

К ВОПРОСУ О ФОРМИРОВАНИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ

С.И. Копнин, С.И. Попель

Предложен механизм формирования неоднородностей концентрации электронов и ионов в запыленной ионосфере, связанный с пылевой звуковой модой. Проведена оценка неоднородностей концентрации электронов в случае квази-монохроматических спектров электромагнитного излучения для нагревного стенда на высотах 80 и 100 км. Определены диапазоны применимости предложенного метода.

Введение

На протяжении многих лет в физике ионосферы существенное место занимает проблема формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций при воздействии на ионосферу мощных нагревных стендов [Беликович, 1999]. В нижней ионосфере могут присутствовать заряженные нано- и микромасштабные частицы, которые могут образовываться в результате метеорных потоков, конденсации пересыщенных паров воды в летней полярной мезосфере и пр. Ионосферную плазму, содержащую заряженные нано- и микромасштабные частицы, принято называть запыленной ионосферной плазмой. Отличие такой запыленной плазмы от обычной состоит в наличии новых пространственно-временных масштабов, вызванных присутствием заряженных пылевых частиц, и возможностью существования нового типа колебаний: пылевой звуковой моды. В работе предложен механизм возникновения неоднородностей концентрации электронов и ионов в запыленной ионосферной плазме в результате распространения в ней мощных электромагнитных сигналов от нагревных стендов, связанный с пылевой звуковой модой.

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, сопровождающиеся локальными изменениями плотности плазмы (флуктуациями концентраций электронов и ионов плазмы). В линейном приближении можно определить инкременты и пороги для 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. Вопросы развития модуляционной неустойчивости в ионосферной плазме при воздействии мощного радиоизлучения исследуются уже несколько десятков лет (см., например, [Rayne, 1984; Keskinen, 1998]). Однако эти работы посвящены исследованиям верхней ионосферы. В нижней ионосфере часто присутствуют заряженные пылевые частицы [Копнин, 2007; Копнин 2008] и, как следствие,

существенная роль при описании модуляционного взаимодействия принадлежит пылевой звуковой моде. Детальное исследование модуляционной неустойчивости для случая запыленной ионосферы проводилось в работах [Копнин, 2007; Копнин 2008]. Данная работа является продолжением указанных исследований.

Основные уравнения

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

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

$$en_{i0}\nabla\varphi + \kappa T_{i0}\nabla n_{i1} + \kappa n_{i0}\nabla T_{i1} = 0, \quad (2)$$

$$\partial^2 n_{d1}/\partial t^2 + v_{dn} \partial n_{d1}/\partial t = (n_{d0}q_{d0}/m_d)\Delta\varphi, \quad (3)$$

$$3(\partial T_{e1}/\partial t) - \chi_e \Delta T_{e1} + 2\overline{v_{ei}}(T_{e1} - T_{i1}) - 2T_{e0}n_{e0}^{-1}(\partial n_{e0}/\partial t) = 4v_e e^2 m_e^{-1} \omega_0^{-2} |\mathbf{E}|^2, \quad (4)$$

$$3\partial T_{i1}/\partial t - \chi_i \Delta T_{i1} + 2\overline{v_{ei}}(T_{i1} - T_{e1}) - 2(T_{i0}/n_{i0})(\partial n_{i1}/\partial t) = 0. \quad (5)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi(n_{e1}e - n_{i1}e - q_{d0}n_{d1} - n_{d0}q_{d1}). \quad (6)$$

Здесь и далее использованы все формулы и величины в СГС, m_ξ – масса частиц сорта ξ ; n_ξ – концентрация частиц сорта ξ ; $\xi = e, i, d$ 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, φ – потенциал низкочастотного возмущения, \mathbf{E} – электрическое поле электромагнитной волны накачки, ω_0 – частота этой волны, κ – 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; $v_{e\eta}$ – 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 выравнивания температур 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, Δ – оператор Лапласа.

Изменение заряда пылевых частиц в ионосферной плазме происходит в соответствии с уравнением:

$$\partial q_d/\partial t = I(q_d), \quad (7)$$

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 $I_{ph}(q_d)$. Причём, фототок может возникать только в дневное время под действием солнечного излучения. Однако фотоэффекту подвержены не все пылевые частицы, что обусловлено их составом. На высотах 80–120 км спектр солнечного излучения резко обрывается на длинах волн, порядка 170 нм, что соответствует энергии 7,3 эВ. Если, при этом, вещество, составляющее пылевую частицу, имеет работу выхода большую 7,3 эВ, то фотоэффект не происходит. Например, работа выхода чистого льда составляет около 8.9 эВ. Та-

ким образом, пылевая частица, состоящая из чистого льда, не будет подвергаться фотоэффекту ни в дневное, ни, тем более, в ночное время.

Для малых вариаций возмущений заряда пылевых частиц q_{d1} в случае их положительного заряда справедливо соотношение [Копнин, 2007]:

$$(\partial/\partial t + v_{ch})q_{d1} = I_{e0}^{eq} [n_{e0}^{-1}n_{e1} + T_{e0}^{-1}T_{e1}(1-z)/(2+2z)], \quad (8)$$

где $v_{ch} = -(\partial I/\partial q)^{eq}$; $z = -eq_{d0}/aT_{e0}$, a – характерный размер пылевых частиц, I_{e0}^{eq} – равновесный ток электронов на пылевую частицу [см., например, Копнин, 2007]. При этом частота зарядки имеет вид:

$$v_{ch} = -\left. \frac{\partial I}{\partial q_d} \right|_{q_d=q_{d0}} = \frac{\omega_{pe}^2 a}{\sqrt{2\pi}V_{Te}} + \frac{\pi\beta a c e^2}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{2\pi^2 c^3} \frac{\hbar\omega^2}{\exp(\hbar\omega/T_s) - 1} \Big|_{\omega=\omega_R + \frac{eq_d}{\hbar}}. \quad (9)$$

В случае отрицательного заряда пылевых частиц q_{d1} определяется из выражения [Копнин, 2007]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{ch} \right) q_{d1} = -|I_{e0}^{eq}| \left(\frac{n_{e1}}{n_{e0}} - \frac{n_{i1}}{n_{i0}} + (1+2z) \frac{T_{e1}}{2T_{e0}} - \frac{\tau-z}{\tau+z} \frac{T_{i1}}{2T_{i0}} \right), \quad (11)$$

где $\tau = T_{e0}/T_{i0}$. При этом частота зарядки имеет вид:

$$v_{ch} = -\left. \partial I/\partial q_d \right|_{q_d=q_{d0}} = (1+\tau+z)\omega_{pi}^2 a/\sqrt{2\pi}V_{Ti}. \quad (12)$$

Для описания процессов модуляции электромагнитной волны в ионосферной плазме необходимо рассматривать два случая: прохождение электромагнитной волны через слой пылевой плазмы, содержащей положительно или отрицательно заряженные нано- и микромасштабные частицы. Когда пылевые частицы заряжены положительно, они несут на себе основной положительный заряд плазменной компоненты. В этом случае роль ионов становится пренебрежимо малой. Когда фотоэффект отсутствует, заряд пылевых частиц отрицательный и роль ионов становится существенной.

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

$$\varepsilon_{\pm} \mathbf{E}_{\pm} - \omega_{\pm}^{-2} c^2 \mathbf{k}_{\pm} \cdot (\mathbf{k}_{\pm} \cdot \mathbf{E}_{\pm}) = n_{e0}^{-1} n_{e1} \omega_{pe}^{-2} \omega_{\pm}^2 \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (13)$$

где $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$ и $\mathbf{k}_{\pm} = \mathbf{K} \pm \mathbf{k}_0$; ω_0 , \mathbf{k}_0 – частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки; Ω , \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; $\mathbf{E}_{+} = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_{-} = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0$ – при этом данная задача существенно отличается от ранее решённых задач тем, что здесь одновременно учтены как процессы зарядки пылевых частиц, так и их динамика.

Инкременты модуляционной неустойчивости

Закон дисперсии пылевых звуковых волн $\omega_s(K)$ определяется системой уравнений (1)–(12) и имеет вид:

$$\omega_s(K) = \sqrt{\omega_d^2/A - (v_{dn}/2)^2} - iv_{dn}/2, \quad (14)$$

где в случае $q_d > 0$:

$$A = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1-z}{1+z} \frac{2\omega_s}{3\omega_s + i\omega_\chi} \right) / \left(1 + \frac{2\omega_s}{3\omega_s + i\omega_\chi} \frac{i\bar{v}_e}{\omega_s + iv_{ch}} \right) \right), \quad (15)$$

а в случае $q_d < 0$:

$$A = 1 + K^{-2} \lambda_{de}^{-2} [1 + i\bar{v}_e/(\omega_s + iv_{ch})(1 + \tau^{-1})] + K^{-2} \lambda_{di}^{-2}. \quad (16)$$

Здесь $\omega_{de} = \sqrt{4\pi n_{d0} q_d^2 / m_d}$ – плазменная пылевая частота. Затухание пылевых звуковых волн в запылённой ионосферной плазме обусловлено частотой столкновений пылевых частиц с нейтральной компонентой ионосферы. Для широкого диапазона параметров нижней запылённой ионосферы: температуры нейтралов $T_n \approx 130 \div 155$ К, их концентрации $n_n \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, характерного размера пылевых частиц [Gabrielli, 2004; Kalashnikova, 2000] $a \approx 10 \div 10^3$ нм и их концентрации $n_d \approx 10 \div 10^3$ см⁻³ получаем $\omega_{de} \approx 0.01 \div 100$ рад/с и $v_{dn} \approx 0,01 \div 0,1$ с⁻¹.

В линейном приближении из уравнений (1)–(5) можно получить вариации для фурье-компонент электронной и ионной температур:

$$T_{e(i)1,\Omega K} = \frac{\Omega \Xi_{i(e)}}{\Xi_e \Xi_i + \bar{v}_{ei}^2} \frac{T_{e(i)0}}{n_{e(i)0}} n_{e(i)1,\Omega K} + i \frac{\Omega \bar{v}_{ei}}{\Xi_e \Xi_i + \bar{v}_{ei}^2} \frac{T_{i(e)0}}{n_{i(e)0}} n_{i(e)1,\Omega K}, \quad (17)$$

где $\Xi_e = (3/2)\Omega + i(\omega_{\chi e} + \bar{v}_{ei})$, $\Xi_i = (3/2)\Omega + i(\omega_{\chi i} + \bar{v}_{ei})$, $\omega_{\chi e} = \chi_e K^2/2$, $\omega_{\chi i} = \chi_i K^2/2$. В дальнейшем, для упрощения вида выражений, индексы Ω , K опускаем.

В случае сильностолкновительной плазмы ($\bar{v}_{ei} \gg \Omega$, $\omega_{\chi i}$, $\omega_{\chi e}$), что соответствует условиям нижней ионосферы, выражения (17), могут быть преобразованы к виду:

$$T_{e1} = T_{i1} = (T_{i0} n_{i0}^{-1} n_{i1} + T_{e0} n_{e0}^{-1} n_{e1}) \Omega / (3\Omega + i\omega_\chi), \quad (18)$$

где $\omega_\chi = \omega_{\chi e} + \omega_{\chi i}$. Вводя потенциал ϕ электростатического поля плазмы ($\mathbf{E} = -\text{grad } \phi$), получаем:

$$n_{e1}/n_{e0} = e\phi/T_{e0}, \quad (19)$$

$$n_{i1}/n_{i0} = e\phi/T_{i0}. \quad (20)$$

Таким образом, можно считать, что электроны и ионы удовлетворяют распределениям Больцмана в условиях диффузионного равновесия в сильностолкновительной ионосферной плазме. При этом вариации температур $T_{e1} = T_{i1} = 0$.

Как уже отмечалось, величина неоднородностей электронной и ионной концентраций в запылённой ионосферной плазме в результате развития модуляционной неустойчивости определяется амплитудой ϕ_0 электростатического потенциала, вызванного пылевыми звуковыми возмущениями. Из уравнений Максвелла следует, что Фурье компонента ϕ_0 имеет вид:

$$\phi_{k,\omega} \approx (4\pi\omega/k^2 c^3) j_{k,\omega}^N, \quad (21)$$

где $j_{k,\omega}^N$ – плотность нелинейного тока, вызванная возмущениями второго порядка малости функций распределения электрически заряженных компонент запылённой ионосферной плазмы. Плотность нелинейного тока имеет вид:

$$j_{k,\omega}^N = \sum_{\alpha=e,i,d} \frac{q_\alpha^3}{m_\alpha} \int \mathbf{p} / \left(\omega - \frac{(\mathbf{k}\mathbf{p})}{m_\alpha} \right) \left(\mathbf{E}_1 \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \left[\left(\omega_2 - \frac{(\mathbf{k}_2\mathbf{p})}{m_\alpha} \right)^{-1} \left(\mathbf{E}_2 \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial \mathbf{p}} \right) \right] \times \\ \times \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d\omega_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{p}. \quad (22)$$

Здесь $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{\omega_1 \mathbf{k}_1}$, $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{\omega_2 \mathbf{k}_2}$ – Фурье-компоненты напряжённости электрического поля в электромагнитной волне накачки, $f_{0,\alpha}$ – функция распределения частиц сорта α , удовлетворяющая условию нормировки $n_{0,\alpha} = \int f_{0,\alpha}(\mathbf{p}) d\mathbf{p}$. Полагая в (22) в качестве функции распределения максвелловскую функцию распределения, из (21) находим, что максимально возможное значение амплитуды возмущений электростатического потенциала имеет вид:

$$\varphi_0 = 8\pi q_d K^{-2} n_{e0} C_{sd}^2 c^{-2} \Omega \omega_0^{-1} (|\mathbf{E}_0|^2 / 4\pi n_{e0} T_{e0}). \quad (23)$$

Характерная частота в спектре низкочастотных волновых возмущений Ω и его ширина характеризуется максимальным инкрементом Γ модуляционной неустойчивости. Когда фотоэффект отсутствует, частицы приобретают отрицательный электрический заряд, и в результате устанавливается следующее соотношение между интенсивностью электромагнитной волны накачки и частотой пылевых звуковых возмущений:

$$\Omega \approx \Gamma \approx \sqrt{v_e c^2 / \chi v_e^{-1} \omega_0^{-5} \omega_{pe}^6 (|\mathbf{E}_0|^2 / 4\pi n_{e0} T_{e0})}. \quad (24)$$

В случае положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в процессе развития модуляционной неустойчивости при условии $\Omega \gg \omega_{ke} \gg C_{sd} K$, имеет вид:

$$\Omega \approx \Gamma \approx (v_e \omega_{pe}^4 \omega_0^{-2} c^{-2} C_{sd}^2)^{1/3} (|\mathbf{E}_0|^2 / 4\pi n_{e0} T_{e0})^{1/3}, \quad (25)$$

а в случае $\omega_{ke} \gg \Omega \gg C_{sd} K$ закон дисперсии имеет приближённый вид:

$$\Omega \approx \Gamma \approx (\chi_e^{-1} C_{sd}^2 \omega_0^{-3} \omega_{pe}^4)^{1/2} (|\mathbf{E}_0|^2 / 4\pi n_{e0} T_{e0})^{1/2}. \quad (26)$$

Таким образом, на основе (23)–(26) для широкого диапазона параметров нижней запылённой ионосферы: температуры нейтралов $T_n \approx 130 \div 200$ К, их концентрации $n_n \approx 10^{12} \div 10^{15}$ см⁻³, характерного размера пылевых частиц $a \approx 10 \div 10^3$ нм и их концентрации $n_d \approx 10 \div 10^3$ см⁻³, концентрации электронов $n_e \approx 10^2 \div 10^5$ см⁻³, концентрации ионов $n_i \approx 10^2 \div 10^5$ см⁻³, находим, что величина $|\mathbf{E}_0|^2 / 4\pi n_{e0} T_{e0}$ не превосходит единицы, что соответствует приближению, используемому при исследовании модуляционной неустойчивости. При этом, неоднородности электронов и ионов в ионосферной плазме определяются выражениями (19), (20) и (23) и обусловлены пылевой звуковой модой, возникающей в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запылённой ионосферной плазме.

Неоднородности концентраций электронов и ионов

Антропогенные источники излучения электромагнитных волн в ионосфере, например, передатчики мощного электромагнитного излучения такие, как нагревные стенды, можно рассматривать, как источники квазимонохроматического излуче-

ния, с некоторой шириной спектра $\Delta\omega$, $\Delta K \ll \omega_0$, k_0 , где ω_0 , k_0 – частота и волновой вектор излучения. В этом случае

$$|\mathbf{E}_0|_{\omega\mathbf{k}}^2 = \int \mathbf{E}_{\omega_1\mathbf{k}_1} \mathbf{E}_{\omega_2\mathbf{k}_2} \delta(\omega_{01} - \omega_1) \delta(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_1) \delta(\omega_{02} - \omega_2) \delta(\mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}_2) \times \\ \times \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d\omega_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \quad (27)$$

Здесь $\mathbf{E}_{\omega_1\mathbf{k}_1} = \mathbf{E}_{\omega_2\mathbf{k}_2} = \mathbf{E}_0$ – амплитуда квазимонохроматического излучения; ω_{01} , \mathbf{k}_{01} , ω_{02} , \mathbf{k}_{02} – частоты и волновые вектора спектральных компонент излучения близких ω_0 , k_0 и лежащих в интервале $\Delta\omega$, ΔK . В указанном приближении из (1)–(12) 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) $\Omega \gg \omega_\chi \gg C_S K$:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \frac{4v_e \bar{v}_e}{3\Omega \left[\Omega + i \left(v_{ch} + \frac{2}{3} \frac{z+2}{z+1} \bar{v}_e \right) \right]} \frac{1-z}{(1+z)} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (28)$$

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

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1 + \frac{4v_e}{\omega_\chi} \right) \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + \dot{v}_{ch} \Omega - C_S^2 K^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (29)$$

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

$$n_{e1}/n_{e0} = -(1 + 4v_e/\omega_\chi)(\omega_{pe}/\omega_0)^2 |\mathbf{E}_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0}. \quad (30)$$

В случае отсутствия фотоэффекта, когда нано- и микромасштабные частицы заряжены отрицательно ($q_d < 0$) имеет место следующие случаи:

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

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \mu \frac{\Omega \left[(1+\gamma)4v_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma \right] + \dot{v}_{ch} \left[4v_e/\Omega - (4\gamma+1)/\gamma \right]}{\Omega(1+5\gamma+\mu) + \dot{v}_{ch}(1+4\gamma+\mu)(5-\beta-4\gamma\beta)} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (31)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\left(1 + \frac{(3\beta+1)}{3} \mu \frac{v_{ch}}{(-i\Omega + v_{ch})} \right) - \frac{4\mu v_e v_{ch}}{3\Omega(\Omega + \dot{v}_{ch})}}{\left(1 + \mu + \frac{(3\beta-\tau)}{3} \mu \frac{v_{ch}}{(-i\Omega + v_{ch})} \right)} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (32)$$

когда $v_e \gg \Omega$

$$\frac{n_{e1}}{n_{e0}} = 4\mu \frac{v_e(1+\gamma + i4v_{ch}/\Omega)}{\Omega(1+5\gamma) + \dot{v}_{ch}(1+4\gamma)} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (33)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = 4\mu v_e \left[\frac{(1+\gamma + i4v_{ch}/\Omega)}{\Omega(1+5\gamma) + \dot{v}_{ch}(1+4\gamma)} - \frac{v_{ch}}{3\Omega(\Omega + \dot{v}_{ch})} \right] \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \right)^2 \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (34)$$

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

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} = \left(1 + \frac{4v_e}{\omega_\chi}\right) \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + \dot{\nu}_{dn} \Omega - C_S^2 K^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|E_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}, \quad (35)$$

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

$$n_{e1}/n_{e0} = -(1 + 4v_e/\omega_\chi)(\omega_{pe}/\omega_0)^2 |E_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0}, \quad (36)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_{i0}} = \frac{4v_e}{\omega_\chi} \frac{C_S^2 K^2}{\Omega^2 + \dot{\nu}_{dn} \Omega - C_S^2 K^2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^2 \frac{|E_0|^2}{8\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (37)$$

Из (28)–(37) для квазимонохроматической волны накачки (27) следует, что $n_{e1}/n_{e0} \approx n_{i1}/n_{i0} \approx (\omega_{pe}/\omega_0)^2 |E_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0}$. Отметим, что условие $(\omega_{pe}/\omega_0)^2 |E_0|^2 / 8\pi n_{e0} T_{e0} < 1$ является критерием применимости полученных выражений (28)–(37). Также следует отметить, что порог для развития модуляционной неустойчивости определяется из условия $\Gamma > \nu_{dn}$, то есть инкремент развития модуляционной неустойчивости обязан быть большим декремента затухания пылевых звуковых возмущений. Опираясь на указанные соотношения можно получить области существования указанных решений. Например, для высоты $h = 80$ км, когда $n_n \approx 5.56 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 200 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx T_i \approx 150 \text{ К}$, $n_d \approx 100 \text{ см}^{-3}$, $a \approx 100 \text{ нм}$, и для высоты $h = 100$ км, когда $n_n \approx 1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_{e0} \approx n_{i0} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 650$, $T_i \approx 550 \text{ К}$, $a \approx 50 \text{ нм}$, $n_d \approx 100 \text{ см}^{-3}$, области существования решений представлены на рисунке.

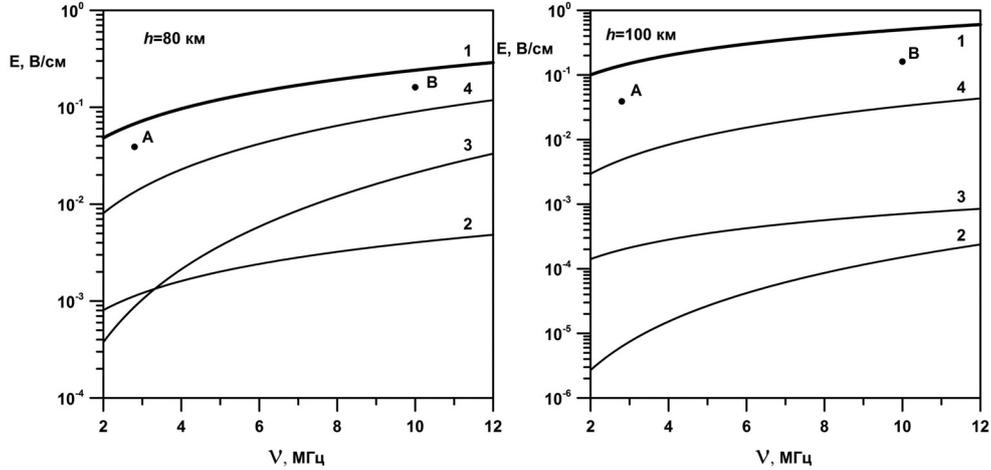


Рисунок. Области применимости предложенного метода. Кривые 1 ограничивают сверху область справедливости выражений (28)–(37), описывающих формирование неоднородностей в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн накачки. Кривые 2, 3, 4 устанавливают пороги модуляционной неустойчивости в случае отрицательно заряженных пылевых частиц (кривые 2), а также положительного заряда пылевых частиц в двух случаях $\omega_{\chi e} \gg \Omega \gg C_S K$ (кривые 3) и $\Omega \gg \omega_{\chi e} \gg C_S K$ (кривые 4)

Как известно, например, установка HAARP обладает следующими характеристиками [ГОСТ, 1995; Бахметьева, 2007]: диапазон рабочих частот $\sim 2,8\text{--}10$ МГц,

эквивалентная излучаемая мощность в центре диаграммы направленности ~ 250 МВт на 2,8 МГц и 4200 МВт на 10 МГц, облучаемая площадь на высоте 350 км составляет $\sim 12\,250$ км². Используя эти данные на рисунке, представлен случай, когда волна накачки соответствует параметрам ~ 250 МВт на 2,8 МГц (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.

При этом, в случае положительного заряда пылевых частиц, например, для высоты $h = 100$ км, можно в случае (29) и (30) 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 (28) заметного формирования неоднородностей не происходит. Характерные пространственно-временные масштабы этих неоднородностей соответствуют пространственно-временным масштабам пылевых звуковых возмущений и составляют, как правило, несколько десятков см при длительности порядка нескольких десятых секунды.

Заключение

Предложен механизм формирования неоднородностей электронной и ионной концентраций в запыленной ионосфере в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн накачки, связанного с пылевой звуковой модой. Определены инкременты и пороги развития модуляционной неустойчивости, при которых происходит эффективное формирование неоднородностей компонент запыленной ионосферной плазмы. 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.

Работа выполнена в рамках Программ фундаментальных исследований № 5 ОНЗ РАН и № 22 Президиума РАН; при поддержке грантов: Президента РФ (НШ-203.2012.5 для поддержки ведущих научных школ), РФФИ (№ 12-02-00270-а), Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (МК-3764.2013.2).

Литература

Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Каган Л.М. и др. Исследование атмосферы Земли методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы // Вестник РФФИ, № 3 (53) май–июнь 2007.

Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Институт прикладной физики РАН, 1999, ISBN 5-8048-0005-1, 151 с.

ГОСТ Р 25645.162-95. Антропогенное низкочастотное волновое воздействие на ионосферу и магнитосферу Земли // Пространственно-временные и спектральные характеристики. ГОССТАНДАРТ России. Москва. 1995.

Копнин С.И., Попель С.И., Ю Минг 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 // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34, № 6. С. 517–526.

Gabrielli P., Barbante C., Plane J., Varga A., Hong S., Cozzi G., Gaspari V., Planchon F., Cairns W., Ferrari C., Crutzen P., Cescon P., Boutron C. Meteoric smoke fallout over the Holocene revealed by iridium and platinum in Greenland ice // *Nature*. 2004. V. 432. P. 1011–1014.

Kalashnikova O., Horányi M., Thomas G.E., Toon O.B. Meteoric Smoke Production in the Atmosphere // *Geophysical Research Letters*. 2000. V. 27, No. 20. P. 3293–3296.

Keskinen M. J., Rodriguez P. Modulation instability at the upper hybrid layer in high-power radio wave ionospheric heating // *Radio Science*. 1998. V. 33.No. 1, p. 143–148.

Payne G. L., Nicholson D. R., Downie R. M., Sheerin J. P. Modulational instability and soliton formation during ionospheric heating // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 1984. V. 89. No. A12. P. 10921–10928.

Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., and Khakimov F.Kh., *Modulational Interactions in Plasmas* // *Astrophysics and Space Science Library*; Vol. 201. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht–Boston–London (1995), ISBN 0–7923–3487–6, 544 pages.