

## НЕОДНОРОДНОСТИ ИОНОСФЕРЫ, СВЯЗАННЫЕ С ПЫЛЕВОЙ ЗВУКОВОЙ МОДОЙ

С.И. Копнин, С.И. Попель

### IONOSPHERIC INHOMOGENEITIES RELATED TO THE DUST ACOUSTIC MODE

S.I. Kopnin, S.I. Popel

Разработана теория модуляционной неустойчивости и электромагнитных волн в запыленной ионосфере Земли. Показана возможность существования пылевых звуковых волн в плазме запыленной ионосферы. Предложен механизм формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосфере, а также метод учета этих неоднородностей при описании диэлектрической проницаемости ионосферы. Обсуждаются вопросы влияния этих неоднородностей на радиосвязь и работу навигационных систем.

A theory of the modulation instability of electromagnetic waves in the Earth's dusty ionosphere is developed. The possibility for existence of dust acoustic waves in a dusty ionosphere plasma is shown. The mechanism of formation of inhomogeneities of electron and ion concentrations in the dusty ionosphere is developed, as well as the method of allowing for these inhomogeneities when describing the dielectric permittivity of the ionosphere is proposed. The impact of these irregularities on radio and navigation systems is under discussion.

Важным механизмом, приводящим к образованию неоднородностей в плазме, является модуляционное взаимодействие [Vladimirov, 1995]. В результате развития линейной стадии модуляционного взаимодействия (модуляционной неустойчивости) образуются области в пространстве, в которых присутствуют достаточно интенсивные электромагнитные поля с наблюдающимися локальными изменениями плотности плазмы (флуктуациями концентраций электронов и ионов плазмы). В линейном приближении можно определить инкременты и пороги развития модуляционной неустойчивости. В результате роста амплитуд неоднородностей процесс может перейти в нелинейную стадию. Для определения конечных амплитуд этих флуктуаций необходимо рассмотрение нелинейной стадии модуляционного взаимодействия.

Для описания модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме используется стандартный метод исследования модуляционного взаимодействия. В условиях диффузионного равновесия система имеет вид (ср. [Копнин, 2007; Копнин, 2008])

$$en_{e0}\nabla\varphi - T_{e0}\nabla n_{e1} - n_{e0}\nabla T_{e1} - \frac{n_{e0}e^2}{2m_e\omega_0^2}\nabla|\mathbf{E}|^2 = 0, \quad (1)$$

$$en_{i0}\nabla\varphi + \kappa T_{i0}\nabla n_{i1} + \kappa n_{i0}\nabla T_{i1} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 n_{d1}}{\partial t^2} + v_{dn} \frac{\partial n_{d1}}{\partial t} = \frac{n_{d0}q_{d0}\Delta\varphi}{m_d}, \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi(n_{e1}e - n_{i1}e - q_{d0}n_{d1} - n_{d0}q_{d1}),$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial T_{e1}}{\partial t} - \frac{\chi_e}{2}\Delta T_{e1} + \overline{v_{ei}}(T_{e1} - T_{i1}) - \frac{T_{e0}}{n_{e0}}\frac{\partial n_{e0}}{\partial t} = \frac{2v_e e^2 |\mathbf{E}|^2}{m_e \omega_0^2}, \quad (3)$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial T_{i1}}{\partial t} - \frac{\chi_i}{2}\Delta T_{i1} + \overline{v_{ei}}(T_{i1} - T_{e1}) - \frac{T_{i0}}{n_{i0}}\frac{\partial n_{i1}}{\partial t} = 0.$$

Все формулы и величины используются здесь и далее в СГС;  $m_\xi$  – масса частиц сорта  $\xi$ ;  $n_\xi$  – концен-

трация частиц сорта  $\xi$ ,  $\xi=e, i, d$  для электронов, ионов и пылевых частиц соответственно;  $T_{e(i)}$  – температура электронов (ионов), измеряемая в единицах энергии (эрг);  $e$  – заряд электрона, ионы предполагаются однозарядными;  $q_d$  – заряд пылевых частиц,  $\varphi$  – потенциал низкочастотного возмущения,  $\mathbf{E}$  – электрическое поле электромагнитной волны накачки,  $\omega_0$  – частота этой волны,  $\kappa$  – показатель адиабаты, в случае изотермического процесса  $\kappa=1$ , в случае адиабатического процесса  $\kappa=3$  (индекс 0 соответствует невозмущенным параметрам, индекс 1 – возмущенным величинам первого порядка малости);  $v_{ei}$  – эффективная частота столкновений частиц сорта  $\xi=e, i, d$  с частицами сорта  $\eta=e, i, d$ ;  $\overline{v_{ei}} = 3(m_e/m_i)v_{ei}$  – эффективная частота столкновений электронов с ионами, характеризующая скорость изотермализации электронов и ионов;  $\chi_e = 3.16T_e/(m_e v_e)$ ,  $\chi_i = 3.9T_i/(m_i v_i)$  – электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно,  $\Delta$  – оператор Лапласа. Изменение заряда пылевых частиц в ионосферной плазме происходит в соответствии с уравнением:

$$\partial q_d / \partial t = I(q_d),$$

где полный ток  $I(q_d) = I_e(q_d) + I_i(q_d) + I_{ph}(q_d)$  определяется суммой электронного  $I_e(q_d)$  и ионного  $I_i(q_d)$  токов, а также фототока  $I_{ph}(q_d)$ .

Предполагая, что низкочастотные возмущения в плазме меняются как  $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{K}\mathbf{r})$ , где  $\Omega$  и  $\mathbf{K}$  – частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями, уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля, можно записать в виде

$$\varepsilon_\pm E_\pm - (c/\omega_\pm)^2 \frac{c^2}{\omega_\pm^2} \mathbf{k}_\pm \times (\mathbf{k}_\pm \times \mathbf{E}_\pm) =$$

$$= n_{e1}/n_{e0} (\omega_{pe}/\omega_\pm)^2 E_{0\pm}, \quad (4)$$

где  $\omega_\pm = \Omega \pm \omega_0$  и  $\mathbf{k}_\pm = \mathbf{K} \pm \mathbf{k}_0$ ,  $\omega_0$ ,  $\mathbf{k}_0$  – частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки,  $\Omega$ ,  $\mathbf{K}$  – частота и волновой вектор соответствующие амплитудной модуляции электромагнитной волны накачки,  $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_{e0} e^2 / m_e$  – электронная ленгмюровская

частота,  $\varepsilon_{\pm} = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_{\pm}^2$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы,  $\mathbf{E}_{+} = \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{E}_{-} = \mathbf{E}^*$ ,  $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$ ,  $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0$ .

Антропогенные источники излучения электромагнитных волн в ионосфере, например передатчики мощного электромагнитного излучения, такие как нагревные стенды, можно рассматривать как источники квазимонохроматического излучения с некоторой шириной спектра  $\Delta\omega$ ,  $\Delta K \ll \omega_0$ ,  $k_0$ , где  $\omega_0$ ,  $k_0$  – частота и волновой вектор излучения. В указанном приближении из (1)–(4) легко получить неоднородности электронной и ионной концентраций, возникающих в результате модуляционного возбуждения пылевых звуковых возмущений в запыленной ионосферной плазме. При этом имеет место ряд случаев.

Когда частицы заряжены положительно ( $q_d > 0$ ):

1)  $\Omega \gg \omega_{\chi} \gg C_S K$ :

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \frac{4v_e v_e}{3\Omega \left[ \Omega + i \left( v_{ch} + (2z+4)/(3z+3)v_e \right) \right]} \times \times \frac{1-z}{(1+z)} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (5)$$

2)  $\omega_{\chi} \gg \Omega \gg C_S K$ :

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left( 1 + \frac{4v_e}{\omega_{\chi}} \right) \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + iv_{dn}\Omega - C_S^2 K^2} \times \times \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}.$$

3)  $\omega_{\chi} \gg C_S K \gg \Omega$ :

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = - \left( 1 + 4v_e / \omega_{\chi} \right) \times \times \left( \omega_{pe} / \omega_0 \right)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / (8\pi n_{e0} T_{e0}). \quad (7)$$

В случае  $q_d < 0$ :

4)  $\Omega \gg \omega_{\chi} \gg C_S K$ :

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \mu \left( \frac{\Omega [(1+\gamma)4v_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma]}{\Omega(1+5\gamma+\mu) + iv_{ch}(1+4\gamma+\mu(5-\beta-4\gamma\beta))} \right) + \left( \frac{iv_{ch}[4v_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma]}{\Omega(1+5\gamma+\mu) + iv_{ch}(1+4\gamma+\mu(5-\beta-4\gamma\beta))} \right) \times \times \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (8)$$

Из (5)–(12) для квазимонохроматической волны накачки следует, что

$$n_{e1}/n_{e0} \sim n_{i1}/n_{i0} \sim \left( \omega_{pe} / \omega_0 \right)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0}.$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \times \times \left( \frac{(1+(\beta+1/3)\mu v_{ch}/(-i\Omega+v_{ch}))}{(1+\mu+(\beta-\tau/3)\mu v_{ch}/(-i\Omega+v_{ch}))} \right) - \left( \frac{-4\mu v_e v_{ch}/3\Omega(\Omega+iv_{ch})}{(1+\mu+(\beta-\tau/3)\mu v_{ch}/(-i\Omega+v_{ch}))} \right) \times \times \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (9)$$

5)  $\omega_{\chi} \gg \Omega \gg C_S K$ :

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left( 1 + \frac{4v_e}{\omega_{\chi}} \right) \times \times \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + iv_{dn}\Omega - C_S^2 K^2} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (10)$$

6)  $\omega_{\chi} \gg C_S K \gg \Omega$ :

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = - \left( 1 + 4v_e / \omega_{\chi} \right) \times \times \left( \omega_{pe} / \omega_0 \right)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / (8\pi n_{e0} T_{e0}), \quad (11)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = 4v_e C_S^2 K^2 / \omega_{\chi} \left( \Omega^2 + iv_{dn}\Omega - C_S^2 K^2 \right) \times \times \left( \omega_{pe} / \omega_0 \right)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / (8\pi n_{e0} T_{e0}). \quad (12)$$

(6) Отметим, что условие  $(\omega_{pe}/\omega_0)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0} < 1$  является критерием применимости полученных выражений (5)–(12). Также следует отметить, что инкремент развития модуляционной неустойчивости обязан быть больше декремента затухания пылевых звуковых возмущений. С учетом этих соотношений можно получить области существования указанных решений. Например, для высоты  $h=80$  км, когда  $n_n \approx 5.56 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 200 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx T_i \approx 150 \text{ K}$ ,  $n_d \approx 100 \text{ см}^{-3}$ ,  $a \approx 100 \text{ нм}$ , и для высоты  $h=100$  км, когда  $n_n \approx 1.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 650 \text{ K}$ ,  $T_i \approx 550 \text{ K}$ ,  $a \approx 50 \text{ нм}$ ,  $n_d \approx 100 \text{ см}^{-3}$  области существования решений представлены на рис. 1. В рамках сделанных предположений решения (5)–(12) справедливы в случае, когда амплитудно-частотные характеристики квазимонохроматических волн накачки лежат ниже кривых 1. Кривые 2–4 устанавливают пороги модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые 2), а также положительного заряда пылевых частиц в двух случаях  $\omega_{\chi e} \gg \Omega \gg C_{sd} K$  (кривые 3) и  $\Omega \gg \omega_{\chi e} \gg C_{sd} K$  (кривые 4). Известно, например, что установка HAARP обладает следующими характеристиками: диапазон рабочих частот  $\sim 2.8\text{--}10$  МГц, эквивалентная излучаемая мощность в центре диаграммы направленности  $\sim 250$  МВт на 2.8 МГц и 4200 МВт на 10 МГц, облучаемая площадь на высоте 350 км составляет  $\sim 12 \cdot 250 \text{ км}^2$ . С использованием этих данных на рис. 1 показан случай, когда волна накачки соответствует параметрам  $\sim 250$  МВт на 2.8 МГц

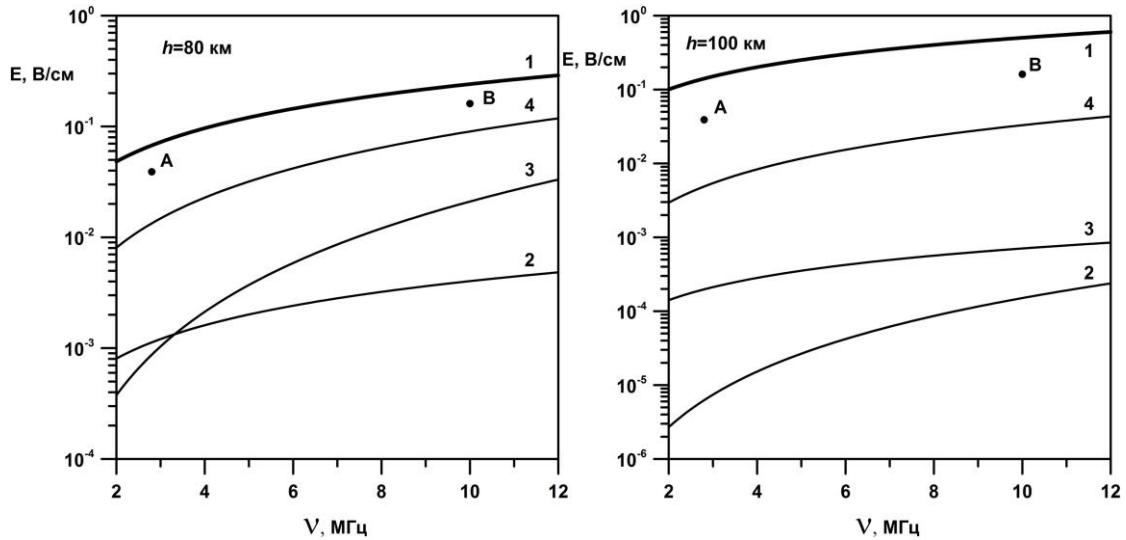


Рис. 1. Области применимости предложенного метода. Кривые 1 ограничивают сверху область справедливости выражений (5)–(12), описывающих формирование неоднородностей в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн накачки. Кривые 2–4 устанавливают пороги модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые 2), а также в случае положительного заряда пылевых частиц для  $\omega_{\chi e} \gg \Omega \gg C_{sd}K$  (кривые 3) и  $\Omega \gg \omega_{\chi e} \gg C_{sd}K$  (кривые 4).

(точка А) и параметрам: 4200 МВт на 10 МГц (точка В). Видно, что в результате распространения этих волн возможно развитие модуляционной неустойчивости в рамках предложенной модели.

В случае положительного заряда пылевых частиц, например для высоты  $h=100$  км, в случае (6) и (7) можно оценить величины неоднородности концентрации электронов:  $n_{e1}/n_{e0} \approx 6 \cdot 10^{-3}$  для излучения на частоте 2.8 МГц, и  $n_{e1}/n_{e0} \approx 8 \cdot 10^{-3}$  для частоты 10 МГц; для высоты  $h=80$  км:  $n_{e1}/n_{e0} \approx 0.027$  для излучения на частоте 2.8 МГц, и  $n_{e1}/n_{e0} \approx 0.035$  для частоты 10 МГц. В случае (5) заметного формирования неоднородностей не происходит. Характерные пространственно-временные масштабы этих неоднородностей соответствуют пространственно-временным масштабам пылевых звуковых возмущений и составляют, как правило, несколько десятков сантиметров при длительности порядка нескольких десятых секунды.

Итак, предложен механизм формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосфере в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн накачки, связанной с пылевой звуковой модой. В рамках предложенного метода в качестве примера определены неоднородности электронной концентрации в запыленной ионосфере в результате развития модуляционной неустойчивости в случае квазимонохроматических спектров электромагнитного излучения от нагревного стенда HAARP для положительно заряженных пылевых частиц. Определены параметры электромагнитного излучения, необходимые для эффективного формирования неоднородностей компонентов запыленной ионосферной плазмы.

Работа выполнена по Программе № 5 фундаментальных исследований ОНЗ РАН, Программе № 22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы», Программе Совета по грантам Президента РФ (проект № НШ-203.2012.5) для поддержки ведущих научных школ, Программе РФФИ (проект № 12-02-00270-а), гранту Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (грант № МК-3764.2013.2).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Копнин С.И., Попель С.И., Минг Ю. Модуляционное возбуждение низкочастотных пылевых звуковых колебаний в нижней ионосфере // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 4. С. 323–336.
- Копнин С.И., Попель С.И. Генерация инфразвуковых колебаний низкочастотными пылевыми звуковыми возмущениями в нижней ионосфере Земли // Там же. 2008. Т. 34, № 6. С. 517–526.
- Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. Modulational interactions in plasmas // Astrophys. Space Sci. Lib. 1995. V. 201. P. 544. ISBN 0–7923–3487–6.

Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия