2\varphi + \sigma_0\sigma_П(\cos^2\chi + \sin^2\chi\sin^2\varphi)}{\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_П\sin^2\chi},$$

$$b_{11} = -\frac{4\pi i\omega}{c^2}\,\frac{(\sigma_Н^2+\sigma_П^2)\sin^2\chi\sin^2\varphi + \sigma_0\sigma_П(\cos^2\chi + \sin^2\chi\cos^2\varphi)}{\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_П\sin^2\chi}, \tag{22}$$

$$b_{01} = -\frac{4\pi i\omega}{c^2}\,\frac{\sigma_0\sigma_Н\cos\chi - \sin\varphi\cos\varphi\sin^2\chi(\sigma_П\sigma_0 - \sigma_П^2 - \sigma_Н^2)}{\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_П\sin^2\chi},$$

$$b_{10} = \frac{4\pi i\omega}{c^2}\,\frac{\sigma_0\sigma_Н\cos\chi + \sin\varphi\cos\varphi\sin^2\chi(\sigma_П\sigma_0 - \sigma_П^2 - \sigma_Н^2)}{\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_П\sin^2\chi}.$$

Считаем, что источники полей как в ионосфере, так и в магнитосфере отсутствуют (по постановке задачи). В (21) - (22) для простоты опущены малые в соответствии с (20) члены порядка p. Для равномерности приближения во всей области высот ионосферы и магнитосферы в (19) надо положить $p = 0$ (заметим, что переходу к магнитосферным условиям в (22) соответствует $\sigma_{П,Н} \to 0$). В ионосфере в случае (20) продольное электрическое поле также мало:

$$E_{\parallel} = \frac{ip\ \mathrm{tg}\chi}{\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_П\sin^2\chi}\left[\sigma_Н\left(\sin\varphi E^{(1)}_{\vec{p}} + \cos\varphi E^{(0)}_{\vec{p}}\right)\cos\chi - \right. \tag{23}$$

$$\left. - \sigma_П\left(\cos\varphi E^{(1)}_{\vec{p}} - \sin\varphi E^{(0)}_{\vec{p}}\right)\right],$$

но больше, чем в магнитосфере ($\sigma_{П,Н} \to 0$).

Для рассматриваемых низкочастотных полей ионосферу считаем оптически тонкой:

$$c^2/4\pi\omega\sigma_{о,П,Н} \gg \Delta z_И, \tag{24}$$

где $\Delta z_И$ – толщина ионосферы. Тогда уравнения (21) можно проинтегрировать по высоте, пренебрегая изменением $E^{(0)}_{\vec{p}}$ и $E^{(1)}_{\vec{p}}$ в толще ионосферы:

$$\frac{d\,E^{(0)}_{\vec{p}}}{dz} - B_{00}E^{(0)}_{\vec{p}} - B_{01}E^{(1)}_{\vec{p}} = 0, \tag{25}$$

$$\frac{d\,E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz} - B_{10}E^{(0)}_{\vec{p}} - B_{11}E^{(1)}_{\vec{p}} = 0, \qquad z = z_a.$$

Здесь $\dfrac{ic}{\omega}B_{\lambda\lambda} = \dfrac{ic}{\omega}\displaystyle\int_{z_a}^{z_m} b_{\lambda\lambda}(z)\,dz$ – адмитансная матрица ионосферы. При получении (25) на границе $z = z_m$ с магнитосферой использованы соотношения (19) с $p = 0$. Соотношения (25) пригодны для описания ионосферы и магнитосферы как нагрузки атмосферных генераторов тока в поставленной задаче.

4. Решение в переходном слое между ионосферой и атмосферой

При вычислении $B_{\lambda\lambda}$ следует учесть, что формулы (21), (22) справедливы и на уровнях ниже ионосферы, если только выполняется неравенство $p^2 \ll æ^2(z) = 4\pi\omega\sigma(z)/c^2$. Влияние анизотропии здесь невелико: $\sigma_0 \approx \sigma_\text{п} \approx \sigma(z)$, $\sigma_\text{н} \to 0$, а формулы (21), (22) описывают поля в изотропной среде.

Поскольку решение для полей в ионосфере и магнитосфере получено в приближении $p^2 \ll æ^2(z)$, а в атмосфере при $p^2 \gg æ^2(z)$ (см. (16),(17)), необходимо рассмотреть еще переходную область, где $p^2 \sim æ^2(z_\text{a}) \sim 4\pi\omega\sigma(z_\text{a})/c^2$. Заметим, что высота z_a, отделяющая атмосферу от ионосферы и магнитосферы, определяется характерными частотами и горизонтальными масштабами исследуемых полей. С понижением частоты ω (или с ростом p) эта высота увеличивается и может достигать анизотропных слоев ионосферы.

Рассмотрим для простоты случай, когда переходная область находится ниже ионосферы. Считая, что в этой области $p^2 \sim æ^2(z)$, но $p^2 \ll (\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dz})^2$ (источников полей нет), из (9) получаем

$$\frac{d^2 E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz^2} + \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dz}\frac{p^2}{p^2 + iæ^2(z)}\frac{d\, E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz} \approx 0, \qquad æ^2(z) = \frac{4\pi i\sigma(z)}{c^2}. \tag{26}$$

Это уравнение имеет первый интеграл:

$$\frac{d\, E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}(z_+)\frac{æ^2(z_+)}{p^2 + iæ^2(z_+)} = \frac{d\, E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}(z_-)\frac{æ^2(z_-)}{p^2 + iæ^2(z_-)}, \tag{27}$$

$$z_\pm = z_\text{a} \pm \Delta z_\text{a}.$$

Полученное соотношение (27) фактически соответствует сшивке решений для случаев $p^2 \gg æ^2(z)$ и $p^2 \ll æ^2(z)$ в точке z_a. Если принять, что при $z \sim z_\text{a}$ $\sigma(z)=\sigma_\text{a}\exp[2\gamma(z - z_\text{a})]$, то можно записать условия сшивки решений в виде

$$\frac{d\, E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}(z_+) = \frac{d\, E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}(z_-)\; i\exp[2\gamma(z_- - z_\text{a})], \tag{28}$$

$$E^{(1)}_{\vec{p}}(z_+) = E^{(1)}_{\vec{p}}(z_-).$$

В (28) учтено, что $æ^2(z_+) \gg p^2$, $æ^2(z_a) = p^2$, $æ^2(z_-) \ll p^2$.

Используя эти правила перехода через точку z_a для электрической моды и непрерывность в ней полей магнитной моды $E_{\vec p}^{(0)}$ и $\dfrac{d E_{\vec p}^{(0)}}{dz}$, из (25) окончательно получаем граничные условия для решения в атмосфере:

$$\frac{d E_{\vec p}^{(0)}}{dz} - B_{00}E_{\vec p}^{(0)} - B_{01}E_{\vec p}^{(1)}=0, \quad \frac{d E_{\vec p}^{(1)}}{dz} - B'_{10}E_{\vec p}^{(0)} - B'_{11}E_{\vec p}^{(1)}=0, \tag{29}$$

$$z = z_- = z_a - \Delta z_a.$$

Здесь $B'_{10,\,11} = -iB_{10,\,11}\exp(2\gamma\Delta z_a)$. Сравнивая (29) с (25), видим, что для электрической моды учет переходной области $p \sim æ(z)$ сводится к некоторому увеличению коэффициентов $B_{10,\,11}$ из-за конечной ее толщины Δz_a, а также к изменению фазы этих коэффициентов (множитель $-i$).

5. Решение в атмосфере с учетом влияния ионосферы и магнитосферы

Введем обозначение

$$R_{\text{м}} = -\frac{1}{\sigma(z_a)B'_{11}} > 0, \tag{30}$$

по смыслу соответствующее удельному сопротивлению ионосферы и магнитосферы как нагрузки атмосферной электрической цепи. Далее учтем, что для магнитной моды $E_{\vec p}^{(0)}(z)$ решение уравнения (11) в атмосфере с граничным условием (15) при $z = 0$ имеет вид

$$E_{\vec p}^{(0)} = C_a^{(0)}\text{sh}pz, \qquad H_{\vec p}^{(1)} = -\frac{ic}{\omega}\frac{d E_{\vec p}^{(0)}}{dz}. \tag{31}$$

Рассматривая здесь возбуждение атмосферными генераторами тока только электрической моды, мы считали, что $f_{\vec p}^{(0)}(\xi) = 0$. Воспользовавшись верхними граничными условиями (29), теперь можно определить неизвестные $C_a^{(1)}$ и $C_a^{(0)}$ в решениях (16) и (31). Приведем их, пренебрегая для низкочастотных глобальных полей малыми членами порядка pz_a, $|B_{\lambda\lambda}|z_a \ll 1$:

$$\sigma(0)\frac{d\,E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}(0) = -\int_0^{z_a} f^{(1)}_{\vec{p}}(\xi)\sigma(\xi)\,\frac{R(\xi, z_a) + R_м}{R(0, z_a) + R_м}d\xi = \tag{32}$$

$$= C_a^{(1)} = \sigma(0)E^{(-1)}_{\vec{p}}(0);$$

$$\sigma(z_a)\frac{d\,E^{(1)}_{\vec{p}}}{dz}(z_a) = \int_0^{z_a} f^{(1)}_{\vec{p}}(\xi)\sigma(\xi)\,\frac{R(0, \xi)}{R(0, z_a) + R_м}d\xi = \tag{33}$$

$$= \sigma(z_a)E^{(-1)}_{\vec{p}}(z_a) = \sigma(z_a)B'_{11}E^{(1)}_{\vec{p}}(z_a);$$

$$H^{(1)}_{\vec{p}} = \frac{ic}{\omega}B_{01}\frac{R_м}{R(0, z_a) + R_м}\int_0^{z_a} f^{(1)}_{\vec{p}}(\xi)\sigma(\xi)R(0, \xi)\,d\xi = \tag{34}$$

$$= -\frac{ic}{\omega}C_a^{(0)}p = -\frac{ic}{\omega}B_{01}E^{(1)}_{\vec{p}}(z_a);$$

$$E^{(1)}_{\vec{p}}(z_a) = -\frac{R_м}{R(0, z_a) + R_м}\int_0^{z_a} f^{(1)}_{\vec{p}}(\xi)\sigma(\xi)R(0, \xi)\,d\xi. \tag{35}$$

При выводе (32) -(35) считалось, что $z_- = z_a - \Delta z_a \approx z_a$. Выражение (32) дает величину тока через поверхность Земли, а (33) - ток в ионосферу и магнитосферу. Естественно, что закон сохранения тока (17) выполняется.

Как видно, при большом сопротивлении ионосферы и магнитосферы ($R_м \gg R(0, z_a)$) весь генерируемый в атмосфере ток уходит через Землю. Верхние слои ($p \ll æ(z)$) в этом случае играют роль изолятора и в них хорошо проникает горизонтальное электрическое поле (35). Вследствие взаимодействия мод в ионосфере (см. (21)) генерируется магнитная мода $E_{\vec{p}}^{(0)}$, $H_{\vec{p}}^{(1)}$ и $H_{\vec{p}}^{(-1)}$. При $R_м \gg R(0, z_a)$ из-за более глубокого проникновения горизонтального электрического поля $E_{\vec{p}}^{(1)}(z_a)$ из атмосферы в ионосферу эффект наиболее велик (см. (34)). Оценки показывают, что возбуждаемое таким образом магнитное поле может превосходить магнитное поле самих токов, текущих через атмосферу.

При малом сопротивлении $R_м \ll R(0, z_a)$ ионосфера обладает свойствами хорошего проводника, на границе с которым горизонтальное поле $E_{\vec{p}}^{(1)}(z_a) \to 0$. Внутрь проводника поле проникает слабо, так как нейтрализуется зарядами на поверхности $z = z_a$. Вследствие этого генерация магнитной моды существенно уменьшается. Однако в этом случае ионосфера играет важную роль в отводе токов, поступающих от атмосферных источников.

С помощью (16) и (32) из условия $E_{\vec{p}}^{(-1)}(z_{max}) = \dfrac{dE_{\vec{p}}^{(1)}}{dz}(z_{max}) = 0$ для экстремумов $E_{\vec{p}}^{(1)}(z)$ получаем соотношение

$$\int_0^{z_{max}} f_{\vec{p}}^{(1)}(\xi)\sigma(\xi)R(0,\xi)d\xi = \int_{z_{max}}^{z_a} f_{\vec{p}}^{(1)}(\xi)\sigma(\xi)[R_м + R(\xi, z_a)]d\xi. \qquad (36)$$

Высота z_{max}, в которой вертикальное поле и ток обращаются в нуль, разделяет область генерации токов внешних источников на две части. Как видно из (36), внешние токи, испускаемые в нижней части $(0, z_{max})$, замыкаются через атмосферу на Землю. Токи из области (z_{max}, z_a) отводятся через ионосферу. При малом $R_м \to 0$ эти токи сравнимы по величине. При $R_м \gg R(0, z_a)$ из (36) получается, что $z_{max} \to z_a$ и в основном токи отводятся в Землю.

На границе с Землей возникает вертикальное электрическое поле, величина которого также зависит от соотношения сопротивлений ионосферы $R_м$ и атмосферы $R(0, z_a)$. По существу влияние ионосферы определяется степенью проникновения глобальных горизонтальных электрических полей, возбуждаемых в нижних слоях атмосферы, на большие высоты. Для фиксированного горизонтального масштаба с понижением частоты поля проникают в ионосферу все выше. Перестройка от одного режима возбуждения (ионосфера - проводник) к другому (ионосфера - изолятор) должна наблюдаться на частотах ω, при которых $R_м \sim R(0, z_a)$, или

$$|B'_{11}| \sim [\sigma(z_a) \int_0^{z_a} \frac{dz}{\sigma(z)}]^{-1}. \qquad (37)$$

Принимая для оценок, что $|B'_{11}| \sim 4\pi\omega\sigma_и \Delta z_и / c^2$, где $\sigma_и$ и $\Delta z_и$ - эффективные электропроводность и толщина ионосферы, а также что проводимость атмосферы $\sigma(z) = \sigma_0 \exp(2\gamma z)$, получим из (37)

$$4\pi\omega\sigma_и \Delta z_и / c^2 \sim 2\gamma \exp(-2\gamma z_a). \qquad (38)$$

Конкретное значение высоты z_a, отделяющей ионосферу $\left(\frac{4\pi\omega\sigma_и}{c^2} \gg p^2\right)$ от атмосферы $\left(p^2 \gg \frac{4\pi\omega\sigma(z)}{c^2}\right)$, определяется видом зависимости электропроводности от высоты в переходном слое $p^2 \sim \text{æ}^2(z)$. Эта зависимость, вообще говоря, может быть иной, чем принято выше для атмосферы. В то же время изменение z_a (с изменением ионосферной обстановки, величин p и ω) существенно сказывается на оценках, так как $\omega \sim \exp(-2\gamma z_a)$ (см. (38)). Точные результаты можно получить лишь с помощью численных расчетов на основе реальных моделей ионосферы, переходного слоя и атмосферы. Тем не менее приведем здесь результаты грубых оценок, предполагая, что $\omega \sim 10^6 c^{-1}$, $\Delta z_и \sim 10^2$ км, $2\gamma \sim 1/6$ км$^{-1}$. Пусть также при $p \sim 10^{-4}$ км$^{-1}$ оказывается, что $z_a \sim 60$ км. Тогда из (38) следует, что $\omega \sim 10^{-3}$ с$^{-1}$. Заметим, что условия $p^2 \gg \text{æ}^2$ в атмосфере и $p^2 \ll \text{æ}^2$ в ионосфере при этом выполнены. На более низких частотах верхние слои сказываются на работе атмосферных генераторов тока как изолятор, на более высоких - как хороший проводник.

Таким образом, показано, что степень проникновения в ионосферу и магнитосферу горизонтальных электрических полей, возбуждаемых в промежутке Земля - ионосфера атмосферными генераторами тока, существенно определяется их пространственно-временными характеристиками. Для низкочастотных крупномасштабных полей влияние ионосферы может быть описано с помощью адмитансной матрицы ионосферы, выражение для которой получено при произвольной ориентации внешнего магнитного поля. В зависимости от соотношения эффективных сопротивлений атмосферы и ионосферы последняя может проявлять как свойства проводника, так и изолятора с точки зрения работы атмосферных генераторов тока. Проникновение возбуждаемой в атмосфере электрической моды в ионосферу может быть причиной унитарных вариаций геофизических параметров, похожих по форме на известную унитарную вариацию электрического поля, существующего вблизи земной поверхности.

Следует подчеркнуть, что более конкретные оценки величины обсуждаемых эффектов можно получить лишь с помощью численных расчетов с использованием реальных моделей сред и внешних источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuznetsov U.U., Plotkin U.U. et al //J.Geomagn. Geoelectr. 1990. V.42. N 10. P.1237.
2. Kuznetsov U.U., Plotkin U.U., Nesterova I.I., Izraileva N.I. IUGG General Assembly, Vienna, 1991.Sumposia 2.3/3.12.
3. Kuznetsov U.U., Plotkin U.U. et al //J.Geomagn. Geoelectr. (in press). Препринт ИГиГ СО АН СССР N 25. - Новосибирск, 1990 г.
4. Hays P.B., Roble R.G. //J.Geophys. Res. 1979. V.84. N A7. P.3291.
5. Hays P.B., Roble R.G. //J.Geophys. Res. 1979. V.84. N A12. P. 7242.
6. Плоткин В.В. Препринт ИГиГ СО АН СССР N 21. - Новосибирск, 1990 г.

Институт геологии и геофизики
СО АН России

Поступила в редакцию
10 июня 1991 г.

THE IONOSPHERE AS A LOAD OF THE GLOBAL ATMOSPHERIC ELECTRICAL CIRCUIT

V.V.Plotkin

The excitation of low-frequency electric mode in the Earth-ionosphere region is considered by means of Maxwell-equation vectorial mode transformation by taking into account field penetration into the ionosphere and magnetosphere. It is shown, that for atmospheric generators of a current the ionosphere can have the properties of both a conductor and of a insolator as dependent on the frequency. The penetration of atmospheric electric fields from the Earth into the ionosphere can be the reason of corresponding universal variations display of geophysical parameters.