

УДК 533.951, 534.321.8

ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ИОНОСФЕРЕ: МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ, ПРОЯВЛЕНИЯ, ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

¹С.И. Копнин, ¹С.И. Попель, ²Минг Юй

DUST ACOUSTIC WAVES IN THE IONOSPHERE: OF GENERATION AND MANIFESTATION MECHANISMS AND GEOPHYSICAL EFFECTS

¹S.I. Kopnin, ¹S.I. Popel, ²Ming Yu

В настоящее время одним из важных объектов исследования являются пылевые частицы в ионосфере Земли, что связано с новыми физическими эффектами и уникальными свойствами комплексной (пылевой) плазмы [1–8]. Концентрация пыли в ионосфере Земли существенно возрастает во время метеорных потоков. В результате на высотах 80–120 км образуются пересыщенные пары, главным образом, щелочноземельных металлов, таких как натрий, кальций, магний и др. [9]. Последующая конденсация пересыщенных паров металлов приводит к формированию пылевых частиц. Согласно [10] и [11], максимум концентрации пылевых частиц метеорного происхождения приходится на высоты 80–90 км и составляет более 10^4 см^{-3} [12]. Попадая в область частично ионизованной плазмы, пылевые частицы приобретают электрический заряд и становятся существенной составляющей ионосферной пылевой плазмы. Последняя обладает уникальными физическими свойствами и объясняет ряд физических эффектов и явлений, наблюдаемых в ионосфере [например, 13, 14]. Одним из важнейших проявлений свойств пылевой плазмы является возможность существования низкочастотных пылевых звуковых возмущений в нижней ионосфере [15], что кардинально отличает «запыленную» ионосферную плазму от плазмы мезосферы и нижней ионосферы в условиях отсутствия пылевых частиц, где из-за сильной амбиполярной диффузии затруднено существование любых низкочастотных продольных электростатических возмущений (например, ионно-звуковых волн) [16]. Во время интенсивных метеорных потоков механизмом генерации пылевых звуковых возмущений служит модуляционная неустойчивость электромагнитных волн [17]. Частота пылевых звуковых волн находится в диапазоне от нескольких сотых до нескольких десятков Гц, что соответствует инфразвуковой области частот.

Целью настоящей работы является выявление механизмов генерации пылевых звуковых возмущений в запыленной ионосферной плазме (во время интенсивных метеорных потоков, так как именно в это время в ионосферной плазме могут возникать облака пылевых частиц метеорного происхождения, так называемые металлические слои). В работе рассматриваются вопросы, посвященные проявлениям пылевой звуковой моды, которые могут быть обнаружены у поверхности Земли [18].

В работе [19] была показана возможность возбуждения пылевых звуковых возмущений в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме.

Закон дисперсии пылевых звуковых волн в ионосфере имеет вид:

$$\omega_s(K) = \sqrt{b(K) \frac{\omega_d^2}{2} - \left(\frac{v_{dn}}{2}\right)^2} - i \frac{v_{dn}}{2}, \quad (1)$$

где $\omega_d^2 = 4\pi n_{d0} q_{d0}^2 / m_d$ – пылевая плазменная частота, n_d – концентрация пылевых частиц, q_d – заряд пылевых частиц, m_d – их средняя масса, $v_{dn} = (4/3) \pi a^2 \sqrt{8T_{n0} / \pi m_n n_n} (m_n / m_d)$ – эффективная частота столкновений пылевых частиц с нейтральной компонентой ионосферной плазмы, n_n , m_n , T_{n0} – концентрация, масса и температура нейтралов, a – размер пылевых частиц. Индекс 0 соответствует невозмущенным параметрам. В случае $q_d > 0$ [17]

$$b(K) = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \frac{\bar{v}_e}{v_{ch}} \right), \quad (2)$$

а в случае $q_d < 0$

$$b(K) = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \frac{1 + \tau \bar{v}_e}{\tau v_{ch}} \right) + \frac{1}{K^2 \lambda_{di}^2}. \quad (3)$$

Здесь \bar{v}_e – частоты столкновений электронов с пылевыми частицами; $\lambda_{de} = \sqrt{T_e / 4\pi n_e e^2}$, $\lambda_{di} = \sqrt{T_i / 4\pi n_i e^2}$ – электронный и ионный радиусы Дебая; v_{ch} – характерная частота зарядки, $T_{e(i)}$, $m_{e(i)}$ – температура и масса электронов (ионов); $\tau = T_{i0} / T_{e0}$, $v_{ch} = -(\partial I^{eq}(q_d) / \partial q_d)$, где $I^{eq}(q_d)$ – полный равновесный ток на пылевую частицу; e – заряд электрона.

Из [17] известно, что для развития модуляционной неустойчивости необходимо, чтобы амплитуда электромагнитной волны накачки удовлетворяла следующим условиям:

а) в случае отрицательного электрического заряда пылевых частиц

$$\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \gg \frac{3 \omega_\chi \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{4 v_{eff} \omega_{pe}^4} \frac{\omega_0^2}{K^2 c^2} \frac{\gamma + 4}{3}, \quad (4)$$

где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m_e}$ – электронная плазменная частота, $\omega_\chi = (\omega_{\chi e} + \omega_{\chi i}) / 2$, $\omega_{\chi e} = \chi_e K^2$, $\omega_{\chi i} = \chi_i K^2$, $\chi_e = 3.16 T_e / (m_e v_e)$, $\chi_i = 3.9 T_i / (m_i v_i)$ – электронный и ионный коэффициенты температуропроводности соответственно, $v_{eff} \approx \gamma v_e$, γ – показатель адиабаты;

б) в случае положительного электрического за-

ряда пылевых частиц

$$\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \gg \max \times \left(\frac{3 C_{sd} K \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4 \omega_0^2}{8 v_e K^2 c^2 \omega_{pe}^4}, \frac{3 (\omega_{\chi e})^3 \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4 \omega_0^2}{8 v_e C_{sd}^2 K^2 K^2 c^2 \omega_{pe}^4} \right). \quad (5)$$

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

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left(\frac{v_e c^2}{\chi} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^6}{\omega_0^5} \frac{1}{v_e} \frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}}. \quad (6)$$

Согласно [17] в случае положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в процессе развития модуляционной неустойчивости при условии $\omega_{\chi} \gg \Omega \gg C_{sd} K$, имеет вид:

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left(v_e \omega_{pe}^2 \left(\frac{\omega_{pe} C_{sd}}{\omega_0 c} \right)^2 \right)^{1/3} \left(\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

а в случае $\Omega \gg \omega_{\chi} \gg C_{sd} K$

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left(\omega_0 \frac{C_{sd}^2 \omega_{pe}^4}{\chi_e \omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Динамика заряженных пылевых частиц и нейтралов в ионосферной плазме описывается уравнениями (ср. с [17]):

$$\frac{\partial n_{d1}}{\partial t} + \text{div} (n_{d0} \mathbf{v}_d) = 0; \quad m_d \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{dn} \right) \mathbf{v}_d = -q_{d0} \nabla \varphi; \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_{n1}}{\partial t} + \text{div} (n_{n0} \mathbf{v}_n) = 0;$$

$$m_n n_n \left(\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + (\mathbf{v}_n \nabla) \mathbf{v}_n \right) = -\nabla P_n + m_d v_{dn} n_d \mathbf{v}_d. \quad (10)$$

Здесь $P_n = T_n n_n$ – давление нейтральной компоненты, φ – потенциал электрического поля пылевых звуковых возмущений, $v_{d(n)}$ – гидродинамическая скорость заряженных пылевых частиц (нейтралов). На высотах, меньших 120 км (т. е. фактически в области интересующих нас высот), акустические волны с частотами $\nu \ll 50$ Гц не подвержены влиянию вязкости. Индекс 1 обозначает возмущения соответствующих величин.

Из (9) и (10) следует, что для плоской монохроматической пылевой звуковой волны, распространяющейся согласно закону дисперсии (1), выражение колебания звукового поля описываются выражением:

$$P_n(\mathbf{r}, t) = P_{n0} + \varphi_0 \frac{n_{d0} q_{d0} v_{dn} e^{i \arctg(2\omega_{s0}(K)/v_{dn})}}{\sqrt{(v_{dn}/2)^2 + \omega_{s0}^2(K)}} \times \left[e^{-v_{dn} t} - e^{-\frac{v_{dn} t}{2}} e^{-i[\omega_{s0}(K)t - (\mathbf{K}, \mathbf{r})]} \right]. \quad (11)$$

Здесь P_{n0} – невозмущенное фоновое давление на данной высоте, φ_0 – амплитуда низкочастотных пылевых звуковых возмущений, $\omega_{s0}(K) = R_e \omega_{s0}(K)$ – действительная часть частоты пылевых звуковых волн (1).

Исходя из (9)–(11), можно ожидать, что у поверхности Земли максимальная амплитуда инфразвуковых колебаний, вызванных пылевыми звуковыми возмущениями в запыленной плазме нижней ионосферы, составляет:

$$P_{n1, \max}(r, t) = \frac{\rho_0 V_1}{4\pi R} \left(\frac{\delta K}{K} \right) \left(\frac{\varphi_0 n_{d0} q_{d0}}{P_{n0}} \right)^2 \frac{\exp\left(\frac{m_n g R}{2T_{n0}}\right)}{\omega_{s0}^{-2} + v_{dn}^{-2}}, \quad (12)$$

здесь R – высота дислокации пылевого облака в ионосферной плазме, V_1 – его объем, $\rho_0 = m_n n_n$ – плотность стандартной атмосферы на соответствующей высоте, δK – абсолютная величина волнового вектора акустической инфразвуковой волны.

Для характерных параметров запыленной нижней ионосферы [19] $P_{n1, \max}$ может составлять несколько паскалей. На рисунке представлены амплитудно-частотные зависимости, характеризующие распределение инфразвуковых колебаний у поверхности Земли от различных источников (области 1–6 построен на основе данных, предоставленных Ю.С. Рыбновым [20]), а также инфразвуковые колебания, происхождение которых связано с существованием пылевых звуковых волн в нижней ионосфере Земли во время метеорных потоков (область 7, которая

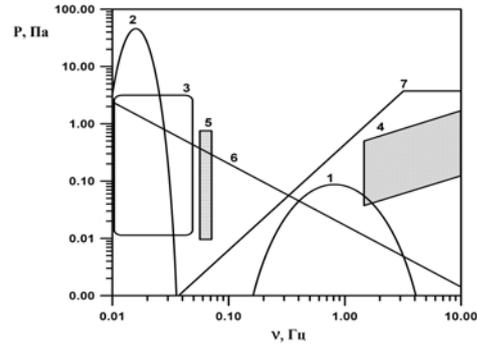


Рис. Амплитудно-частотные зависимости, характеризующие распределение инфразвуковых колебаний у поверхности Земли от различных источников. Представлены: область инфразвуковых возмущений, порождаемых малыми взрывами (1); область инфразвуковых волн от больших взрывов (2); инфразвуковые колебания от волн Рэлея при землетрясениях, магнитных бурях, ураганах, смерчах, волнах, ассоциируемых с горами (3); область волн, источником которых является сверхзвуковая авиация; грозы (5); микробаромы (6); область существования локального турбулентного шума (6); область существования волн, связанных с пылевой звуковой модой во время метеорных потоков (7).

определена для характерных параметров запыленной ионосферной плазмы на высоте 90 км). Видно, что для частот от нескольких десятых до нескольких десятков герц генерация инфразвуковых колебаний пылевыми звуковыми возмущениями во время метеорных потоков может быть наиболее важным источником инфразвука у поверхности Земли.

Пылевые звуковые возмущения могут также служить источником акустико-гравитационных волн (АГВ), имеющих длины волн, большие или порядка 1 км, и частоты, находящиеся в инфразвуковой области. Детальное изучение процессов возбуждения АГВ требует знания спектров пылевых звуковых возмущений во время интенсивных метеорных потоков и выходит за рамки данной работы. Рассмотрим здесь лишь основные проявления АГВ во время метеорных потоков, которые могут быть зафиксированы наземными наблюдателями.

Для описания распространения акустико-гравитационных волновых возмущений уравнения (10) необходимо дополнить уравнением состояния (или энтропии) среды:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{v}_n \nabla) P + \gamma P \operatorname{div}(\mathbf{v}_n) = 0. \quad (13)$$

Решение системы уравнений (10), (13) в виде плоских волн приводит к дисперсионному соотношению:

$$\omega^2 = - \frac{k_{s,x}^2}{k_{s,x}^2 + k_{s,z}^2 + 1/4H^2} \left(\frac{d\rho_0^{-1}}{dz} + \frac{1}{\gamma\rho_0 P_{n0}} \frac{dP_{n0}}{dz} \right) \frac{dP_{n0}}{dz}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что в тех областях атмосферы, где $\omega^2 < 0$, развивается конвективная неустойчивость, приводящая к раскачке АГВ. Условие $\omega^2 < 0$ определяет область, где выполняется неравенство

$$\left(\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \right) \Big/ \left(\frac{1}{\gamma P_{n0}} \frac{dP_{n0}}{dz} \right) < 1. \quad (15)$$

Область конвективно-неустойчивых АГВ располагается на высотах 110–130 км. В результате этой неустойчивости возможно увеличение амплитуды этих волн. Причем раскачиваться будут только те волны, которые проходят зону конвективной неустойчивости.

При достижении амплитудами АГВ значений порядка фонового давления окружающей среды волновой процесс переходит на нелинейный режим [21]. В результате могут формироваться стационарные локализованные нелинейные вихревые структуры. Наличие вихревых структур может приводить к перемешиванию атомарного кислорода, что влечет за собой усиление интенсивности зеленого излучения ночного неба [21] на величину порядка 10 %.

Итак, во время метеорных потоков на высотах 80–120 км происходит абляция метеорного вещества, из которого формируются частицы наномасштабного размера. Находясь в активной плазменной среде во всем диапазоне высот 80–120 км, эти частицы приобретают электрический заряд. Наличие заряженной пылевой компоненты приводит к существованию пылевых звуковых возмущений в плазме ионосферы, важным механизмом возбуждения ко-

торых служит модуляционная неустойчивость электромагнитных волн. Генерация инфразвуковых колебаний происходит в результате взаимодействия пылевых звуковых возмущений с нейтральной компонентой ионосферной плазмы. Можно ожидать, что у поверхности Земли максимальная амплитуда инфразвуковых колебаний, вызванных пылевыми звуковыми возмущениями в запыленной плазме нижней ионосферы, составляет несколько паскалей. Таким образом, в диапазоне частот от нескольких десятых до нескольких десятков герц генерация инфразвуковых колебаний пылевыми звуковыми возмущениями во время метеорных потоков может быть наиболее важным источником инфразвука у поверхности Земли. Наличие пылевых звуковых возмущений может также приводить к возникновению акустико-гравитационных вихрей на высотах 110–120 км, в результате чего возможно усиление относительной интенсивности зеленого излучения ночного неба на величину порядка 10 %, что связано с формированием нелинейных (вихревых) структур на высотах 110–120 км.

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны Отдела наук о Земле РАН (основные исследовательские программы «Наноразмерные частицы в природе и техногенных продуктах: условия существования, физические и химические свойства и механизмы формирования»), а также Отдела по физической науке РАН (основные исследовательские программы «Физика плазмы в солнечной системе»). Авторы выражают признательность Фонду «Династия» и Национальному фонду естественных наук Китая (проект № 10835003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing / Edited by Bouchoule A. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 с.
2. Shukla P.K., Mamun A.A. Bristol, Philadelphia: Institute Physics 2002. Introduction to Dusty Plasma Physics.
3. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and Applications of Complex Plasmas. London: Imperial College Press, 2005.
4. Цытович В.Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
5. Фортгов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. и др. // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
6. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., et al. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
7. Игнатов А.М. // Физика Плазмы. 2005. Т. 31. С. 52.
8. Popel S.I., Gisko A.A. // Nonlinear Processes in Geophysics. 2006. V. 13. P. 223.
9. McNeil W.J. // J. Geophys. Res., 1998. V. 103. P. 10899.
10. Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. // J. Atmosph. Sci. 1980. V.37. P.1342.
11. Gabrielli P., Barbante C., Plane J.M.C. // Nature. 2004. V. 432, P. 1011.
12. Kalashnikova O., Horányi M., Thomas G.E., Toon O.B. // Geophys. Res. Lett. 2000. V.27. P. 3293.
13. Kopnin S.I., Kosarev I.N., Popel S.I., Yu M.Y. // Planet. Space Sci. 2004. V. 52. P. 1187;
14. Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Юй М. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 224.
15. Kopnin S.I., Popel S.I. // New Vistas in Dusty Plasmas Proc. 4th Int. Conf. on Physics of Dusty Plasma, Orleans, 2005. AIP Conf. Proc. 2005. V. 799. P. 161.

16. Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 414.
17. Копнин С.И., Попель С.И., Юй М. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 323.
18. Kopnin S.I., Popel S.I., Yu M.Y. // Phys. Plasmas. 2009. 16, 063705 doi 10/1063/1.3147931.(7 p.).
19. Havnes O., Aslaksen T., Brattli A. // Physica Scripta. 2001. T. 89. P. 133.
20. Рыбнов Ю.С., частное сообщение (2007).
21. Абурджания Г.Д. Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. М.: КомКнига, 2006. 328 с.

¹Институт динамики геосфер РАН, Москва

²Отдел физики, Институт интегрированной теории моделирования, Институт теоретической физики, университет Рура, Германия