

УДК 550.388.2

ГЕОФИЗИКА

Ю. С. Варданян

Многослойная модель околоземного космического пространства

(Представлено чл.-корр АН Армянской ССР Г. С. Саакяном 8/VI 1977)

В настоящей работе предложена многослойная модель околоземного космического пространства, в которой атмосфера, слои *E* и *F* ионосферы и магнитосфера представляются соответственно слоями нейтрального газа, нейтрального газа с примесью заряженных частиц и идеально проводящей плазмы. В рамках этой модели во всем пространстве рассчитаны токи, электромагнитное поле и возмущение плотности заряженных частиц в *E* и *F*-слое, обусловленное мелкомащштабным движением нейтрального газа в *E*-слое ионосферы (¹).

Малость характерного размера изучаемого явления по сравнению с радиусом Земли позволяет сформулировать плоскую задачу для следующей многослойной системы, симметричной относительно оси $z=0$ (рис. 1); слой бесконечно проводящей плазмы (магнитосфе-

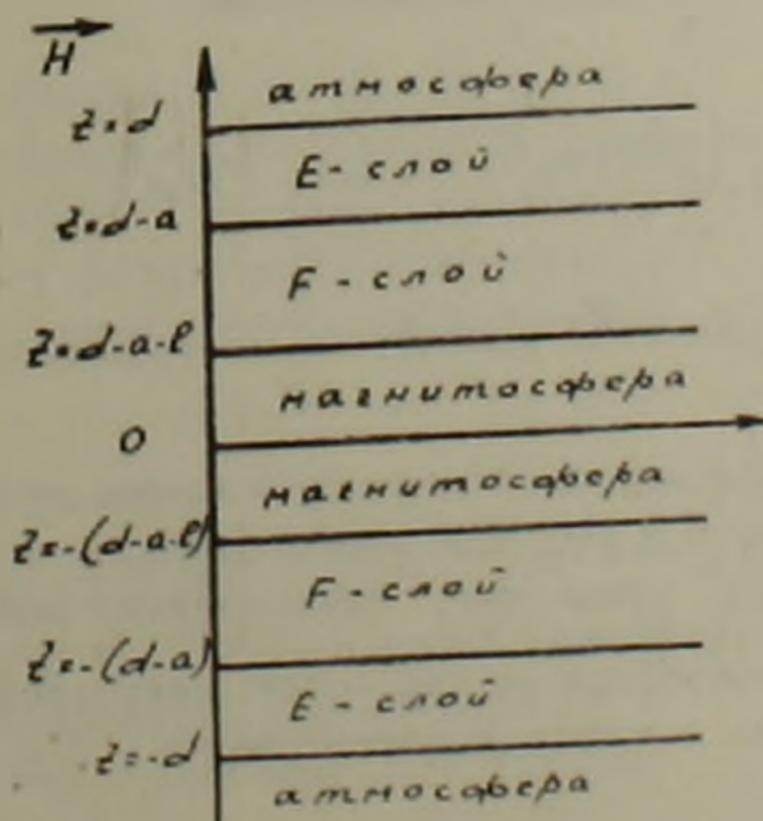


Рис. 1

ра) расположен между поверхностями $z = \pm(d-a-l)$ и соприкасается со слабоионизированным газом, заполняющим промежуток $d-a-l \ll \ll |z| \ll d$.

Плоскости $z = \pm d$ представляют собой границу между слабоионизированным и нейтральным, непроводящим газом, окружающим систему. E и F ионосферные слои отделяются плоскостями $z = \pm(d-a)$.

Если имеется магнитное поле \vec{H} , перпендикулярное границам раздела, то горизонтальные движения нейтрального газа в слое E , благодаря явлению динамо, приведут к появлению электрических полей и токов, текущих по электропроводным слоям системы. При этом учитывается сила тяжести заряженных компонент, изменение концентраций нейтральных и заряженных частиц с высотой во всем ионосферном слое.

Рассмотрим медленное горизонтальное движение нейтрального газа в слое E со скоростью \vec{W} . Такое движение может быть вызвано неравномерным нагревом атмосферы, при котором возникают образования типа бенаровских ячеек (2,3). Тогда линеаризованные уравнения стационарного движения ионов и электронов для E и F -слоев, где определяющим фактором является взаимодействие с нейтралами, будут иметь вид:

$$\begin{aligned} e \left\{ -\nabla^2 \psi_1 + \frac{1}{c} [\vec{V}_i \vec{H}] \right\} &= \gamma_{in}(\vec{v}_i - \vec{W}) + m_i g, \\ -e \left\{ -\nabla^2 \psi_1 + \frac{1}{c} [\vec{v}_e \vec{H}] \right\} &= \gamma_{en}(\vec{v}_e - \vec{W}) + m_e g; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} e \left\{ -\nabla^2 \psi_2 + \frac{1}{c} [\vec{v}_i \vec{H}] \right\} &= \gamma_{in} \vec{v}_i + m_i g, \\ -e \left\{ -\nabla^2 \psi_2 + \frac{1}{c} [\vec{v}_e \vec{H}] \right\} &= \gamma_{en} \vec{v}_e + m_e g. \end{aligned} \quad (2)$$

Скорость нейтралов \vec{W} удовлетворяет уравнению непрерывности $\text{div } \vec{W} = 0$.

Поскольку ниже использована та же схема задачи и те же граничные условия, что и в (1), нет необходимости останавливаться на получении основных уравнений, связывающих потенциал электрического поля ψ в ионосфере со скоростью нейтралов \vec{W} .

Для потенциала ψ имеем соответственно в E и F -слое следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \psi_{1xx}^+ + \psi_{1yy}^+ + \frac{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}{(1 + \lambda_i \lambda_e)} \psi_{1xz}^+ - \frac{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}{(1 + \lambda_i \lambda_e)} (\text{sgnz}/H_n - N_z/N) \psi_{1z}^+ = \\ = \Lambda \frac{H}{c} \text{rot } \vec{W} - g \frac{H}{c} (1/H_n - \text{sgnz} N_z/N) \left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}} \right) \frac{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}{(\lambda_i + \lambda_e)(1 + \lambda_i \lambda_e)}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \psi_{2xx}^- + \psi_{2yy}^- + \frac{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}{(1 + \lambda_i \lambda_e)} \psi_{2xz}^- - \frac{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}{(1 + \lambda_i \lambda_e)} (\text{sgnz}/H_n - N_z/N) \psi_{2z}^- = \\ = -g \frac{H}{c} (1/H_n - \text{sgnz} N_z/N) \left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}} \right) \frac{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}{(\lambda_i + \lambda_e)(1 + \lambda_i \lambda_e)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\lambda_{i,e} = \frac{eH_z}{m_{i,e}c} \frac{1}{\gamma_{i,e,n}}$ — разные в (3) и (4) из-за неоднородности ионосферы, $\gamma_{i,e,n} = \gamma_{i,e,0} e^{-1/H_n(d-|z|)}$ — коэффициент трения для электронов (ионов), $H_n = kT/m_n g$; α — коэффициент рекомбинации положительных ионов с электронами в E -слое, $r = \alpha_r N N_n$, $q = q_0 e^{-1/H_n(d-|z|)}$ — соответственно коэффициент прилипания электронов к нейтральным молекулам и чепменовское распределение скорости ионизации в F -слое. $N_n = N_0 e^{-1/H_n(d-|z|)}$ — плотность нейтральных молекул. Множитель $\Lambda = 1$ при ковращении и $\Lambda = -\text{sgn } z$ при антивращении.

Случай антивращения. Когда движение нейтрального газа в торцах ячейки (соответствующее движению нейтралов в E -слое северного и южного полушарий) противоположно, для потенциала электрического поля ψ_2 имеем следующие граничные условия:

$$\psi_2 = 0 \quad \text{при } z = \pm(d-a-l)$$

на границе F -слоя ионосферы и магнитосферы, и $\psi_1 = \psi_2$, $j_z^E = j_z^F$ при $z = \pm(d-a)$ на границе между E и F ионосферными слоями,

$$j_z^F = 0 \quad \text{при } z = \pm d$$

на границе ионосферы и атмосферы (¹).

Случай ковращения. Когда движение нейтрального газа в торцах ячейки (соответствующее движению нейтралов в E -слое северного и южного полушарий) одинаково, для потенциала электрического поля ψ имеем следующие граничные условия:

$$j_z^F = 0 \quad \text{при } z = \pm(d-a-l)$$

на границе F -слоя ионосферы и магнитосферы;

$$\psi_1 = \psi_2 \quad \text{и} \quad j_z^E = j_z^F \quad \text{при } z = \pm(d-a)$$

на границе между E и F -слоями ионосферы и $j_z^E = 0$ при $z = \pm d$

на границе ионосферы и атмосферы (¹).

Решениями уравнений (1) и (2) для

$$\vec{W}_n = \{ \Lambda W_0/k_1 \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \Lambda W_0/k_2 \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y \}$$

—Фурье-разложения W_x и W_y по координатам x и y , удовлетворяющие уравнению $\text{div } \vec{W}_n = 0$ при $N = N_0 e^{(1/H_n)(d-|z|)}$ — концентрациях заряженных частиц и $1 \ll \lambda_l \ll \lambda_e$ будут соответственно,

$$\psi_1 = \Lambda \left[A_1 \exp(u_1 \Phi(t)) + A_2 \exp(-u_1 \Phi(t)) + \frac{H_z}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2} \right] \cdot F + \bar{\psi}_1,$$

$$\psi_2 = [B_1 \exp(u_1 \Phi(t)) + B_2 \exp(-u_1 \Phi(t))] \cdot F + \bar{\psi}_2$$

здесь использованы обозначения

$$\Phi(t) = e^{-at}, \quad u = \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_n^0} \right),$$

$$F = \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad t = d - |z|,$$

$$u_1 = \frac{H_n H_n^0}{(H_n + H_n^0)} \cdot \frac{k}{\sqrt{\alpha_1 \gamma}},$$

где

$$\alpha_1 = \frac{eH}{m_i c} \cdot \frac{1}{\gamma_{i0}}, \quad \gamma = \frac{eH}{m_e c} \cdot \frac{1}{\gamma_{e0}}.$$

$\bar{\psi}_1, \bar{\psi}_2$ — потенциалы фона, возникающие вследствие силы тяжести,

$$\bar{\psi}_{1(2)} = A_3(B_3) e^{u|z|} + A_4(B_4) + g \frac{Hz}{c} \left(\frac{1}{\gamma_{i0}} - \frac{1}{\gamma_{e0}} \right) \frac{|z|}{(\alpha_1 + \gamma)};$$

необходимо отметить, что параметры

$$1/H_n, 1/H_n^0, \alpha_1 = \frac{eH}{m_i c} \cdot \frac{1}{\gamma_{i0}}, \quad \gamma = \frac{eH}{m_e c} \cdot \frac{1}{\gamma_{e0}},$$

имея одинаковые обозначения, различные в E и F — слое.

Постоянные A_i и B_i определяются из соответствующих граничных условий, а коэффициенты потенциала — фона (поля, соответствующего $\vec{W}_n = 0$) из условий непрерывности потенциала и нормального тока на границах раздела.

Компоненты тока $\vec{j} = eN(\vec{v}_l - \vec{v}_e)$ выраженные через потенциалы ψ_1 и ψ_2 имеют следующий вид;

$$j_x^E \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_l + \lambda_e) \left[-(\lambda_l \lambda_e)^{-1} \psi'_{1x} + (\lambda_e - \lambda_l) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} \psi'_{1y} + \right. \\ \left. + \Lambda \frac{H_z}{c} \cdot \frac{(\lambda_e - \lambda_l)}{(1 + \lambda_l^2)(1 + \lambda_e^2)} W_x + \Lambda \frac{H_z}{c} \cdot \frac{(1 + \lambda_l \lambda_e)}{(1 + \lambda_l^2)(1 + \lambda_e^2)} W_y \right],$$

$$j_y^E \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_l + \lambda_e) \left[(\lambda_l - \lambda_e) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} \psi'_{1x} - (\lambda_l \lambda_e)^{-1} \psi'_{1y} + \right. \\ \left. + \Lambda \frac{H_z}{c} \cdot \frac{(\lambda_e - \lambda_l)}{(1 + \lambda_l^2)(1 + \lambda_e^2)} W_y - \Lambda \frac{H_z}{c} \cdot \frac{(1 + \lambda_l \lambda_e)}{(1 + \lambda_l^2)(1 + \lambda_e^2)} W_x \right],$$

$$j_z^E \cdot \frac{H_z}{eivc} = -(\lambda_l + \lambda_e) \psi_{1z}' + \operatorname{sgn} z g/e(m_l \lambda_l - m_e \lambda_e),$$

$$j_x^F \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_l + \lambda_e) [-(i\lambda_e)^{-1} \psi_{2x}' + (\lambda_e - \lambda_l)(i\lambda_e)^{-2} \psi_{2y}'],$$

$$j_y^F \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_l + \lambda_e) [(\lambda_l - \lambda_e)(i\lambda_e)^{-2} \psi_{2x}' - (i\lambda_e)^{-1} \psi_{2y}'],$$

$$j_z^F \cdot \frac{H_z}{eNc} = -(\lambda_l + \lambda_e) \psi_{2z}' + \operatorname{sgn} z g/e(m_l \lambda_l - m_e \lambda_e);$$

вертикальный ток в магнитосфере при антивращении $\vec{j}_z^M = j_z^F |_{z=-(d-a-l)}$ и создаваемые ими магнитные поля определяются из уравнения $\operatorname{rot} \vec{H} = 4\pi/c \vec{j}$.

Плотности возмущений концентраций заряженных частиц n_l и n_e в E и F -слое ищем соответственно из уравнений

$$\operatorname{div} N \vec{v}_l = -\alpha(n_l + n_e), \quad -\Delta \psi_1 = 4\pi e(n_l - n_e)$$

и

$$\operatorname{div} N \vec{v}_e = q - r, \quad -\Delta \psi_2 = 4\pi e(n_l - n_e),$$

где $N = q/a_r N_n$. Электроны как бы прилипают к нейтральным атомам с коэффициентом прилипания, линейно зависящим от концентраций нейтральных частиц (в действительности реакция прилипания в слое F отсутствует).

Проведенные расчеты мелкомасштабного динамо позволяют представить целостную картину распределения электрических полей и токов как в ионосфере, так и в магнитосфере. При этом эл. поля, вследствие высокой проводимости вдоль геомагнитных силовых линий, распространяются из одной высоты на другую и сильно воздействуют на ионосферу.

Существенное отличие рассмотренной модели от реальной газовой оболочки Земли связано с использованием однородного магнитного поля и резких границ между разными областями. Поэтому можно ожидать соответствия только с точностью до порядка физических величин и только на тех широтах, где горизонтальная составляющая поля мала по сравнению с вертикальной, но в то же время силовые линии остаются замкнутыми.

Численные значения физических величин при реальных параметрах ионосферы. Пусть $d = 4 \cdot 10^4$ км, размер ячейки $l_1 = 200$ км, амплитуда скорости ветра $W_0/k = 200$ м/сек, толщина E -слоя $a = 20$ км, F -слоя $l = 400$ км. Ионная и нейтральная компоненты в E и F -слое состоят соответственно из O_2^+ , O_2 и O^+ , O . Температура нейтралов T_n принимается 300°K в E -слое и 1000°K в F -слое, $q_0 = 10^3$ см⁻³/сек, $a_r = 10^{-13}$ см³/сек, $\alpha = 10^{-7}$ см³/сек. Аппроксимируя эксперименталь-

ную кривую для концентраций заряженных частиц, взятую из (6) формулой $N = N_0 e^{m(z-1/z)}$ (для более точных результатов следует ионосферу делить на несколько слоев с различными показателями экспоненты и сшить решения), рассчитаем поля, токи, возмущения плотности заряженных частиц.

При этих условиях получим $E_x^E = 10^{-7}$, $E_y^E = 10^{-8}$, $E_z^E = 10^{-8}$ в/см, $j_x^E = 10^{-10}$, $j_y^E = 10^{-10}$, $j_z^E = 10^{-11}$ а/см², $E_x^F = 10^{-8}$, $E_y^F = 10^{-9}$, $E_z^F = 10^{-10}$ в/см, $j_x^F = 10^{-11}$, $j_y^F = 10^{-12}$, $j_z^F = 10^{-11}$ а/см², $h_x^E = 0,4$, $h_y^E = 0,2$, $h_z^E = 0,17$, $n_{i,c}^E = 10^2$, $n_{i,c}^F = 10$, при тех же параметрах в условиях ковращения возникают поля, токи и возмущения концентраций, намного меньшие приведенных значений для антивращения.

Таким образом, если условия в сопряженных точках северного и южного полушарий неодинаковы, определенная часть тока замыкается через магнитосферу и перестраивает верхние слои ионосферы. Причем магнитосферные токи малы по сравнению с ионосферными. Заметим, что эл. поля с высотой затухают в зависимости от горизонтальных размеров поля. Поля достаточно большой протяженности передаются на большие высоты без затухания.

Автор признателен Б. А. Тверскому за обсуждение результатов.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

ՅՈՒ. II. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Մեծերկրյա տիեզերական տարածության բազմաշերտ մոդել

Աշխատանքում առաջարկված է մերձերկրյա տիեզերական տարածությունից բազմաշերտ մոդել, որտեղ մթնոլորտը, իոնոլորտի E և F շերտերը ու մագնիսոլորտը դիտարկվում են համապատասխանաբար որպես շերտեր գազ, շերտեր գազի ու լիցքավորված մասնիկների խառնուրդ և իզեալական հաղորդիչ սլաբ-մայի շերտեր: Հաշվված են հոսանքները և էլեկտրամագնիսական դաշտերը: Հաշվված են նաև իոնոլորտի E շերտի շերտեր գազի փոքր մասշտաբի շարժումներով պայմանավորված լիցքավորված մասնիկների խտությունների գրգռումները:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Л. М. Алексеева, Ю. С. Варданян, Б. А. Тверской Геомagnetизм и аэрономия, 3, 437, 1969. ² S. Chandrasekhar. Proc. Roy. Soc., 217A, 306 1953. ³ Б. А. Тверской, Геомagnetизм и аэрономия, 1, 639, 1961. ⁴ L. P. Block, C. - G. Fälthammar. J. Geophys. Res., 73, August 1. ⁵ Ю. С. Варданян. Геомagnetизм и аэрономия, 3, 518, 1973. ⁶ Околоземное космическое пространство, Справочные данные, "Мир", 1966.