

**$LiNbO_3:Er^{3+}$ բեկնուցիչի բնութագրերի լոնսմենտիվացված
լինեյսրապան սրժագրանները**

Վ. Գ. ԲԱԲԱԶԱՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ռ. Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Բերված են խառնուրդային իոնների կլանման տիրույթներում լուսային իմպուլսներով գրգռված $LiNbO_3:Er^{3+}$ բեկնուցիչի բյուրեղների էլեկտրական արձագանքների ուսումնասիրման արդյունքները: Չարգացված է TR^{3+} իոններով ակտիվացված բեկնուցիչի բյուրեղների էլեկտրական արձագանքներում տարբեր երևույթների ներդրումները հաշվի առնելու մոդել: Քննարկվում են խառնուրդային իոնների հատկությունների որոշման նմանատիպ մոտեցման առավելությունները և հնարավոր կիրառությունները:

LIGHT-INDUCED ELECTRICAL RESPONSES OF $LiNbO_3:Er^{3+}$ POLAR CRYSTALS

V. G. BABADJANYAN, G. G. DEMIRKHANYAN, R. B. KOSTANYAN

Results of an investigation of electrical responses from $LiNbO_3:Er^{3+}$ polar crystals excited by rectangular optical pulses in the absorption bands of impurity ions are reported. The calculational model for contributions of various processes to the electrical responses of the polar hosts, doped with TR^{3+} ions, is presented. The advantages and possible applications of such investigations are discussed.

Изв. АН АрмССР, Физика, т. 27, вып. 3, с. 163—174 (1992)

УДК 550.388.2

**ТЕОРИЯ ИОНОСФЕРНОГО ДИНАМО ПОЛНОЙ МОДЕЛИ
ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА
ВЫСОКИХ И УМЕРЕННЫХ ШИРОТАХ**

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиопизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 28 декабря 1990 г.)

В приближении бесконечно проводящей Земли рассчитаны возмущаемые ионосферными ветрами электрические и магнитные поля, токи и неоднородности плотности заряженных частиц для многослойной модели околоземного космического пространства на высоких и умеренных широтах. Причем область F ионосферы подразделена на слои F_1 и F_2 .

Известно, что верхние слои Земли обладают хорошей проводимостью и что ее радиус R_3 и высота ионосферного слоя намного больше толщины нейтральной атмосферы. Отсюда ясно, что электромагнитные процессы, протекающие в верхних слоях ионосферы и в недрах Земли, должны взаимодействовать через атмосферу и иметь взаимное отражение. Таким образом, необходимо решить самосогласованную задачу для

всей длины силовой линии магнитного поля Земли, пронизывающей проводящую Землю и окружающее ее пространство.

Все процессы, протекающие в ионосфере, могут быть подразделены на две группы: фотохимические процессы и процессы переноса. В области F обе группы процессов сравнимы по важности в противоположность областям D и E , где распределение электронов определяется в основном фотохимическими процессами.

В области F , которая исторически подразделяется на слои F_1 и F_2 , в отличие от области E атомные ионы являются основными, и поэтому ионно-молекулярные реакции определяют как фотохимию области, так и скорость уничтожения электронов. Выступ F_1 в распределении электронов представляет собой максимум ионообразования, но по мере увеличения высоты возрастает роль процесса диффузии, пока наконец в области выше максимума слоя F_2 этот процесс не начинает определять распределение ионов даже в дневное время. В области максимума слоя F_2 скорость диффузии ионов и электронов через нейтральный газ (амбиполярная диффузия) примерно равна скорости уничтожения ионов в фотохимических процессах, так что механизмы переноса влияют одновременно на концентрацию как ионов, так и электронов, т. е. не существует принципиального различия между фотохимией слоев F_1 и F_2 ионосферы. Основное различие между областями F_1 и F_2 состоит во вкладе процесса амбиполярной диффузии. В нейтральной атмосфере при медленных процессах можно пренебречь не только токами проводимости, но и токами смещения. Следовательно, потенциал электрического поля будет удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta\psi=0$.

Отсюда видно, что структура и свойства ионосферы сильно меняются с высотой, причем горизонтальная часть системы ионосферных токов течет главным образом в E -области, где проводимости Педерсена и Холла имеют свои максимальные значения. На таких высотах вклад, вносимый электронами и ионами, в полный ток вдоль силовых линий магнитного поля Земли не везде одинаков. В нижних торцах магнитной силовой трубки, где их отношение определяется подвижностью, токи, направленные вдоль магнитного поля, несутся главным образом электронами. На высоких уровнях гравитация и градиент давления также играют роль и это отношение может быть совершенно другим. По этой причине будут иметь место определенные следствия [1].

В настоящей работе в соответствии с вышесказанным предложена многослойная модель околоземного космического пространства, в которой Земля, нейтральная атмосфера и слои E и F_1 , F_2 ионосферы и магнитосфера представляются соответственно идеально проводящей, нейтральным газом и слоями нейтрального газа с примесью заряженных частиц, и идеально проводящей плазмы. В рамках этой модели рассматривается влияние мелкомасштабного «атмосферного динамо» [2, 3] на электродинамическое состояние околоземного космического пространства с учетом процессов амбиполярной диффузии в верхних слоях ионосферы.

Поскольку характерные размеры изучаемого явления малы по сравнению с радиусом Земли, то можно рассматривать плоскую задачу для

следующей многослойной системы, симметричной относительно оси $z=0$ (на рисунке представлено только южное полушарие). Слой бесконечно проводящей плазмы (магнитосфера) расположен между поверхностями $z = \pm(d-a-l-p)$ и соприкасается со слабоионизированным газом в слое $d-a-l-p \leq |z| \leq 0$, плоскости $z = \pm d$ представляют собой границы между слабоионизированным и нейтральным газом (атмосферой). E_1 , F_1 , F_2 — ионосферные слои отделяются друг от друга соответственно плоскостями $z = \pm(d-a)$, $z = \pm(d-a-l)$, границы между атмосферой и Землей определяются плоскостями $z = \pm(d+f)$. Магнитное поле $\mathbf{H}$ перпендикулярно к границам раздела (обоснование приемлемости такой модели можно посмотреть в работе [3]).

Будем считать, что слабоионизированный газ ионосферы состоит из электронов, положительных ионов одного сорта с единичным зарядом и нейтральных молекул с возмущающей горизонтальной постоянной скоростью $\mathbf{W}$ — такое геострофическое движение, известное из наблюдений, может быть вызвано соответствующими физическими факторами [2].

Тогда, если предположить, что выполнено условие квазинейтральности $N_{ei} \approx N_{oe}$ и ионная и электронная температуры одинаковы $T_i = T_e$, то из уравнения движения для ионов и электронов нетрудно получить выражения для «фонового» электрического поля при диффузионном равновесии (в отсутствии скорости нейтралов) [4]

$$\mathbf{E}_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{e} (g) (m_i + m_e), \quad (1)$$

здесь g — ускорение силы тяжести, m_i , m_e — массы соответственно иона и электрона. Другими словами, поле, возникающее за счет разделения зарядов, удваивает шкалу высот нейтральной смеси.

Выпишем уравнения движения, линеаризованные относительно возмущения физических величин, (с учетом «фонового» поля) соответственно для ионов и электронов в пренебрежении инерционными, нелинейными членами, силой Кориолиса и частотой соударений электронов с ионами (необходимые для этого условия хорошо выполняются в ионосфере) [5–7]

$$\begin{aligned} \frac{-\nabla}{N_{oi}} \bar{P}_i + e \left\{ -\nabla\phi + \frac{1}{c} \left[\mathbf{v}_i \mathbf{H} \right] \right\} = \gamma_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{W}) + \\ + \frac{n_i}{2N_{oi}} (m_i + m_e) g, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{-\nabla}{N_{oe}} \bar{P}_e - e \left\{ -\nabla\phi + \frac{1}{c} \left[\mathbf{v}_e \mathbf{H} \right] \right\} = \gamma_{en} (\mathbf{v}_e - \mathbf{W}) + \\ + \frac{n_e}{2N_{oe}} (m_i + m_e) g. \end{aligned}$$

В этих уравнениях v_i , v_e и p_i , p_e — соответственно скорости и возмущения равновесных концентраций N_{oi} , N_{oe} ионов и электронов, возмущения их давлений $\bar{P}_i = n_i k T_i$, $\bar{P}_e = n_e k T_e$, поскольку процессы считаются изотермическими. k — постоянная Больцмана, ϕ — потенциал электрического поля, g — ускорение силы тяжести, γ_{in} , γ_{en} — частоты соударений ионов и электронов с частицами нейтрального газа, W — скорость нейтральных частиц.

Процессы, протекающие в ионосфере (ионизация, рекомбинация и т. д.), тесно связаны с волновым и корпускулярным излучением Солнца, весьма разнообразны и сильно меняются с высотой из-за разнообразия химического состава ионосферы и агентов ионизации. Поэтому система уравнений (2) должна быть дополнена, соответствующими для каждой области, уравнениями непрерывности заряженных частиц.

Основным фактором ионообразования во всем ионосферном слое является фотоионизация. Однако в Е-области, где преобладают молекулярные ионы, потеря ионов происходит путем диссоциативной рекомбинации. В F-области в противоположность области Е в физико-химических процессах основную роль играют атомарные ионы и потеря ионов происходит путем передачи заряда от первичных ионов к вторичным, а также переносом частиц [4]. Следовательно, уравнения непрерывности для ионов и электронов соответственно в Е- и F-области будут иметь вид

$$\operatorname{div} N_{oi} v_i = J - \alpha N_i N_e = -\alpha N_{oi} (n_i + n_e), \quad (3)$$

$$\operatorname{div} N_{oe} v_e = J - \alpha N_i N_e = \alpha N_{oi} (n_i + n_e)$$

и

$$\operatorname{div} N_{oi} v_i = J - \beta N_e = -\alpha_r N_n n_e, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} N_{oe} v_e = J - \beta N_e = \alpha_r N_n n_e,$$

где J — функция ионообразования Чемпена, которая, по-видимому, здесь также справедлива, поскольку рассматривается простейший случай фотоионизации однокомпонентной изотермичной атмосферы монохроматическим излучением, α — коэффициент рекомбинации положительных ионов с электронами, β — формальный (т. к. в этой области реакция прилипания отсутствует) коэффициент прилипания электронов к нейтральным атомам, линейно зависящий от концентрации нейтральных частиц, $\alpha_r = \alpha_p N_n$.

К этим уравнениям необходимо добавить еще и уравнение Пуассона $\Delta\phi = 4\pi e (n_i - n_e)$, поскольку даже малейшее разделение зарядов в квазинейтральной плазме, обусловленное различием в силах трения между заряженными компонентами плазмы и нейтральным газом, а также фотохимическими и др. факторами, может возбудить большие электрические поля [8].

Пусть сила тяжести и температура всех сортов частиц, составляющих слабоионизованный газ, не зависят от высоты Z , тогда частоты

столкновений $\gamma_{i,e,n}$ (пропорциональные плотности нейтральных молекул, выраженной барометрической формулой $N_n = N_{0n} \exp \left[-\frac{1}{H_n} z \right]$, и невозмущенная плотность заряженных частиц $N_{oi,e}$ будут иметь вид

$$\gamma_{i,e,n} = \gamma_{oi,e} \exp \left[-\frac{1}{H_n} z \right], \quad N_{oi,e} = N_0 \exp \left[\frac{1}{H_m} z \right].$$

Здесь $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, T_n и m_n — температура и масса нейтральных частиц, $\gamma_{oi,e}$ и N_0 — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на соответствующих каждому слою начальных высотах. H_m — постоянная аппроксимации экспонентной концентрации заряженных частиц (такое приближение для большинства задач весьма удовлетворительно). Однако необходимо здесь отметить, что эти параметры разные в слоях E и F из-за неоднородности ионосферы.

Далее, учитывая лишь вертикальные изменения регулярных ионосферных параметров, можно потенциал электрического поля Ψ , скорость нейтралов $\mathbb{W}$ и возмущения плотности n_i, n_e разложить в интеграл Фурье по координатам x, y и рассматривать отдельные составляющие

$$\psi = \psi_k(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)], \quad \mathbb{W} = \mathbb{W}_k(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)], \\ n_i = n_k^{(i)}(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)], \quad n_e = n_k^{(e)}(z) \exp[i(k_1 x + k_2 y)].$$

Если считать, что скорость нейтралов $\mathbb{W}$ не зависит от z и составляющая $\mathbb{W}_z = 0$, то, используя уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости $\text{div } \mathbb{W} = 0$, можно члены Фурье — разложения $\mathbb{W}_x, \mathbb{W}_y$ разбить на пары и решать задачу для каждой пары отдельно.

В качестве такой пары выберем [2]

$$\mathbb{W}_x = \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad \mathbb{W}_y = \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y,$$

тогда электрический потенциал Ψ и возмущения плотности n_i, n_e можно представить в виде

$$\psi = f_1 \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad n_i = f_2 \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \\ n_e = f_3 \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y. \quad (5)$$

Подставляя в (3) и (4) скорости V_i, V_e , найденные из (2), получаем уравнения, составляющие вместе с уравнением Пуассона замкнутые системы для определения потенциала Ψ и n_i, n_e соответственно в E- и F-слое

$$a_{i,e,E,F}^{(1)}(z) f_{1zz} + a_{i,e,E,F}^{(2)}(z) f_{1z} + a_{i,e,E,F}^{(3)}(z) f_1 + a_{i,e,E,F}^{(4)}(z) f_{2zz} + \\ + a_{i,e,E,F}^{(5)}(z) f_{2,3x} + a_{i,e,E,F}^{(6)}(z) \times f_{2,3} + A_{i,e,E,F} = 0, \quad (6) \\ k_0^2 f_1 - f_{1zz} = 4\pi e(f_2 - f_3),$$

$$\begin{aligned}
a_{i,e,E,F}^{(1)}(z) &= \frac{(2\alpha N_0 e^{z/2H_n})_E - (\alpha_r N_n)_F}{N_{oi} \cdot 4\pi e} \mp \frac{c}{H_z} \lambda_{i,e} \\
a_{i,e}^{(2)}(z) &= \mp \lambda_{i,e} \frac{c}{H_z} \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_m} \right), \quad a_{i,e}^{(4)}(z) = - \frac{k T_{i,e}}{\gamma_{i,eh} N_{oi,e}}, \\
a_{i,e,E,F}^{(3)}(z) &= -k_0^2 \left[\frac{(2\alpha N_0 e^{z/2H_n})_E - (\alpha_r N_n)_F}{N_{oi} \cdot 4\pi e} \mp \frac{c}{H_z} \frac{\lambda_{i,e}}{1 + \lambda_{i,e}^2} \right], \\
a_{i,e,EF}^{(5)} &= - \frac{1}{\gamma_{i,en}} \cdot \frac{1}{N_{oi,e}} \left(-\frac{1}{H_n} k T_{i,e} + \frac{1}{2} (m_i + m_e) g \right), \\
a_{i,e,EF}^{(6)}(z) &= \frac{1}{N_{oi,e}} \left[(2\alpha N_0 e^{z/2H_n})_E - (\alpha_r N_n)_F - \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \frac{1}{H_n} \frac{(m_i + m_e)}{\gamma_{i,en}} g + \frac{k_0^2 k T_{i,e}}{\lambda_{i,e}^2 \gamma_{i,en}} \right], \\
A_{i,e,E,F} &= \mp \lambda_{i,e}^{-1} \frac{k_0^2}{k_1 k_2} W_0, \quad k_0^2 = k_1^2 + k_2^2.
\end{aligned}$$

В этой унифицированной записи уравнений первые и вторые индексы относятся соответственно к ионам и электронам, индексы Е и F к E- и F-слою ионосферы, $\lambda_{i,e} = \frac{e H_z}{m_{i,e}} \frac{1}{c} \frac{1}{\gamma_{i,en}} m_{i,e}$ — отношение ларморовской частоты вращения ионов (электронов) к частоте их соударений с нейтралами.

Как видно из (6) в использованной модели учтена система ионосферных ветров, охватывающая не только E-, но и F-область ионосферы. Поскольку ветры и в F-области могут играть немаловажную роль в генерации динамо-полей и токов [9, 10]. Однако учет силы тяжести заряженных частиц и членов, ответственных за амбиполярную диффузию, приводит к системе из трех уравнений второго порядка для Ψ , p_i , p_e и сведение ее в общем случае к одному уравнению относительно электрического потенциала Ψ весьма затруднительно [7]. Поэтому, используя условие квазинейтральности, положим в (6) $f_2 = f_3$, после чего получим систему из двух уравнений для f_1 , f_2 , которая вместе с уравнением Пуассона определит и f_2 [8].

Произведем замену $f_1 = u(t) t^{-1}$,

$$f_3 = N_0 e^{z/H_m} u_1(t) t^{-1}, \quad \text{где } t = e^{-2\xi}, \quad \xi = z/H_n \text{ из}$$

(6) можно легко исключить $u(t)$ и получить уравнение четвертого порядка относительно $u_1(t)$ для F-слоя и уравнения третьего порядка для F- и E-слоя (при пренебрежении диффузионными членами). Но с помощью численных оценок реальных физических величин и параметров

$$a_1 = - \frac{1}{4} \left[2(2 + 3m) + g H_n \frac{(m_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + m_i \lambda_{io} \gamma_{io})}{(k T_{i,eo} \gamma_{eo} + k T_{e,io} \gamma_{io})} \right] \text{ в F-слое,}$$

$$a_2 = - \frac{H_n^2}{4} \frac{a_r N_{on} \gamma_{io} \gamma_{eo} (\lambda_{io} + \lambda_{eo})}{(k T_{io} \gamma_{eo} + k T_{eo} \gamma_{io})}, \text{ в } F_2\text{-слое}$$

$$a_3 = \frac{a_r N_{on} H_n \gamma_{io} \gamma_{eo} (\lambda_{io} + \lambda_{eo})}{g m_i (\lambda_{eo} \gamma_{eo} + \lambda_{io} \gamma_{io})}, \text{ в } E_1\text{-слое,}$$

$$a_4 = - \frac{8 a N_0 H_n (\lambda_{io} + \lambda_{eo}) \gamma_{io}}{m_i g \lambda_{eo}} \text{ в } E\text{-слое}$$

характеризующих рассматриваемые слои, можно порядок уравнений в F -слое, если учесть соотношение $\lambda_{i,e} \gg 1$, (при горизонтальных размерах задачи больших, или порядка величины высоты однородной атмосферы*) понизить на единицу и записать в том числе и в E -слое, принимая во внимание условие $\lambda_e \gg 1$, $\lambda_i \lesssim 1$, в виде

$$t \frac{d^3 u_1^{F_2}}{dt^3} + (a_1 - 1) \frac{d^2 u_1^{F_2}}{dt^2} + a_2 \frac{du_1^{F_2}}{dt} - \frac{2(3+m)}{4} \frac{a_2}{t} u_1^{F_2} + C = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d^3 u_1^{F_1}}{dt^3} + a_3 \frac{du_1^{F_1}}{dt} - \frac{(3+m)}{2} a_3 \frac{u_1^{F_1}}{t} + C = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^3 u_1^E}{dt^3} - \frac{15 + a_4 t^{1/4}}{4t} \frac{d^2 u_1^E}{dt^2} + \frac{(30t^{-2} + a_4 t^{-7/4})}{4^2} \times \\ \times \frac{du_1^E}{dt} - \frac{21}{4^3} a_4 \lambda_{io}^2 t^{-15/4} u_1^E = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Решения уравнений (7), (8) и (9) соответственно в F_2 -, F_1 - и E -слое будут иметь вид

$$\begin{aligned} u_1^{F_2}(t) = 3^5 \sqrt{3} t^{13/6} [A J_0(2 \sqrt{a_2} t^{1/2}) + B Y_0(2 \sqrt{a_2} t^{1/2})] + \\ + C_1 L_{-1/3} + C_2 L_1, \quad u_1^E = C_6 F(t) + C_7 t^{-1/4} + C_8, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} F(t) = \frac{1}{2} t^{-1/2} - a_4 t^{-1/4} \ln \left| \frac{a_4}{t^{-1/4}} \right| - \frac{1}{2} a_4^2 \ln t^{-1/4} + \\ + t^{-1/2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(-n+1)!} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{(n+1)!} \left(\frac{a_4}{t^{-1/4}} \right)^{n+1}. \end{aligned}$$

* Здесь не приводится численный анализ коэффициентов уравнений из-за громоздкости выражений.

Здесь I_0 и I_1 — соответственно функции Бесселя первого и второго рода, $L_{-1/2}$ и L_1 — функции Ломмеля, для которых имеем

$$L_{-1/2} = \frac{3}{2} \Gamma\left(-\frac{1}{6} + 3\right) \Gamma\left(-\frac{1}{6} - 3\right) - 3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-a_2)^n t^{(n+2)}}{\Gamma\left(-\frac{1}{6} + 3 + n + 1\right) \Gamma\left(-\frac{1}{6} - 3 + n + 1\right)},$$

$$L_1 = 3^0 \Gamma\left(\frac{1}{2} + 3\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} - 3\right) - 3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-a_2)^n t^{(3n+3)}}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + 3 + n + 1\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} - 3 + n + 1\right)}.$$

A, B, C — произвольные постоянные, которые определяются из граничных условий — непрерывности потенциала электрического поля и нормального тока на границах раздела.

Далее, используя (6), (10) и уравнение Лапласа нетрудно определить и потенциал электрического поля в отдельных слоях ионосферы и атмосфере

$$f_1^E = a_1 [(a_2 t^{-2} + a_3 t^{-1}) u_1^E + a_4 t^{-1} u_1^{E'} + a_5 u_{11}^E] + a_6, \quad (11)$$

$$f_1^F = a_1 [(a_7 t^{-2} + a_8 t^{-1}) u_1^F + a_9 t^{-1} u_1^{F'}] + a_6,$$

$$f_1^E = a_{10} t^2 (1 + \lambda_{io}^2 t^{-1}) (1 + \lambda_{eo}^2 t^{-1}) [(a_7 t^{-2} + a_{11} t^{-7/4}) \times \\ \times u_1^E + a_9 t^{-1} u_1^{E'}] + a_6,$$

$$a_1 = \frac{H}{c} \frac{1}{k_0^2} \frac{\lambda_{io} \lambda_{eo}}{(\lambda_{io}^2 - \lambda_{eo}^2)}, \quad a_2 = -\frac{7}{4} \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{io}} \frac{1}{\gamma_{eo}} \times \\ \times [gm_i(\omega_e + \omega_i) + 5/H_n (kT_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + kT_e \lambda_{io} \gamma_{io})],$$

$$a_3 = a_r N_{on} (\lambda_{io} + \lambda_{eo}) + k_0^2 \left(\frac{kT_i \lambda_{eo}}{\gamma_{io} \lambda_{io}^2} + \frac{kT_e \lambda_{io}}{\gamma_{eo} \lambda_{eo}^2} \right),$$

$$a_4 = \frac{1}{H_n} \cdot \frac{1}{\gamma_{io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} \left[gm_i(\omega_e + \omega_i) + \frac{2}{H_n} (kT_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + kT_e \lambda_{io} \gamma_{io}) \right],$$

$$a_5 = -\frac{4}{H_n^2} \cdot \frac{1}{\gamma_{io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} (kT_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + kT_e \lambda_{io} \gamma_{io}), \quad a_6 = \frac{H_z}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2},$$

$$a_7 = -\frac{7}{4} \cdot \frac{1}{H_n} \cdot \frac{1}{\gamma_{io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} gm_i(\omega_e + \omega_i), \quad a_8 = a_r N_{on} (\lambda_{io} + \lambda_{eo}),$$

$$a_9 = \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} gm_i(\omega_e + \omega_i), \quad a_{10} = \frac{H_z}{c} \frac{1}{k_0^2} \frac{1}{\lambda_{io} \lambda_{eo} (\lambda_{io}^2 - \lambda_{eo}^2)},$$

$$a_{11} = 2a N_0 (\lambda_{io} + \lambda_{eo})$$

$$\text{и } f_1^{\text{ам}} = 2C_0 \operatorname{shk} z.$$

Здесь использовано условие обращения в нуль потенциала электрического поля на бесконечно проводящей поверхности Земли.

После этого можно определить в ионосфере и электрический ток

$\mathbf{j} = eN_{oi}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$, компоненты которого из уравнений (2) будут иметь следующий вид

$$\begin{aligned} j_x &= eN_{oi} \left[-\frac{c}{H_z} (a_1 \psi'_x + a_2 \psi'_y) + a_3 \bar{p}_{ix} + a_4 \bar{p}_{iy} - a_2 W_x + a_1 W_y \right], \\ j_y &= eN_{oi} \left[\frac{c}{H_z} (a_2 \psi'_x - a_1 \psi'_y) + a_3 \bar{p}_{iy} - a_4 \bar{p}_{ix} - a_1 W_x - a_2 W_y \right], \\ j_z &= eN_{oi} \left[-\frac{c}{H_z} (\lambda_i + \lambda_e) \psi'_z - \frac{1}{N_{oi}} \left(\frac{1}{\gamma_{in}^0} - \frac{1}{\gamma_{en}^0} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\bar{p}_{iz} + \frac{n}{2} g(m_i + m_e) \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где

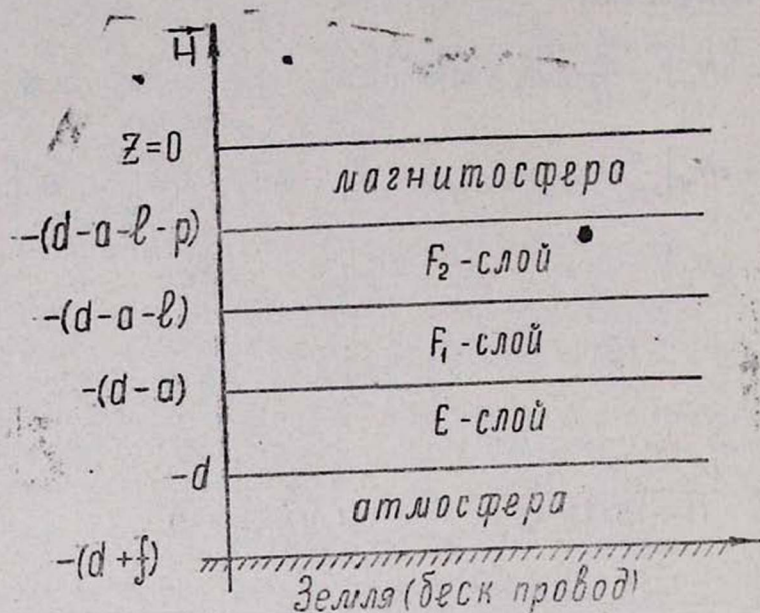
$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{(\lambda_i + \lambda_e)(1 + \lambda_i \lambda_e)}{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}, \quad a_2 = \frac{(\lambda_i^2 - \lambda_e^2)}{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}, \\ a_3 &= \frac{-\gamma_{en}^0(1 + \lambda_e^2) + \gamma_{in}^0(1 + \lambda_i^2)}{N_{oi} \gamma_{in}^0 \gamma_{en}^0 (1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}, \quad a_4 = -\frac{1}{N_{oi}} \frac{\gamma}{\gamma_{in}^0} \frac{1}{\gamma_{en}^0} \times \\ &\quad \times \frac{\gamma_{en}^0 \lambda_i (1 + \lambda_e^2) + \gamma_{in}^0 \lambda_e (1 + \lambda_i^2)}{(1 + \lambda_i^2)(1 + \lambda_e^2)}. \end{aligned}$$

Для простоты в выражениях (12) опущены индексы E и F , указывающие соответствующие слои.

При антивращении (когда направления движения нейтрального газа в ионосфере северного и южного полушарий противоположны) через магнитосферу по силовым линиям магнитного поля будет идти ток. Однако электрического поля в магнитосферной плазме нет из-за симметрии и стационарности задачи [2]. Следовательно, $\psi^{F_2} = 0$ при $z = \pm(d - a - l - p)$ на границе F_2 -слоя ионосферы и магнитосферы. При ковращении (когда направления движения нейтрального газа в ионосфере северного и южного полушарий одинаковы) электрический ток через магнитосферу отсутствует, т. е. $j_z^{F_2} = 0$ при $z = \pm(d - a - l - p)$ на границе F_2 -слоя ионосферы и магнитосферы [2].

Остальные граничные условия (в том числе и условие $\psi^{\text{атм}} = 0$ на границе между атмосферой и идеально проводящей Землей) совпадают для обоих случаев вращения нейтрального газа и те же, что и в работе [3], поэтому нет необходимости особо на них останавливаться.

Возмущение магнитного поля h , соответствующее току (12) определяется из уравнения $\text{rot } h = \frac{4\pi}{c} j$, требуя непрерывности поля на всех границах и исчезновения h на бесконечности.



Отметим, что необходимые сведения о структуре околоземного космического пространства здесь представлены в весьма сжатой форме и все оценки, и численные расчеты произведены при следующих значениях параметров: расстояние по силовой линии магнитного поля Земли между сопряженными точками на широтах 65° $d=4 \cdot 10^4$ км, высота атмосферы от поверхности Земли $f=100$ км, толщина E-слоя $a=40$ км, толщина F_1 -слоя $l=60$ км (занимает область от 140 до 200 км), выше 200 км до (условно принятой нами) высоты 400 км простирается F_2 -слой и $p=200$ км [11, 12]. Ионная и нейтральная компоненты в слоях E и F состоят соответственно из O_2^+ , O_2 и O^+ , O .

Принимается, что температура нейтралов $T_n=300^\circ K$ в E-слое и $1000^\circ K$ в F-слое, температура ионов (электронов) в F_2 -слое $T_{i,e}=1000^\circ K$. Высота однородной атмосферы $H_a=8 \cdot 10^5$ см в E-слое и $H_a=8 \cdot 10^6$ в F-слое, $\alpha=10^{-7}$ см³/сек, $\alpha_r=10^{-13}$ см³/сек. Концентрации нейтральных и заряженных частиц на начальных условных высотах соответственно в E- и F-слое $N_{on}=10^{12}$ ат. см⁻³, $N_0=10^5$ и $N_{on}=4 \cdot 10^{10}$ ат. см⁻³, $N_0=4 \cdot 10^5$. Частоты столкновений ионов и электронов с нейтрами на тех же высотах $\gamma_{io}=10^4$ сек⁻¹, $\gamma_{eo}=3 \cdot 10^4$ сек⁻¹ в E-слое и $\gamma_{io}=2 \cdot 10^3$ сек⁻¹, $\gamma_{eo}=10^4$ сек⁻¹ в F-слое. Амплитуда скорости ветра $\frac{W_0}{k_0}=200 \frac{м}{сек}$, размер ячейки $l=200$ км.

Далее, аппроксимируя экспериментальную кривую для концентраций, заряженных частиц (взятую из [14]) формулой $N_{oi,e} = N_0 e^{z/H_m}$, найдем токи, вариации полей и плотностей.

Таким образом, в работе рассмотрена многослойная модель околоземного космического пространства на высоких и умеренных широтах с учетом электропроводности Земли. Причем область F ионосферы подразделена на слои F_1 и F_2 , где амбиполярная диффузия в динамике процессов играет существенную роль. В приближении бесконечно проводящей Земли и пренебрежении частотой столкновений между электронами и ионами в верхних слоях ионосферы [5] во всем рассматриваемом пространстве (в том числе и в приземной области [14]) рассчитаны, возбуждаемые ионосферными ветрами, электрические и магнитные поля, токи, неоднородности плотности заряженных частиц. Их высотные профили будут приведены в следующей работе. В такой постановке задача представляет большой интерес для сравнения спутниковых и наземных измерений с расчетными и изучения физических явлений, происходящих в недрах Земли и ее оболочке. Поскольку Земля представляет собой слоистый проводник, вариации основного земного магнитного поля, вызванные возбуждаемыми токами, используются для магнитотеллурического зондирования и изучения глубинного строения Земли, а ионосферные неоднородности играют большую роль в долгосрочном прогнозировании космической радиосвязи. Однако многообразие факторов, действующих в космических условиях и трудность учета их относительной роли заставляют при количественных расчетах ограничиваться оценками по порядку величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Block L. P., Fulthammar C.-G., J. Geophys. Res., 1968, 73, 4307.
2. Алексеева Л. М., Варданян Ю. С., Тверской Б. А. Геомагнетизм и аэрономия, 1969, 9, 437.
3. Варданян Ю. С. Геомагнетизм и аэрономия, 1977, 17, 1012.
4. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Изд. Мир, М., 1974.
5. Дж. Данджи. Космическая электродинамика. Изд. Госатомиздат, М., 1961.
6. Ленерт Б. Сб. Физика плазмы и магнитная гидродинамика, Изд. иностр. литер., М., 1961.
7. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. Изд. Наука, М., 1974.
8. Бразинский С. И. Сб. Вопросы теории плазмы, вып. I, Изд. Госатомиздат, М., 1963.
9. Matting N., J. Geophys. Res., 1974, 70, 4679.
10. Милин Б. М. Спокойные геомагнитные вариации и токи в магнитосфере. Изд. Наука, Новосибирск, 1976.
11. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. Изд. Наука, М., 1973.
12. Данилов А. Д. Популярная аэрономия. Изд. Гидрометеоиздат, М., 1978.
13. Околоземное космическое пространство (под ред. В. П. Шабанского), Изд. Мир, М., 1966.
14. Гершман Б. Н., Самсонов А. В. Изв. высш. уч. зав. Радиофизика, 1976, 19, 1469.

ԻՌՆԱՎՈՐՏԻ ԴԻՆԱՄՈ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ ՄԵՐՁԵՐԿՐՅԱ ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ
ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ԼՐԻՎ ՄՈԴԵԼԻ ՀԱՄԱՐ ԲԱՐՁՐ ԵՎ ՉԱՓԱՎՈՐ
ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Երկրի անվերջ էլեկտրահաղորդականության մոտաւորութեամբ բարձր և շափաւոր լայնութեաններում դիտարկված է մերձեկրյա տիեզերական տարածութեան բաղաւաղերու մոդել՝ հաշիւ առնված ամբիպոլայն դիֆուզիայի պրոցեսները խնդրոտի վերին շերտերում:

A THEORY OF IONOSPHERIC DYNAMO FOR COMPLETE
MODEL OF TERRESTRIAL SPACE AT HIGH AND
MEDIUM LATITUDES

YU. S. VARDANYAN

A multi-layer model of terrestrial cosmic space at high and medium latitudes is considered in the approximation of infinite conductivity of the Earth taking into account the ambipolar diffusion processes in upper layers of ionosphere.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 3, стр. 174—178 (1992).

УДК 535.14;530.182

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ЛАЗЕРА

С. Г. ОГАНЕСЯН, С. В. АБАДЖЯН

НПО «Лазерная техника». ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 мая 1991 г.)

Развита теория черенковского лазера с учетом многофотонных процессов. Получены выражения для параметра насыщения усиления. Этот результат подтвержден численными расчетами.

В работах [1, 2] развиты классическая и квантовая теории черенковского лазера в линейном по полю приближении. Показано, что механизм усиления связан с тем, что в процессах излучения и поглощения участвуют электроны с разными энергиями. Ясно, что выражения для коэффициента усиления, полученные в этих работах справедливы, если интенсивность усиливаемой волны невелика.

В работе [3] развита нелинейная теория черенковского лазера в случае, когда пучок частиц моноэнергетичен и имеет скорость несколько большую скорости волны. В этом случае механизм усиления связан с тем, что средняя скорость электронов, попавших в режим захвата, равна скорости волны. Если размер области усиления подобран соответствующим образом, то электроны передают часть своей кинетической энергии в волну. Отметим, что эта же энергия определяет насыщение усиления.