

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ИОНОСФЕРНЫМИ
ВЕТРАМИ ВО ВНУТРЕННИХ СЛОЯХ ЗЕМЛИ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 апреля 1997г.)

В работе приводятся аналитические выражения магнитных полей, возбуждаемых ионосферными ветрами во внутренних слоях Земли.

В работе [1] показано, что ионосферные ветры могут возбудить электромагнитные процессы в недрах Земли. В частности, рассчитаны возбуждаемые ионосферными ветрами электрические поля и токи в каждом из слоев внутреннего строения Земли. Однако известно, что большой научный и практический интерес представляют и создаваемые ими магнитные поля.

Магнитные поля определяются из уравнения $\text{roth} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$, которое определяет $\mathbf{h}$ с точностью до градиента произвольной функции φ , удовлетворяющей уравнению Лапласа, поскольку $\text{div} \mathbf{h} = 0$. Тогда выбором определенной функции φ можно в отсутствие поверхностных токов, которое предполагается по постановке задачи, удовлетворить граничным условиям непрерывного перехода магнитного поля $\mathbf{h}$ из одного слоя в другой. Здесь необходимо отметить, что магнитные поля во внутренних слоях Земли по замыслу задачи должны сшиваться с магнитными полями в околоземном пространстве, генерируемыми теми же ионосферными ветрами (динамо-ветрами). Газовая оболочка Земли считается немагнитной средой, и в работе [2] для магнитных полей в околоземном космическом пространстве использовано обозначение $\mathbf{h}$. Поэтому это обозначение для единообразия сохранено (написав $\text{roth} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$, $\text{div} \mathbf{h} = 0$) и в настоящей работе для магнитных полей в недрах Земли, где пренебрегаем вектором намагничивания и под $\mathbf{h}$ понимаем индукцию магнитного поля (такой метод принят в научной литературе, см. [3]).

Напомним, что в работе [2] ионосферные ветры представлены мелкомасштабным (по сравнению с радиусом Земли) горизонтальным движением нейтральной компоненты слабоионизованной ионосферной плазмы со скоростью $\mathbf{W} = (W_x, W_y, 0)$, не зависящей от z и удовлетворяющей уравнению несжимаемой жидкости $\text{div} \mathbf{W} = 0$. При этом пара компонент Фурье-разложения W_x и W_y по координатам x, y с учетом уравнения непрерывности несжимаемой жидкости выбрана в виде

$$W_x = \Lambda \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad W_y = \Lambda \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad (1)$$

где множитель $\Lambda = 1$ при коврашении (когда движение нейтрального газа в ионосфере северного и южного полушарий одинаково) и $\Lambda = -\operatorname{sgn} z$ при антиврашении (когда движение нейтрального газа в ионосфере северного и южного полушарий противоположно), $\operatorname{sgn} z$ — разрывная функция:

$$\operatorname{sgn} z = \begin{cases} 1, & z > 0, \\ -1, & z < 0. \end{cases}$$

$\frac{W_0}{k_{1,2}}$ — амплитуды скорости, $k_{1,2}$ — величины, входящие в Фурье-разложения и определяющие периоды скорости по x , y и размеры бенаровских ячеек, равные $\frac{\pi}{k_{1,2}}$. Другие пары членов Фурье-разложения можно привести к виду (1) соответствующей заменой переменных [4].

Заметим, что в ионосфере такое геострофическое ($W_z = 0$), типа бенаровских ячеек мелкомасштабное (по сравнению с радиусом Земли) движение нейтрального газа экспериментально было обнаружено в [4]. Механизм образования таких движений связан с неравномерным нагревом ионосферы на дневной и ночной стороне (и вследствие этого с возникновением градиента давления, перпендикулярного силе тяготения) и вращением Земли [4, 5].

Таким образом, малость характерных размеров изучаемого явления (по сравнению с радиусом Земли) позволяет применить плоскую геометрическую модель для всей системы, охватывающей околоземное космическое пространство и внутренние слои Земли [1, 2].

Возбуждаемые ионосферными ветрами электрические токи в земных слоях представляются в общем виде

$$j = \sigma_{||} E_{||} + \sigma_p E_{\perp} + \sigma_H \frac{[HE]}{H}, \quad (2)$$

где $E_{||}$, $E_{\perp}$ — компоненты электрического поля, направленные вдоль и перпендикулярно магнитному полю, H — магнитное поле Земли, $\sigma_{||}$ и σ_p , σ_H — соответственно продольная проводимость и проводимости Педерсена, Холла. Уравнение (2) с соответствующими значениями проводимостей относятся ко всем слоям Земли (в том числе и к твердой части ядра, с определенными оговорками), кроме внешнего жидкого слоя ядра, который принимается бесконечно электропроводящим и описывается уравнением Эйлера $\nabla^2 p = \frac{1}{c} [jH]$ [1]. Отсюда видно, что в из-

бранной прямоугольной системе координат, ось z которой направлена по магнитному полю Земли [2], ток j в жидком слое не зависит от z , и горизонтальные токи при антивращении, когда потенциал электрического поля является нечетной функцией, равны нулю, и ток направлен вдоль линии магнитного поля H и равен значению j_z на границе

мантия—жидкое ядро. При коврашении потенциал электрического поля является четной функцией, и поскольку ток в жидком ядре не зависит от z , то на границе мантия—жидкое ядро $j_z = 0$. Твердая часть ядра считается высокопроводящим однородным шаром (состоящим из атомов железа), где можно пренебречь горизонтальными токами, т.е. токи считаются текущими вдоль силовых линий магнитного поля Земли, совпадающими с нормальными токами в жидкой части ядра [1].

В данной статье с учетом вышеизложенного приводятся аналитические выражения магнитных полей, создаваемых электрическими токами во внутренних слоях Земли. Естественно, они определяются из уравнения $-\Delta h = \frac{4\pi}{c} \text{rot} j$. Электрические токи j имеют вид (7) работы [1]. Тогда правая часть уравнения, расписанная по координатным осям x, y, z , будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial j_x}{\partial y} - \frac{\partial j_y}{\partial z} = \left[k_2 \sqrt{\sigma_p \sigma_{||}} B_2(\xi) \right]_z - k_2 \sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_{||}}} (\sigma_p B_2(\xi))_z \cdot \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y +$$

$$+ k_1 \sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_{||}}} (\sigma_H B_2(\xi))_z \cdot \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad (3)$$

$$\frac{\partial j_y}{\partial x} - \frac{\partial j_x}{\partial y} = [k_1^2 (\sigma_H - \sigma_p) B_2(\xi)] \cdot \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y +$$

$$+ [-k_1 k_2 (\sigma_p + \sigma_H) B_2(\xi)] \cdot \cos k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad (4)$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial z} - \frac{\partial j_z}{\partial x} = \left[-k_1 \sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_{||}}} (\sigma_p B_2(\xi))_z + k_1 \sqrt{\sigma_p \sigma_{||}} B_2(\xi) \right] \cdot \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y +$$

$$+ \left[-k_2 \sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_{||}}} (\sigma_H B_2(\xi))_z \right] \cdot \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad (5)$$

где $B_2(\xi) = e^{-\frac{m}{2}\xi} (A_1 e^{i\xi} + A_2 e^{-i\xi})$, $t = \frac{1}{2} \sqrt{m^2 + 4k^2}$, $k^2 = k_1^2 + k_2^2$, $A_{1,2}$ —

соответственно произвольные постоянные (вообще говоря, разные для каждого слоя), которые определяются из граничных условий непрерывности потенциала электрического поля и нормальных составляющих электрического тока на границах раздела между слоями, m —постоянная аппроксимации выражения $\sigma_m = \sqrt{\sigma_{||} \sigma_p}$ экспоненциальной функцией $\sigma_m = \sigma_0 e^{m\xi}$.

Далее нетрудно показать, что при аппроксимации проводимостей $\sigma_{||}$, σ_p , σ_H экспоненциальной функцией от z переход к новой переменной ξ , где $\sqrt{\sigma_{||} \sigma_p} = \sigma_0 e^{m\xi}$, производится линейным преобразованием. Следовательно, выражения (3), (4), (5) будут суммой произведений известных экспоненциальных функций от z и соответствующих тригонометрических функций вида $a_i e^{b_i z} \exp(i(k_1 x + k_2 y))$, где a_i , b_i —определенные постоянные величины, входящие в правую часть уравнения

для магнитного поля и разные для коры и мантии Земли. Тогда частное решение для компонент поля $h_{x,y,z}$ легко находится в виде

$$h_{x,y,z} = \frac{4\pi}{c} a_{ix,y,z} \cdot \frac{e^{b_i z}}{(k^2 - b_{ix,y,z}^2)} \cdot \exp i(k_1 x + k_2 y), \quad (6)$$

где $a_{ix,y,z}$, $b_{ix,y,z}$ — коэффициенты, соответствующие разным компонентам поля.

Общее решение однородного уравнения, разложенное по компонентам $h_{x,y,z}$, будет иметь вид:

$$h_{x,y,z} = (A_{1x,y,z} e^{k|z|} + A_{2x,y,z} e^{-k|z|}) \exp i(k_1 x + k_2 y), \quad (7)$$

где $A_{1x,y,z}$, $A_{2x,y,z}$ — неопределенные коэффициенты, которые определяются из граничных условий непрерывности магнитного поля между слоями, относятся соответственно к разным компонентам поля и разные для коры и мантии. Естественно, сумма (6) и (7) будет общим решением для уравнения поля h в коре и мантии.

Как сказано выше, при антивращении токи в жидком и твердом ядре направлены по оси z и равны значению j_z на границе мантия — жидкое ядро, а при ковращении токи в жидком и твердом ядре равны нулю. Тогда при антивращении, когда горизонтальные токи j_x , j_y и члены, содержащие производные по z , равны нулю, и при ковращении, когда отсутствуют токи, выражения (3), (4), (5) и уравнения для поля h будут такого же типа, что и в случае коры и мантии. Это обстоятельство позволяет производить унифицированную запись магнитных полей, индуцируемых ионосферными ветрами, во всей слоистой земной толще. Приведем эту запись в общем виде, не конкретизируя данные для каждого слоя в отдельности, так как подробные математические выражения в основном представляют интерес для практического применения.

Итак, создаваемые поля имеют вид

$$h_{x,y,z} = \frac{4\pi}{c} a_{ix,y,z} \cdot \frac{e^{b_i z}}{(k^2 - b_{ix,y,z}^2)} \cdot \exp i(k_1 x + k_2 y) + \\ + (A_{1x,y,z} e^{k|z|} + A_{2x,y,z} e^{-k|z|}) \exp i(k_1 x + k_2 y). \quad (8)$$

Как видно из формулы (8), магнитные поля имеют периодическую структуру, поскольку электродинамическое состояние во всем рассматриваемом объеме определяется периодическим, типа бенаровских ячеек движением нейтрального газа в ионосфере. Причем формула (8) получена при условии, когда характерные размеры изучаемого явления малы по сравнению с радиусом Земли и можно применить плоскую геометрическую модель. Однако все сказанное относится к высоким широтам, когда можно пренебречь горизонтальной составляющей магнитного поля Земли и считать его перпендикулярным к границам раздела между плоскими слоями внутреннего строения Земли.

Для того, чтобы использовать формулу (8) для конкретных практических задач, необходимо напомнить, что задача, охватывающая

околоземное космическое пространство [2] и внутренние слои Земли [1], рассматривается в прямоугольной системе координат, где ось z направлена по магнитному полю Земли и плоскость $z=0$ проходит через середину магнитосферы [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Варданын. Известия НАН Армении. Физика, 30, 261 (1995).
2. Ю. С. Варданын. Известия АН Арм.ССР. Физика, 27, 163 (1992).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
4. Л. М. Алексеева, Ю. С. Варданын, Б. А. Тверской. Геомагнетизм и аэрономия, 9, 437 (1969).
5. Б. А. Тверской. Динамика радиационных поясов Земли. М., Наука, 1968.

ԻՈՆՈՒՈՐՏԱՅԻՆ ՔԱՄԻՆԵՐՈՎ ԳՐԳՌՎԱԾ ՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԸ ԵՐԿՐԻ ՆԵՐՔԻՆ ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում բերված են երկրի ներքին շերտերում իոնոսֆերային քամիներով գրգռված մագնիսական դաշտերի անալիտիկ արտահայտությունները:

MAGNETIC FIELDS EXCITED BY IONOSPHERIC WINDS IN THE EARTH'S INNER LAYERS

YU. S. VARDANYAN

Analytic expressions are given for magnetic fields excited by ionospheric winds in the Earth's inner layers.