

УДК 533.951

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2024 г. Ю. Н. Извекова^а, *, С. И. Попель^а, Т. И. Морозова^а, С. И. Копнин^а^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: izvekova@cosmos.ru

Поступила в редакцию 29.06.2024 г.

После доработки 17.07.2024 г.

Принята к публикации 02.08.2024 г.

В ионосфере Земли на высотах 80–120 км во время высокоскоростных метеорных потоков создаются условия для образования плазменно-пылевой системы. В результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме могут возбуждаться линейные и нелинейные пылевые звуковые волны. Наблюдаемое над скандинавскими странами новое атмосферное явление, так называемые дюны, представляющее периодические волновые структуры, простирающиеся на большие расстояния в горизонтальном направлении и имеющие характерный пространственный период около 45 км, могут быть одним из проявлений присутствия нелинейных пылевых звуковых волн. Наибольшее количество дюн было замечено в октябре, когда наблюдается метеорный поток Дракониды. Мы рассматриваем нелинейные периодические пылевые звуковые волны, которые могут развиваться в пылевой плазме с параметрами, соответствующими ионосферной плазме во время метеорных потоков.

Ключевые слова: пылевая плазма, запыленная ионосфера, пылевые звуковые волны, модуляционная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292124100093, EDN: FCNRDD

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма в природных системах активно исследуется в настоящее время [1–18]. Примером такой плазменно-пылевой системы может служить ионосфера Земли на высотах 80–120 км во время высокоскоростных метеорных потоков [19–21], таких как Персеиды, Гимениды, Леониды, Ориониды, Дракониды и т. д. Абляция метеорного вещества приводит к образованию перенасыщенных паров преимущественно щелочных и щелочно-земельных металлов, которые в результате конденсации образуют твердые пылевые частицы с размерами вблизи 100 нм. Взаимодействие с частицами окружающей плазмы в присутствии либо в отсутствие солнечного излучения приводит к появлению существенного электрического заряда на пылевых частицах. В образованной пылевой плазме могут возбуждаться новые типы волн, в частности, пылевые звуковые волны [19], кото-

рые могут приводить к проявлениям, доступным для наблюдения.

Важным видом нелинейного взаимодействия в плазме является модуляционное взаимодействие и его линейная стадия — модуляционная неустойчивость [22–24]. Модуляционное взаимодействие влияет на процессы самоорганизации, развитие турбулентности плазмы, переход от слабой турбулентности плазмы к сильной. Кроме того, это может привести к генерации сильных магнитных полей, нагреву, ускорению частиц и образованию сильно коррелированных структур, таких как солитоны, кавитоны, нити и т. д. Применение теоретических исследований модуляционной неустойчивости к ионосферным проблемам началось в 1970-х гг. [25, 26] и получило развитие для пылевой ионосферной плазмы в XXI в., когда были разработаны эффективные методы волновой диагностики пылевой плазмы [27–30]. Исследована проблема развития модуляционной неустой-

чивости под действием мощных радиоволн [19, 31, 32]. Модуляционное взаимодействие важно также при описании пылевых плазменных процессов в метеорных хвостах [33, 34]. В пылевой ионосферной плазме, образующейся во время высокоскоростных метеорных потоков, модуляционная неустойчивость электромагнитных волн [19, 20] приводит к возбуждению и формированию линейных и нелинейных пылевых звуковых волн, важных для ряда явлений, которые могут проявляться в наблюдениях. Среди них наличие низкочастотных ионосферных радиошумов у поверхности Земли; генерация инфразвуковых волн в ионосфере; увеличение интенсивности зеленого излучения ночного неба на длине волны 577.7 нм; модуляционное возбуждение неоднородностей электронов и ионов в ионосфере.

На протяжении нескольких лет в небе над скандинавскими странами в некоторые дни были замечены периодические волновые структуры [35], природа которых оставалась неясной. Данное явление, получившее название дюны, привлекло внимание ученых, в результате чего в 2018 г. была организована наблюдательная кампания, позволившая определить локализацию и геометрические размеры указанной волновой структуры. На рис. 1 представлено изображение дюн над Финляндией, зафиксированное 7 октября 2018 г. одновременно в двух населенных пунктах, разнесенных на 172 км [35]. Дюны отмечены номерами и простираются в направлении экватора от дискретных ярких арок на севере. Специальная кампания с участием гражданских астрономов и ученых в октябре 2018 г., позволила собрать цифровые фотографии, сделанные одновременно в разных местах Финляндии. Наибольшее количество дюн наблюдалось 7 октября 2018 г., полученные данные были проанализированы с помощью метода триангуляции с использованием фоновых звезд в качестве системы отсчета [35]. Волновое поле дюн простиралось от Западной Швеции до Западной Финляндии — от 13° до 22° восточной долготы. Периодические структуры были замечены во время полярных сияний и представлены в виде набора почти горизонтальных полос зеленого излучения с расчетным периодом 45 ± 14 км вблизи определенной высоты в диапазоне высот 90–110 км. На рис. 2 показана локализация дюн по высотам.

Был предпринят ряд попыток объяснить явление дюн, например, такой причиной могли



Рис. 1. Дюны над Финляндией 7 октября 2018 года, зафиксированные одновременно в двух населенных пунктах, расположенных на расстоянии 172 км. Дюны отмечены номерами и простираются в направлении экватора от дискретных ярких арок на севере [35].

бы служить эффекты, связанные с осцилляциями источника высыпавших электронов [36]. Однако есть свидетельства, противоречащие такому представлению. Было отмечено, что дюны не видны непосредственно над точкой наблюдения, но заметны в точках более отдаленных, находящихся ниже над горизонтом. Этот факт дает основание предполагать, что зеленое свечение исходит от тонкого слоя и становится хорошо заметным в случае, когда вдоль линии наблюдения присутствуют дополнительные источники свечения. Осцилляции на фоне авроральной эмиссии могут быть связаны с осцилляциями источника высыпавших электронов либо с вариациями концентрации кислорода в области наблюдения дюн. Как показали одновременные измерения [36, 37], полное электронное содержание ионосферы и ионосферные эквивалентные токи усиливаются в одном и том же диапазоне широт, следовательно, авроральное излучение должно проявляться в широком диапазоне высот. Однако дюны наблюдаются лишь в тонком слое ионосферы Земли, и, таким образом, осцилляции источника высыпавших электронов не могут рассматриваться как причина появления дюн, более вероятно, что авроральная эмиссия только подсвечивает эти структуры.

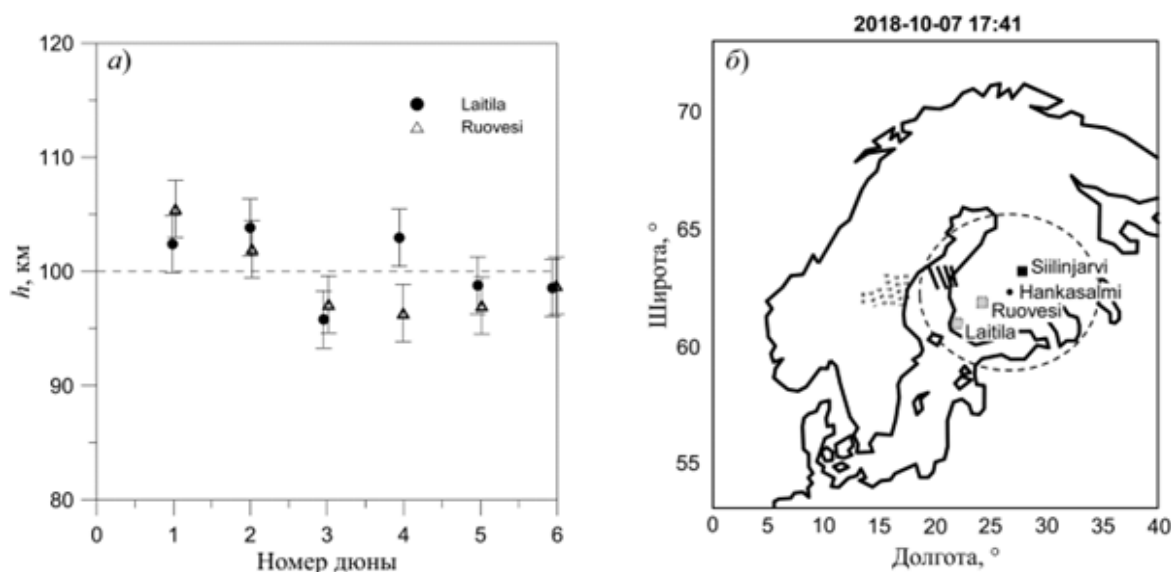


Рис. 2. Высотная (а) и географическая (б) локализация дюн [35].

Можно также предположить, что за появление дюн могут быть ответственны атмосферные волновые движения [35]. Однако волны, рассмотренные для этой цели ранее, не могут объяснить особенности дюн. Например, явления, связанные с атмосферными гравитационными волнами, характерные для мезосферных высот [38], не могут быть использованы для объяснения дюн, поскольку поле атмосферных гравитационных волн в надгорной области не должно быть горизонтальным и протяженным на большие расстояния. Однако дюны наблюдались, в частности, над горами. Кроме того, дюны появляются редко, тогда как атмосферные гравитационные волны являются обычным явлением.

Плазменные волны, характерные для ионосферной плазмы, не привлекались для объяснения появления дюн. Здесь мы обсуждаем возможность использования пылевой звуковой моды для объяснения этого явления. Выбор пылевой звуковой моды обусловлен, в частности, тем, что это нечастое явление. Возбуждение пылевых звуковых возмущений возможно, например, во время высокоскоростных метеорных потоков [19, 20], когда в ионосфере Земли может образовываться пылевая плазма. Поскольку наблюдения за дюнами относятся в основном к октябрю, можно сосредоточиться на особенностях этого месяца. Один из ежегодных метеорных потоков под названием Драконида наблюдается в октябре [39]. В октябре 2018 г. поток Драконида имел очень высокую интенсивность, для анализа его популяционного

индекса были использованы 1075 наблюдавшихся Драконид [40]. Этот факт наводит на мысль, что пылевая плазма, образовавшаяся во время высокоскоростного метеорного потока Драконида, может иметь важное значение с точки зрения формирования наблюдаемых периодических структур. Ниже рассмотрены процессы, связанные с образованием пылевой плазмы за счет взаимодействия метеорного вещества с ионосферой Земли, и возможное влияние этих процессов на формирование дюн.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 обсуждаются условия в запыленной ионосфере Земли и возможность развития модуляционной неустойчивости. Раздел 3 посвящен нелинейным пылевым звуковым волнам, в заключении обсуждаются основные результаты.

2. УСЛОВИЯ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Во время метеорных потоков на высотах 80–120 км в результате испарения и последующей конденсации метеорного вещества образуются пылевые частицы, состоящие преимущественно из щелочных и щелочно-земельных металлов с низкой работой выхода 2–4 эВ. Учитывая, что на указанных высотах солнечный спектр обрезается на энергии 7.3 эВ, при расчете заряда таких частиц, в отличие от частиц водяного льда с более высокой работой выхода, необходимо учитывать фотоэффект. Таким образом, заряд пылевой частицы определяется балансом микроскопических

токов электронов, ионов и фотоэлектронов. Расчет равновесных зарядов при разных условиях подробно представлен в работе [41]. Типичные параметры ионосферной плазмы на интересующих нас высотах представлены на рис. 3а. В результате фотоэффекта с поверхности пылевой частицы вырываются электроны с энергиями порядка нескольких эВ. Однако температура электронов на высотах 80–120 км существенно ниже этих значений. В большинстве случаев согласно [41] наличие фотоэффекта будет приводить к нагреву электронов, но в ряде ситуаций нагрев электронов за счет фотоэффекта может быть несущественен. В связи с этим мы проводим расчеты с учетом нагрева электронов за счет фотоэффекта и в рамках стандартной зондовой модели (без учета этого эффекта). Значения зарядов пылевых частиц для разных размеров частиц в зависимости от высоты представлены на рис. 3б.

В результате действия пондеромоторных сил, джоулева нагрева и процессов, связанных с зарядкой и движением пылевых частиц, в плазме запыленной ионосферы Земли может развиваться модуляционная неустойчивость. Возмущения на

временных масштабах ионного звука в рассматриваемых условиях подавляются за счет амбиполярной диффузии [9, 15, 42]. Таким образом, модуляционная неустойчивость приводит к возбуждению возмущений, связанных с пылевой звуковой модой.

Модуляционная неустойчивость может развиваться в запыленной ионосфере Земли при выполнении определенных условий, которые получены в [19, 20]. Максимальное значение инкремента неустойчивости для положительного заряда пылевых частиц можно оценить как [20]

$$\Gamma \sim \left(\frac{\omega_0 Z_d^2 n_{d0} m_e v_e}{3.16 n_{e0} m_d} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_e} \right)^{1/2},$$

где \mathbf{E}_0 и ω_0 — амплитуда и частота волны накачки соответственно, $n_{e(d)0}$ — невозмущенные значения концентрации электронов (пыли), v_e — частота столкновения электронов со всеми остальными видами частиц, T_e — температура электронов, ω_{pe} — электронная плазменная частота, $m_{e(d)}$ — масса электрона (пылевых частиц), Z_d — заряд пылевой частицы, отнесенный к заряду элект-

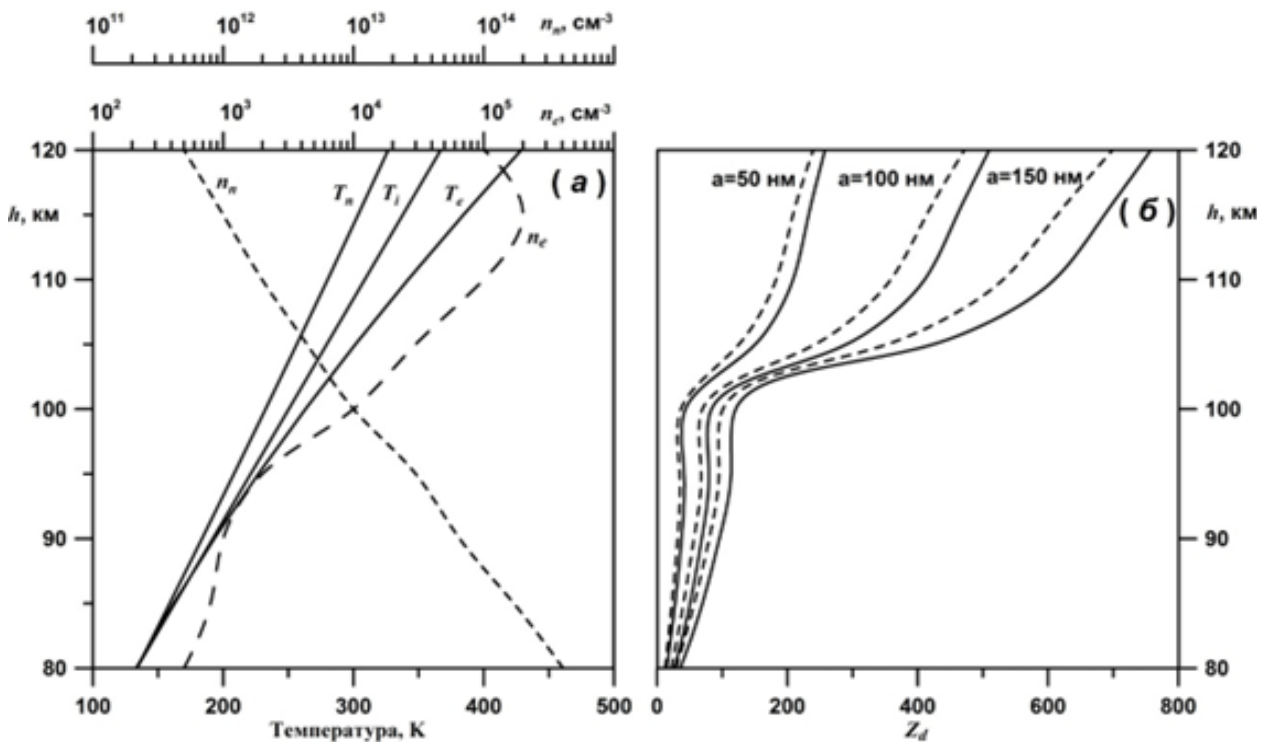


Рис. 3. Температура нейтралов T_n , ионов T_i и электронов T_e , а также концентрация нейтралов n_n и электронов n_e в ионосфере Земли в зависимости от высоты (а) [41]; заряд пылевых частиц Z_d размером a [41] в зависимости от высоты (б). Вычисления проведены для концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ с учетом нагрева электронов за счет фотоэффекта (сплошные линии) и в рамках стандартной зондовой модели (штриховые линии).

рона e . Если инкремент неустойчивости превышает декремент затухания, связанный со столкновениями между пылевыми частицами и нейтралами, то происходит развитие неустойчивости. Так, для параметров плазмы, соответствующих высоте 100 км, $n_{d0} = 100 \text{ см}^{-3}$, $a = 100 \text{ нм}$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ в дневное время $\Gamma \sim 5.4 \text{ с}^{-1}$, а частота столкновений с нейтралами оценивается как 0.5 с^{-1} , соответственно, неустойчивость развивается, в ночное время условие развития неустойчивости выполняется с еще большим запасом.

В результате развития модуляционной неустойчивости пылевые звуковые возмущения растут. Если этот процесс не компенсируется другими эффектами, рост может стать достаточно большим чтобы образовать нелинейную волну. Периодические и солитонные нелинейные волны при некоторых условиях могут существовать в пылевой плазме над поверхностью Земли, а также в окрестностях других планет и спутников [43–46]. Условия развития модуляционной неустойчивости электромагнитной волны легко выполняются в запыленной ионосфере Земли на высоте 100 км и существуют достаточно долго, чтобы возникающая пылевая звуковая волна могла перейти в нелинейную стадию.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

Далее мы рассмотрим горизонтально распространяющиеся периодические пылевые звуковые нелинейные волны в пылевой плазме ионосферы Земли. Для получения решения в виде периодической волны аналогично случаю поиска солитонных решений мы используем систему уравнений, состоящую из уравнения Пуассона для электростатического потенциала Φ , уравнения Эйлера и уравнения неразрывности для пылевых частиц

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i - n_d Z_d), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = -\frac{e Z_d}{m_d} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (3)$$

где $n_{e(i,d)}$ – концентрация электронов (ионов, пыли), v_d и m_d – скорость и масса пылевых частиц соответственно, x – горизонтальная координата.

На временных масштабах, характерных для пылевых звуковых колебаний, инертностью электронов и ионов можно пренебречь, поэтому электроны и ионы успевают подчиниться статистиче-

ским распределениям. Для ионов выполняется распределение Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{-e\Phi/T_i}, \quad (4)$$

где n_{i0} – невозмущенная концентрация ионов, T_i – температура ионов.

В условиях, когда пылевые частицы приобретают положительный заряд в результате действия фотоэффекта, пылевые звуковые нелинейные волны создают положительный электростатический потенциал [47], который представляет собой потенциальную яму для электронов. Электроны могут быть захвачены такой потенциальной ямой, когда выполнено следующее неравенство [48]:

$$\tau \geq \Lambda/v_{Te}, \quad (5)$$

где Λ , τ – характерные пространственно-временные масштабы нелинейной волны, v_{Te} – тепловая скорость электронов. Для временных и пространственных масштабов, характерных для пылевых звуковых волн, неравенство (5) справедливо практически всегда [43], поэтому при описании электронов следует учитывать их адиабатический захват [48] потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном либо нелинейной волной, и в этом случае распределение электронов подчиняется распределению Гуревича

$$n_e = n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\Phi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{e\Phi/T_e} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\Phi}{T_e}} \right]. \quad (6)$$

Далее будем искать решение системы (1)–(4), (6) в форме нелинейной волны, движущейся с постоянной скоростью M вдоль оси Ox , следуя стандартному методу сагдеевских потенциалов. Обычно этот метод используется для поиска солитонных решений, в нашем случае будут небольшие отличия. Перейдем к новой системе отсчета, движущейся с постоянной скоростью M вдоль оси Ox : $\xi = x - Mt$ и будем использовать обезразмеривание

$e\Phi/T_e \rightarrow \Phi$, $M/\sqrt{T_e/m_d} \rightarrow M$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$, где $\lambda_{De} = \sqrt{T_e/4\pi n_e e^2}$. Тогда

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = E, \quad (7)$$

$$V(\Phi) = 1 - \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\Phi}} e^{-u^2} du \right) e^{\Phi} - \frac{2\sqrt{\Phi}}{\sqrt{\pi}} - \frac{4\Phi^{3/2}}{3\sqrt{\pi}} + \quad (8)$$

$$\frac{n_{d0}}{n_{e0}} M \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d \Phi} \right) + \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \frac{1 - e^{-\tau\Phi}}{\tau},$$

где $V(\Phi)$ – сагдеевский потенциал, n_{d0} – невозмущенная концентрация пыли, $\tau = T_e/T_i$, E – некоторая константа, в случае $E = 0$ имеем солитонное решение. Условием существования нелинейных пылевых звуковых структур является наличие максимума сагдеевского потенциала при $\Phi = 0$, что приводит к неравенству

$$M^2 > Z_d^2 \frac{n_{d0}/n_{e0}}{1 + \tau - \tau Z_d n_{d0}/n_{e0}}.$$

Форма сагдеевского потенциала показана на рис. 4а V_{min} – глубина потенциальной ямы, образованной сагдеевским потенциалом. Солитонные решения существуют при $V(M^2 / (2Z_d)) \geq 0$. Для нахождения решения в виде нелинейной периодической волны $\Phi(\xi)$ необходимо проинтегрировать выражение, следующее из (7), (8),

$$\xi(\Phi) - \xi(\Phi_{min}) = \int_{\Phi_{min}}^{\Phi} \frac{d\Phi'}{\sqrt{2(E - V(\Phi'))}},$$

при этом Φ пробегает значения от Φ_{min} до Φ_{max} , где Φ_{min} и Φ_{max} – значения электростатического потенциала, соответствующие точкам пересечения функции $V(\Phi)$ горизонтальной прямой $V = E$ (рис. 4а). Совпадение прямой $V = E$ с горизонтальной осью соответствует предельному случаю уединенной структуры. Для получения длиннопериодных структур необходимо уменьшать значения E и значения M . Скорость распространения такой нелинейной волновой структуры составляет не более 10 см/с, поэтому для наблюдателя на поверхности Земли указанные структуры будут выглядеть стационарными. Максимальное значение электрического поля в нелинейной волне составляет величину порядка 10^{-2} В/м.

На рис. 4 представлены сагдеевские потенциалы (рис. 4а, в) и нелинейные волновые структуры (рис. 4б, г) для пылевых частиц размером $a = 100$ нм, $M = 7.8$, значения заряда Z_d соответствуют условиям на высоте 100 км, вычисленным в рамках зондовой модели (рис. 4а, б) и с учетом

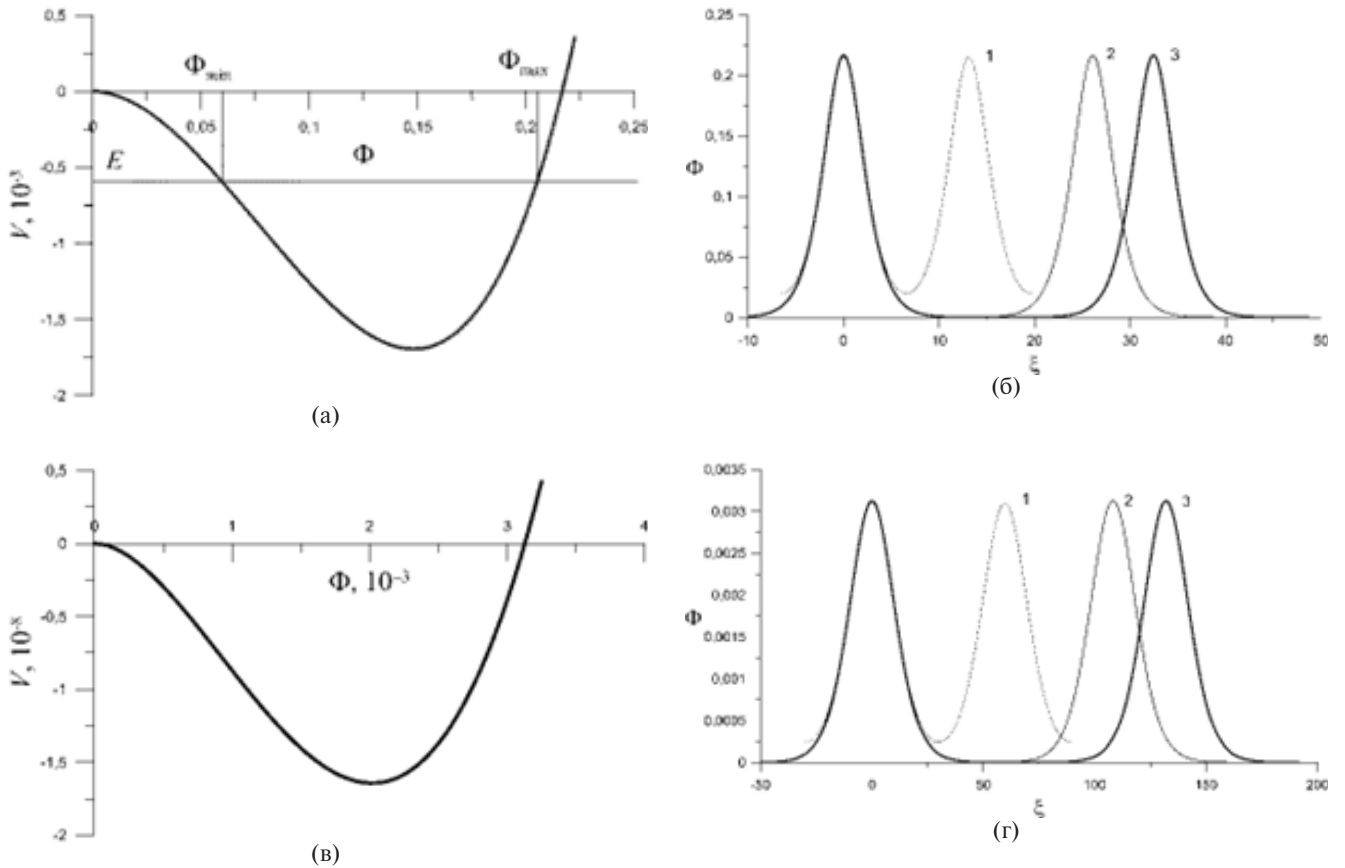


Рис. 4. Сагдеевский потенциал для параметров $Z_d = 69, M = 7.8$ (а) and $Z_d = 83, M = 7.8$ (в). Нелинейные периодические пылевые звуковые волны для $Z_d = 69$ (б) and $Z_d = 83$ (г) для различных значений параметра E : 1 – $E = 10^{-1} V_{min}$, 2 – $E = 10^{-5} V_{min}$, 3 – $E = 10^{-7} V_{min}$. Данные приведены с учетом нормировки $e\Phi/T_e \rightarrow \Phi$ and $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$.

нагрева электронов в результате фотоэффекта (рис. 4в, г). На рисунке видна тенденция роста пространственного периода нелинейной волны l с уменьшением $|E|$. Можно оценить $|E|$ аналитически следующим образом:

$$|E| \sim 4\Phi_0^2 |A| e^{-\sqrt{2|A|}} \frac{l}{\lambda_{De}},$$

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{n_{d0} Z_d^2}{n_{e0} M^2} - 1 - \left(1 - \frac{n_{d0} Z_d}{n_{e0}} \right) \tau \right).$$

Здесь Φ_0 – координата точки пересечения сателлитного потенциала с осью абсцисс (амплитуда солитона). Таким образом, любому пространственному периоду волновой структуры l можно поставить в соответствие значение $|E|$. Так, для пространственного периода 45 км получим оценку $|E| \sim 10^{-13}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В атмосфере Земли над скандинавскими странами в разные годы наблюдались периодические светящиеся волновые структуры, которые получили название дюны. Данное явление было замечено 7 и 12 октября 2015 г., 20 января 2016 г., 13 и 24 октября 2017 г., 7 и 10 октября 2018 г., причем наибольшее количество дюн отмечалось во время полярных сияний в октябре 2018 г., когда была организована специальная наблюдательная кампания в различных населенных пунктах. Анализ полученных в октябре 2018 г. данных позволил определить высотную и географическую локализацию дюн и показал, что периодические структуры представляют собой набор почти горизонтальных полос зеленого излучения с расчетным периодом 45 ± 14 км вблизи определенной высоты в диапазоне высот 90–110 км. Согласно косвенным указаниям дюны не являются следствием колебаний источника высыпающих электронов и не связаны с атмосферными гравитационными волнами. Учитывая, что дюны наблюдались преимущественно в октябре, то причина их появления может быть связана с особенностями этого месяца. Один из ежегодных метеорных потоков Дракониды наблюдается в октябре и имел высокую интенсивность в октябре 2018 г. Во время высокоскоростных метеорных потоков в ионосфере Земли на высотах 80–120 км образуются пылевые частицы в результате сгорания и после-

дующей конденсации метеорного вещества, образуя плазменно-пылевую систему.

Развитие модуляционной неустойчивости в плазме запыленной ионосферы может привести к генерации пылевых звуковых волн, которые способны достигать нелинейной стадии при достаточно длительном выполнении условий развития неустойчивости. Нелинейные пылевые звуковые волны могут существовать в виде периодических волн, период которых может оказаться достаточно большим, чтобы повлиять на формирование неоднородностей концентрации кислорода на высотах около 100 км и таким образом привести к образованию дюн. Наблюдение периодических волновых структур, называемых дюнами, может оказаться еще одним из проявлений наличия пылевой плазмы в ионосфере Земли, наряду с генерацией низкочастотных ионосферных радиосумов у поверхности Земли; генерацией инфразвуковых волн в ионосфере; увеличением интенсивности зеленого излучения ночного неба на длине волны 577.7 нм и модуляционным возбуждением неоднородностей электронов и ионов в ионосфере.

Статья подготовлена по материалам доклада на 20-м Международном совещании «Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением – 2024» (CSCPIER-2024), Москва, 8–12 апреля 2024 г.».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
2. *Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 1659.
3. *Sternovsky Z., Chamberlin P., Horanyi M., Robertson S., Wang X.J.* // Geophys. Res. 2008. V.113. P. 10104.
4. *Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y.* // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 414.
5. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // Астрономич. вестн. Исследования Солнечной системы. 2013. Т. 47. С. 455.
6. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu.* // Planetary Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
7. *Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
8. *Popel S.I., Golub A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
9. *Popel S.I., Gisko A.A.* // Nonlinear Process. Geophys. 2006. V. 13. P. 223.

10. Havnes O., de Angelis U., Bingham R., Goertz C.K., Morfill G.E., Tsyrovich V.N. // J. Atmos. Terr. Phys. 1990. V. 52. P. 637.
11. Turco R.P., Toon O.B., Whitten R.C., Keesee R.G., Hollenbach D. // Planetary Space Sci. 1982. V. 30. P. 1147.
12. Rapp M., Lübken F.J. // Atmos. Chem. Phys. 2004. V. 4. P. 2601.
13. Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Feng H. // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
14. Izvekova Y.N., Popel S.I., Izvekov O.Y. // Icarus. 2022. V. 371. P. 114717.
15. Извекова Ю.Н., Попель С.И., Извеков О.Я. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 72.
16. Reznichenko Yu.S., Dubinskii A.Yu., Popel S.I. // JETP Lett. 2023. V. 117. P. 428.
17. Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 695.
18. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1061.
19. Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Минг Ю. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 224.
20. Борисов Н.Д., Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
21. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. P. 543.
22. Vedenov A.A., Rudakov L.I. // Sov. Phys. Dokl. 1965. V. 9. P. 1073.
23. Gailitis A.K. // Izv. Latv. SSR Ser. Phys. Techn. Nauk. 1965. V.4. P. 13.
24. Vladimirov S.V., Tsyrovich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht–Boston–London: Kluwer Academic Publishers, 1995.
25. Stenflo L. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 1985. V. 90. P. 5355.
26. Stenflo L., Shukla P.K., Yu M.Y. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1986. V. 91. P. 11369.
27. Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / Ed. Bouchoule A. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999.
28. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
29. Ostrikov K. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 489.
30. Tsyrovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H. Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008.
31. Payne G.L., Nicholson D.R., Downie R.M., Sheerin J.P. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1984. V. 89. P. 10921.
32. Keskinen M.J., Rodriguez P. // Radio Science. 1998. V. 33(1). P. 143–148.
33. Morozova T.I., Popel S.I. // Geomagnetism Aeronomy. 2021. V. 61. P. 888.
34. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 42.
35. Palmroth M., Grandin M., Helin M., Koski P., Oksanen A., Glad M.A., Valonen R., Saari K., Bruus E., Norberg J., Viljanen A., Kauristie K., Verronen P.T. // AGU Advances. 2020. V. 1. P. e2019AV000133.
36. Norberg J., Vierinen J., Roininen L., Orispää M., Kauristie K., Rideout W.C., Coster A. J., Lehtinen M. S. // IEEE Transac. on Geosci. Remote Sensing. 2018. V. 56. P. 7009.
37. Amm O., Viljanen A. // Earth, Planets and Space. 1999. V. 51. P. 431.
38. Rauthe M., Gerding M., Lübken F.J. // Atmos. Chem. Phys. 2008. V. 8. P. 6775.
39. <https://articles.adsabs.harvard.edu/full/2019eMetN...4...74M/0000076.000.html>.
40. <https://www.express.co.uk/news/science/1029055/Draconid-meteor-shower-2018-when-is-where-to-see-draconids>.
41. Копнин С.И., Моржакова А.А., Попель С.И., Шукла П.К. // Физика плазмы. 2011. V. 37. P. 745.
42. Lie-Svendsen Ø., Blix T.A., Hoppe U.P., Thrane E.V. // J. Geophys. Res.: Atmosphere. 2003. V. 108 (D8). P. 8442.
43. Копнин С.И., Попель С.И. // Письма ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
44. Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1010.
45. Извекова Ю.Н., Резниченко Ю.С., Попель С.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1119.
46. Попель С.И., Извекова Ю.Н., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2024. Т. 2.
47. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
48. Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Physical Kinetics. Oxford: Pergamon Press, 1981.

**NONLINEAR PERIODIC WAVE STRUCTURES
IN THE DUSTY EARTH'S IONOSPHERE****Yu. N. Izvekova^{a,*}, S. I. Popel^a, T. I. Morozova^a, and S. I. Kopnin^a**^a*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia***e-mail: izvekova@cosmos.ru*

In the Earth's atmosphere at altitudes of 80–120 km during high-speed meteor showers, conditions are created for the appearance of a dusty plasma system. As a result of the development of the modulation instability of the electromagnetic waves, in the dusty ionospheric plasma, linear and nonlinear dust acoustic waves can be excited. The new phenomenon observed above the Scandinavian countries, the so-called dunes, which are, in fact, periodic wave structures that extend to far distances in the horizontal direction and have a characteristic spatial period of about 45 km, can be one of the manifestations of the nonlinear dust acoustic waves. The maximum number of dunes was recorded in October, when the Draconids meteor shower is observed. We consider the nonlinear periodic dust acoustic waves that can develop in the dusty plasma with parameters that correspond to the ionospheric plasma during meteor showers.

Keywords: dusty plasma, dusty ionosphere, dust acoustic waves, modulation instability