

Моделирование спектра вторичных мезомасштабных волн в термосфере**Н.М. Гаврилов^{1*}, С.П. Кшевецкий^{1,2,4}, А.В. Коваль¹, Ю.А. Курдяева³**

¹*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург,
Российская Федерация*

²*Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта (БФУ им. И. Канта),
236016 Калининград, Российская федерация*

³*Калининградский филиал Института земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (КФ ИЗМИРАН),
236017, Калининград, Российская федерация*

⁴*Институт физики атмосферы РАН им. А.М. Обухова, 119017 Москва, Российская
Федерация*

**e-mail: n.gavrilov@spbu.ru*

Аннотация. В работе представлены результаты численного моделирования высокого разрешения для изучения эволюции спектра акустико-гравитационных волн (АГВ) при их распространении из нижних слоев атмосферы в термосферу. Источник первичных АГВ в модели задан на земной поверхности в виде плоской монохроматической волны. В задаваемом вертикальном распределении фонового ветра существуют критические уровни, расположенные в средней атмосфере, вблизи которых происходит наиболее интенсивная генерация вторичных волновых мод. Как следствие, в мезосфере над критическими уровнями энергия первичной волны существенно уменьшается, а доминирующую роль в спектре начинают играть вторичные моды с горизонтальными масштабами, меньшими, чем у исходной волны. Согласно расчетам, в термосфере, где существенно возрастают коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности, наблюдается обратный каскад энергии — от коротких вторичных мод в длинноволновую часть спектра. Эти вторичные моды характеризуются увеличенными вертикальными

длинами, что обеспечивает им меньшую диссипацию и позволяет достигать значительных высот в термосфере. Амплитуды этих вторичных волн могут превышать амплитуду первичной АГВ, рассчитанную для безветренной атмосферы. Исследованы особенности спектров АГВ на разных высотах в разные моменты времени после активации волнового источника на земной поверхности. Нелинейные взаимодействия в спектре вторичных волновых мод необходимо учитывать при параметризации динамического и теплового воздействия АГВ в прогностических моделях общей циркуляции и климата верхней атмосферы.

Ключевые слова: акустико-гравитационные волны, критический уровень, вторичные волны, численное моделирование, верхние слои атмосферы.

Финансирование. Модификация численной модели АГВ в ч. 2 выполнена при поддержке Санкт-петербургского государственного университета (исследовательский проект № 124032000025-1). Анализ эволюции спектров вторичных АГВ в ч. 3 поддержан Российским научным фондом (грант 25-17-00166).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Проведение расчетов, подготовка рисунков, написание рукописи -НМГ; модернизация программы, методология расчетов - СПК; верификация результатов, правка рукописи - АВК; подготовка данных - ЮАК. Все авторы ознакомились с версией рукописи для публикации и одобрили ее.

Ссылка цитирования: Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П., Коваль А.В., Курдяева Ю.А. Моделирование спектра вторичных мезомасштабных волн в термосфере // Геомagnetизм и аэрономия / Geomagnetism and Aeronomy. 2026. Т. 66. № ?? С. ???–???. DOI: 10.7868/

Modeling of the Secondary Mesoscale Wave Spectrum in the Thermosphere

N.M. Gavrilov^{1*}, S.P. Kshevetskii^{1,2,4}, A.V. Koval¹, Yu.A. Kurdyayeva³

¹Saint Petersburg State University, 199034 Saint Petersburg, Russian Federation

²Immanuel Kant Baltic Federal University (IKBFU), 236041 Kaliningrad, Russian Federation

³Kaliningrad Branch of the Institute of Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), 236017 Kaliningrad, Russian Federation

⁴A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, 119017 Moscow, Russian Federation

**e-mail: n.gavrilov@spbu.ru*

Abstract. Results of high-resolution numerical modeling are presented to study the evolution of the spectrum of acoustic-gravity waves (AGWs) during their propagation from the lower layers of the atmosphere into the thermosphere. The source of primary AGWs in the model is specified at the Earth's surface as a plane monochromatic wave. In the prescribed vertical distribution of the background wind, there exist critical levels located in the middle atmosphere, near which the most intense generation of secondary wave modes occurs. As a consequence, in the mesosphere above the critical levels, the energy of the primary wave decreases substantially, and secondary modes with horizontal scales smaller than those of the original wave begin to play a dominant role in the spectrum. According to the calculations, in the thermosphere, where the coefficients of molecular viscosity and thermal conductivity increase significantly, an inverse energy cascade exists—from short secondary modes toward the long-wave part of the spectrum. These secondary modes are characterized by increased vertical wavelengths, which ensures lower dissipation and allows them to reach considerable altitudes in the thermosphere. The amplitudes of these secondary waves can exceed the amplitude of the primary AGW calculated for a windless atmosphere. The characteristics of AGW spectra at different altitudes and at different times after the activation of the wave source at the Earth's surface are studied. Nonlinear

interactions in the spectrum of secondary wave modes must be considered when parameterizing the dynamical and thermal effects of AGWs in predictive models of general circulation and climate of the upper atmosphere.

Keywords: acoustic-gravity waves, critical level, secondary waves, numerical modeling, upper atmosphere.

Funding. The modification of the AGW numerical model in Section 2 was carried out with the support of Saint Petersburg University (research project No. 124032000025-1). The analysis of the evolution of secondary AGW spectra in Section 3 was supported by the Russian Science Foundation (grant 25-17-00166).

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contribution. – conducting calculations, preparing figures, and writing the manuscript - NMG; program modernization, calculation methodology - SPK; verification of results - AVK, manuscript editing; YAK – data preparation. All authors have read and approved the manuscript version for publication.

For citation: Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P., Koval A.V., Kurdyayeva Yu.A. Modeling of the Secondary Mesoscale Wave Spectrum in the Thermosphere. *Geomagnetism i Aeronomiya. / Geomagnetism and Aeronomy*. 2026. V. 66. No. ?? pp. ???–???. (in Russian) DOI: 10.7868/

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустико-гравитационные волны (АГВ) играют важную роль в динамике средней и верхней атмосферы. Распространяясь вверх от своих источников в тропосфере, волны служат эффективным механизмом переноса импульса и энергии в вышележащие области, вплоть до мезосферы и термосферы (см., например, [Vadas and Liu, 2013; Franco-Diaz et al., 2024]). Диссипация волн и передача ими импульса фоновому потоку способны модифицировать зональные ветры в мезосфере и нижней термосфере и оказывать существенное влияние на глобальную циркуляцию средней и верхней атмосферы [Holton, 1983; Yiğit and Medvedev, 2009]. Модели глобальной циркуляции с высоким разрешением хорошо воспроизводят АГВ в термосфере и ионосфере [Vadas et al., 2024].

Нелинейные АГВ в атмосфере на высотах до 200 км [Lund and Fritts, 2012] могут создавать каскадную передачу энергии к спектральным компонентам (вторичным волнам первого типа), имеющим меньшие пространственный и временной масштабы [Heale et al., 2022; Гаврилов и Кшевецкий, 2023]. Накопление энергии волновой турбулентности может также привести к возникновению вторичных АГВ второго типа, которые имеют большую горизонтальную длину волны и фазовую скорость по сравнению с первичными волнами [Vadas et al., 2003, 2024]. Поскольку вторичные волны второго типа могут иметь большие фазовые скорости и вертикальные длины, они могут более эффективно распространяться в верхнюю атмосферу [Vadas and Liu, 2013; Vadas et al., 2024]. Длинные вторичные АГВ второго типа наблюдались с помощью лидара в стратосфере, мезосфере и термосфере [Vadas et al., 2023a, 2024], в том числе в ионосфере после извержения вулкана Тонга [Vadas et al., 2023b].

Моделирование показало, что первичные АГВ, возбуждаемые глубокой тропосферной конвекцией, могут достигать термосферы, где они разрушаются и диссипируют [Vadas and Liu, 2013]. Эти процессы приводят к локализованным в пространстве и времени горизонтальным волновым ускорениям и притокам тепла, которые могут генерировать более длинные вторичные волны второго типа [Vadas and Liu, 2013]. Такие вторичные волны могут затем распространяться на гораздо большие высоты, чем первичные АГВ, что приводит к усилению изменчивости ионосферы, создавая среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения [Vadas and Azeem, 2021]. Анализ концентрических волновых фронтов в средней и верхней

атмосфере, создаваемых тайфунами [Li et al., 2022], показывает важную роль вторичных волн в формировании полей АГВ в термосфере.

Гаврилов и Кшевецкий [2014] разработали трехмерную численную модель с высоким разрешением, описывающую распространение нелинейных АГВ в атмосфере от поверхности Земли до термосферы. Численная схема адекватно учитывает фундаментальные законы сохранения массы, импульса и энергии, а также закон неубывающей энтропии. Учитывая широкий диапазон исследуемых высот, этот устойчивый алгоритм делает численную модель подходящей для моделирования АГВ на высотах от поверхности Земли до термосферы.

В работе [Гаврилов и др., 2023, 2026] был разработан и применен алгоритм для разделения спектра плоских первичных АГВ, генерируемых на земной поверхности, и спектра вторичных волн на разных высотах атмосферы. При моделировании в [Гаврилов и др., 2026] использовались фоновые профили ветра, содержащие критические уровни, на которых горизонтальная скорость ветра становится равной горизонтальной фазовой скорости АГВ. Было показано, что интенсификация возбуждения вторичных волн вблизи критических уровней в средней атмосфере может усилить активность АГВ в верхней атмосфере. Авторы также показали, что спектр вторичных волн может содержать компоненты упомянутого выше второго типа с большими вертикальными длинами, которые менее диссипативны и могут создавать значительные волновые возмущения в термосфере.

В данной работе продолжено моделирование плоских АГВ, которые распространяются в термосферу в условиях профилей среднего ветра, содержащих критические уровни. Повышено разрешение численной модели путем использования меньших шагов сетки по высоте. Анализируются особенности волновых полей и спектров первичной и вторичных АГВ в разные моменты модельного времени после активации волнового источника на земной поверхности. Особое внимание уделено описанию обратного каскада энергии в длинноволновую область спектра вторичных мод АГВ, наиболее отчетливо проявляющийся в термосфере. Выполнен анализ временных вариаций волновых амплитуд и ускорений.

2. МОДИФИКАЦИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

В настоящем исследовании применяется трехмерная численная модель, имеющая высокое пространственно-временное разрешение, для описания атмосферных нелинейных АГВ [Гаврилов и Кшевецкий, 2014]. В основе модели лежит решение полной системы трехмерных уравнений гидродинамики для плоской геометрии [Гаврилов и Кшевецкий, 2014]. Учитываются нелинейные процессы и диссипация, влияющие на распространение АГВ в атмосфере, и обеспечивается возможность исследования таких сложных процессов, как разрушение неустойчивых АГВ и генерация турбулентности.

Верхнее граничное условие задает нулевые значения вертикальных градиентов горизонтальной скорости и температуры, а также нулевую вертикальную скорость [Гаврилов и Кшевецкий, 2014]. Такие условия могут вызывать отражение распространяющихся снизу АГВ от верхней границы, заданной на высоте 400 км. Тестирование показывает, что на рассматриваемых в данной статье высотах до 300 км влияние верхних граничных условий незначительно. На земной поверхности нижние граничные условия задаются в виде [Гаврилов и Кшевецкий, 2014]:

$$(T')_{z=0} = 0, \quad (u)_{z=0} = 0, \quad (v)_{z=0} = 0, \quad (w)_{z=0} = W_0 \cos(\sigma t - \vec{k}_h \cdot \vec{r}), \quad (1)$$

где T' , w , u , v – волновые возмущения температуры и компонент скорости по вертикальной оси z и горизонтальным осям x и y соответственно. Последнее выражение в (1) задает источник плоских АГВ, где W_0 и σ – амплитуда возбуждаемой первичной волны и наблюдаемая частота; $\vec{k}_h(k_x, k_y)$ и $\vec{r}(x, y)$ – горизонтальные волновой вектор и радиус-вектор, где k_x и k_y – горизонтальные волновые числа вдоль осей x и y , соответственно. В данной работе горизонтальная ось x направлена параллельно горизонтальному волновому вектору, следовательно, для первичной АГВ $k_y = 0$ и $k_h = k_x$. Плоские монохроматические волны в (1) можно рассматривать как компоненты Фурье-преобразования мезометеорологических, конвективных и турбулентных процессов. Эти процессы можно аппроксимировать суперпозицией эффективных спектральных компонент вертикальной скорости на земной поверхности [Townsend, 1965, 1966].

Расчет коэффициентов молекулярной вязкости и теплопроводности, используемых в модели, выполняется на основе формулы Сазерленда [Кикоин, 1976]. Кроме того, учитываются фоновые турбулентные теплопроводность и вязкость, кинематические коэффициенты которых максимальны (до $10 \text{ м}^2/\text{с}$) в приземном слое и в нижней

термосфере и минимальны (до $0,1 \text{ м}^2/\text{с}$) в стратосфере (см. [Гаврилов и Кшевецкий, 2014; Koval et al., 2025]).

Численные расчеты начинаются с невозмущенного состояния атмосферы со стационарными профилями средней плотности, температуры, молекулярной вязкости и молекулярной массы согласно модели NRLMSISE-00 (Picone et al., 2002) для широты 50° с. ш. в январе при средней солнечной активности ($F_{10.7} = 150$ с.е.п.). Для создания критических уровней для первичной АГВ проекция скорости струйного течения на горизонтальное направление распространения волны задана в виде гауссовой функции, имеющей максимум 80 м/с на высоте 50 км с полушириной 17 км . Согласно метеорологическому реанализу МЕРРА-2, январские вертикальные профили ветра имеют локальные максимумы скорости на высотах $50\text{--}70 \text{ км}$ на широтах $20 - 60^\circ$ с. ш. Заданные вертикальные распределения средней температуры и ветра представлены на рис. 1 работы [Гаврилов и др., 2026].

Прежние эксперименты с используемой моделью показали, что резкая активация волнового источника (1) может создать сильный начальный волновой импульс из акустических и быстрых гравитационных волн, который может за несколько минут достигать верхней атмосферы. Для ослабления первоначального волнового импульса и обеспечения плавной активации волнового источника в нашем моделировании, амплитуда W_0 в (1) умножается на гауссову функцию, возрастающую от нуля при $t = 0$ до единицы при $t = t_a$ [Gavrilov et al., 2022]. Момент t_a ниже считается временем включения волнового источника в модели, причем W_0 в (1) постоянно при $t > t_a$.

Можно полагать, что при достаточно малых W_0 в (1) в нижней атмосфере при $t \gg t_a$ численное решение должно стремиться к установившимся плоским волнам, описываемым линейной теорией атмосферных АГВ (например, [Gossard and Hooke, 1975]). В статье [Gavrilov et al., 2015] показано соответствие между поляризационными соотношениями линейной теории АГВ [Gossard and Hooke, 1975] и рассчитанными отношениями амплитуд разных волновых полей при $t \gg t_a$ на высотах до 100 км .

В соответствии с работой [Гаврилов и Кшевецкий, 2023], спектры модельных волновых полей по горизонтальному волновому числу в разные моменты времени определяются на горизонтальных плоскостях, расположенных на фиксированных высотах.

Применение волнового источника (1) в виде плоской первичной АГВ с постоянной амплитудой на нижней границе модели позволяет разделить спектры первичной и вторичных волн, имеющих горизонтальные длины, отличные от длины первичной волновой моды. Пример разделения спектров первичной и вторичных АГВ представлен на рис. 1 в статье [Гаврилов и Кшевецкий, 2023].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Целью настоящей работы является численное моделирование эволюции спектра вторичных АГВ в термосфере. Использован источник (1) плоской монохроматической АГВ, распространяющейся вдоль горизонтальной оси x на земной поверхности с фазовой скоростью $c_h = 30$ м/с. Значительная вертикальная длина около 10 км позволяет такой АГВ распространяться без значительного затухания до высот более 100 км. Горизонтальная длина первичной АГВ $\lambda_h = 200$ км соответствует периоду $\tau = \lambda_h/c_h \approx 1.9$ ч. Выбрана амплитуда волнового источника $W_0 = 0,1$ мм/с в (1), которая обеспечивает достаточный уровень нелинейных взаимодействий и формирования спектра вторичных волн в средней и верхней атмосфере [Гаврилов и Кшевецкий, 2023].

На горизонтальных границах анализируемой области атмосферы размером $L_h = 800$ км заданы периодические условия (см. [Гаврилов и Кшевецкий, 2014]). Шаг сетки численной модели по горизонтали $\Delta x = \lambda_h/32$, а шаг интегрирования по времени определяется автоматически и составляет несколько секунд. Вертикальная сетка модели для высот от поверхности Земли до 400 км включает 2000 неравноотстоящих узлов, что почти в два раза больше, чем в расчетах [Гаврилов и др., 2026]. Вертикальный шаг сетки меняется от 6 м вблизи земной поверхности до сотен метров около верхней границы, то есть около 70% узлов сетки покрывают тропосферу и среднюю атмосферу.

На рис. 1 работы [Гаврилов и др., 2026] приведены примеры модельных волновых полей в безветренной атмосфере с реалистичным вертикальным профилем температуры для момента $t \sim 80\tau$ после включения волнового источника (1). Волновые поля имеют поверхности постоянной фазы, наклоненные к горизонту, что характерно для низкочастотной ветви АГВ, часто называемой внутренними гравитационными волнами (ВГВ). Согласно линейной теории стационарных плоских ВГВ [Gossard and Hooke, 1975] вертикальная длина волны при $c_h = 30$ мс⁻¹ составляет $\lambda_z \sim 9-12$ км на высотах 50-100 км в январе.

3.1. Волновые поля и спектры в разные моменты времени

Когда АГВ идет в направлении фонового ветра (на восток в зимней стратосфере и мезосфере), может возникнуть критический уровень, когда становится $c_h = u_0$.

Используемый вертикальный профиль фонового ветра на рис. 1 в статье [Гаврилов и Кшевецкий, 2026] содержит два критических уровня на высотах около 33 и 67 км. Верхняя и нижняя панели Рис. 1 изображают волновые поля вертикальной скорости на разных высотах и с разными масштабами цветовых шкал для момента $t = 20\tau$ (~38 ч) после включения приземного волнового источника (1), когда первичная АГВ дошла до высот более 100 км. Расположения критических уровней показаны горизонтальными линиями на нижней панели рис. 1. На высотах 10 – 20 км на рис. 1 видны четыре наклонных фазовых поверхности, которые характерны для направленного вверх распространения энергии первичной ВГВ под углом к горизонту.

Рис. 1. Сечение поля вертикальной скорости (в м/с) плоскостью XOZ в момент $t = 20\tau$ (~38ч). Контуры соответствуют нулевым значениям вертикальной скорости.

Горизонтальные линии на нижней панели показывают расположение критических уровней.

Fig. 1. Cross-section of the vertical velocity field (in m/s) by the XOZ plane at the moment $t = 20\tau$ (~38h). The contours correspond to zero values of the vertical velocity. Horizontal lines in the bottom panel show locations of the critical levels.

В области нижнего критического уровня на высотах 30 – 35 км нижняя панель на рис. 1 показывает наличие более мелкомасштабных возмущений, которые связаны с неустойчивостью первичной АГВ около критического уровня из-за уменьшения λ_z . Между нижним и верхним критическими уровнями на высотах 35 – 65 км, нижний график рис. 1 показывает волновые фронты, наклоненные к горизонту в сторону противоположную аналогичному наклону на высотах менее 30 км. Это объясняется тем, что внутренняя частота ВГВ меняет знак на отрицательный между критическими уровнями, поскольку там $u_0 > c_h$ (см. п. 4). Поэтому, поддержание положительной вертикальной групповой скорости требует изменения знака вертикального волнового числа и изменения направления наклона волновых фронтов ВГВ на рис. 1. На высотах больше 67 км

направление наклона волновых фронтов на рис. 1 становится таким же, как на высотах ниже 33 км, поскольку вновь становится $u_0 < c_h$.

Рис. 2. Спектральная плотность вариаций вертикальной скорости (в $\text{м}^3/\text{с}^2$) на горизонтальных плоскостях, расположенных на разных высотах z (указаны цифрами в км) в момент $t = 20\tau$ (~ 38 ч) после включения волнового источника на земной поверхности. Пунктир показывает положение спектрального максимума, соответствующего первичной АГВ.

Fig. 2. Spectral density of vertical velocity variations (in m^3/s^2) on horizontal planes located at different heights z (indicated by numbers in km) at time $t = 20\tau$ (~ 38 h) after the wave source activation on the Earth's surface. The dotted lines show the position of the spectral maximum corresponding to the primary AGW.

Нижняя панель Рис. 1 демонстрирует, что число наклонных волновых фронтов на высотах больше 35 км в 2 – 3 раза превышает число фронтов первичной АГВ ниже 30 км. Это свидетельствует, что вблизи критических уровней возбуждаются вторичные волновые моды с горизонтальными длинами, меньшими, чем у первичной АГВ, которые затем распространяются в верхнюю атмосферу (см. верхнюю панель рис. 1).

На рис. 2 приведены спектры вертикальной скорости для момента времени, соответствующего рис. 1. Панель для высоты 100 км показывает, что выше критических уровней спектральный пик, соответствующий первичной АГВ, почти пропадает и основная энергия концентрируется в области спектра вторичных мод с большими горизонтальными волновыми числами. На высотах 200 км и выше соответствующие панели рис. 2 показывают ослабление коротковолновой части спектра, которое усиливается с ростом высоты. Это связано с ростом молекулярной вязкости и теплопроводности, усиливающим диссипацию коротковолновых АГВ.

Рис. 3. То же, что на рис. 1, для момента $t = 50\tau$ (~ 95 ч).

Fig. 3. Same as Fig. 1, for the moment $t = 50\tau$ (~ 95 h).

На высотах 250 – 300 км на рис. 2 видно усиление пиков на длине первичной АГВ и в более длинноволновой области. Это свидетельствует о каскадном переходе энергии в область волн с большими горизонтальными и вертикальными длинами, которые подвержены меньшей диссипации и могут распространяться до больших высот в термосфере. Рассмотрение верхней панели на рис. 1 показывает, что такое укрупнение волн может выглядеть как объединение вытянутых областей с положительными и отрицательными вертикальными скоростями, существующих в коротковолновых АГВ, и создание более крупных аналогичных структур на больших высотах.

Рис. 3 аналогичен рис. 1, но для более позднего момента времени $t = 50\tau$ (~95ч), когда первичная АГВ распространилась на всю анализируемую высотную область. Рис. 3 демонстрирует все особенности, отмеченные ранее для рис. 1, включая повышенную генерацию вторичных волн в областях критических уровней и их распространение в термосферу.

Рис. 4. То же, что на рис. 2, для $t = 50\tau$ (~95 ч).

Fig. 4. Same as Fig. 2, for $t = 50\tau$ (~95 h).

На рис. 4, аналогичном рис. 2, но для более позднего момента времени, даны спектры по горизонтальному волновому числу на горизонтальных плоскостях, соответствующих различным высотам. Видно отсутствие спектрального максимума на длине первичной АГВ на высоте 100 км вследствие диссипации и перехода части энергии первичной волны к более коротким вторичным модам в областях критических уровней. К высоте 300 км на рис. 4 происходит восстановление пика с волновым числом, близким к первичной АГВ, что свидетельствует об обратном переходе энергии вторичных волн в длинноволновую часть спектра.

3.2. Временные вариации волновых характеристик

Рис. 5 показывает временные изменения стандартного отклонения вертикальной скорости d_w на разных высотах. Тонкие линии соответствуют безветренной атмосфере. На нижней панели рис. 5 видно, что выше критических уровней на высоте 100 км значения d_w существенно меньше, чем в безветренной атмосфере. Это объясняется практически полным отсутствием в спектрах на рис. 2 и 4 первичной АГВ после прохождения двух

критических уровней, где остаются только вторичные моды, несущие часть энергии первичной волны. Рост значений d_w во времени на нижней панели рис. 5 свидетельствует, что в области критических уровней происходит непрерывная генерация вторичных АГВ в атмосфере.

Рис. 5. Изменение во времени стандартного отклонения d_w вариаций вертикальной скорости в см/с для горизонтальных плоскостей, расположенных на разных высотах z (указаны цифрами в км) при наличии критических уровней (1) и при отсутствии среднего ветра (2).

Fig. 5. Time variations of the standard deviation d_w of vertical velocity variations in cm/s on horizontal planes located at different heights z (indicated by numbers in km) with presence of critical levels (1) and without the mean wind (2).

Рис. 5 показывает, что на высотах более 150 км значения d_w при наличии критических уровней значительно превосходят соответствующие значения для безветренной атмосферы. Это связано со значительно более слабой генерацией вторичных волн в безветренной атмосфере и сильной диссипацией первичной АГВ с $c_h = 30$ м/с на высотах более 100 км.

Рис. 6. Изменения во времени волнового ускорения среднего потока a_x в см/с/сут на разных высотах z (указаны цифрами в км).

Fig. 6. Time variations in the wave acceleration of the mean flow a_x in cm/s/d at different heights z (indicated by numbers in km).

АГВ, диссипирующие в атмосфере, создают волновые ускорения среднего потока, a_x , которые изменяют фоновый ветер и изображены на рис. 6 для разных высот в термосфере. На всех панелях рис. 6 преобладают положительные значения a_x , которые показывают, что на всех высотах динамическое воздействие нелинейных АГВ приводит к увеличению среднего ветра, поскольку моделируемые АГВ, распространяющиеся в сторону среднего ветра, создают ускорения того же направления.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вблизи критического уровня, где фазовая скорость стремится к скорости фонового ветра, $c_h \rightarrow u_0$, для первичной плоской волны с горизонтальным волновым числом k_{h0} и наблюдаемой частотой σ внутренняя частота обращается в ноль, $\omega = \sigma - k_{h0}u_0 \rightarrow 0$, что, согласно дисперсионному соотношению, приводит к обнулению вертикальной групповой скорости, $c_{gz} \sim -\omega/m \rightarrow 0$. Это означает, что распространение энергии данной моды приобретает квазигоризонтальный характер и сопровождается интенсивной диссипацией из-за стремления вертикального волнового числа $|m|$ к бесконечности. Нижние панели рис. 1 и 3 показывают разрушение наклонных волновых фронтов первичной низкочастотной АГВ и образование мелкомасштабных возмущений на высотах около 33 и 67 км, что может быть связано с неустойчивостью первичной АГВ и усилением генерации вторичных волн в окрестностях критических уровней.

Как было показано ранее [Гаврилов и Кшевецкий, 2023], в спектре вторичных волн значительной энергией обладают гармоники с удвоенным, $k_h = 2k_{h0}$, и утроенным, $k_h = 3k_{h0}$, горизонтальными волновыми числами. Эти моды, обладая значительными вертикальными длинами, испытывают сравнительно слабое затухание в средней атмосфере и, вероятно, именно они ответственны за появление мезомасштабных неоднородностей на нижних панелях рис. 1 и 3 в окрестности критических уровней.

Расстояния по вертикали между последовательными наклонными фронтами низкочастотных АГВ на рис. 1 и 3 равны локальной вертикальной длине волны λ_z . Оценки для первичной АГВ на высотах 15 - 25 км ниже критических уровней варьируются в пределах $\lambda_z \sim 8,5-10$ км. На верхних панелях рис. 1 и 3 расстояния между соответствующими волновыми фронтами составляют $\lambda_z \sim 13 - 18$ км на высотах 100–130 км $\lambda_z \sim 20 - 40$ км на высотах 150 – 200 км. Таким образом, вторичные волны, приходящие в термосферу, имеют вертикальные длины значительно превосходящие λ_z первичной АГВ на высотах ниже критических уровней. Волны с большими вертикальными длинами слабее диссипируют из-за молекулярной и турбулентной вязкости/теплопроводности, что облегчает их проникновение в верхнюю термосферу [Vadas and Liu, 2013].

В работе [Vadas et al., 2024] выполнено численное моделирование ВГВ на высотах от поверхности Земли до термосферы. Авторы показали, что первичные ВГВ, возникающие внутри полярного струйного течения, распространяются вверх, разрушаются и создают неоднородные ускорения среднего течения и притоки тепла в

средней атмосфере, которые приводят к генерации вторичных волн с большими горизонтальными и вертикальными длинами. Такой процесс может повторяться, создавая средне- и крупномасштабные моды ВГВ более высокого порядка в термосфере.

Горизонтальные и вертикальные длины этих мод значительно превышают соответствующие длины первичных ВГВ. Результаты указанного моделирования подтверждаются наблюдениями с помощью лидаров, спутников и метеорных радаров [Vadas et al., 2024]. Это показывает, что струйные течения в нижней и средней атмосфере могут приводить к возникновению в термосфере широкого спектра средне- и крупномасштабных волн высоких порядков вследствие многоступенчатых вертикальных взаимодействий.

Полученные результаты согласуются с представлением о важности волн второго и более высоких порядков для динамики термосферы. Вместе с тем, нельзя исключить и существование иных механизмов, ответственных за формирование наблюдаемого спектра вторичных волн. Анализ эволюции спектра после включения источника [Гаврилов и Кшевецкий, 2023] выявил закономерное возникновение последовательных максимумов при $k_h = 2k_{h0}$, $k_h = 3k_{h0}$ Такая картина указывает на ключевую роль трехволновых резонансных взаимодействий [Дубинина и др., 2006] в этом процессе, в результате которых две волны с волновыми числами k_1 и k_2 могут передавать энергию модам с волновыми числами $k_1 + k_2$ и $k_1 - k_2$. Схожий механизм нелинейной генерации вторичных волн планетарного масштаба рассмотрен в работе [Didenko et al., 2024].

В работе [Гаврилов и Кшевецкий, 2023] показано, что сразу после запуска источника (1) в спектре, помимо первичной моды, возникает пик с $k_h = 2k_{h0}$, соответствующий вторичной волне с удвоенным горизонтальным волновым числом. Позже, из-за взаимодействия этой моды с первичной волной образуется максимум при $k_h = 3k_{h0}$, и т.д. Поэтому, через некоторое время спектры вторичных волн на рис. 2 и рис. 4 показывают большое количество максимумов с большими волновыми числами $k_h > k_{h0}$. Для нелинейных резонансных трехволновых взаимодействий, в принципе, не обязательны большие амплитуды, неустойчивость и разрушение первичных АГВ. Однако, значительное убывание вертикальной длины и потеря устойчивости первичной АГВ вблизи критических уровней активизирует каскадный переход энергии к вторичным волнам.

Как указано выше, резонансные взаимодействия волн могут возбуждать моды с $k_h = k_1 - k_2$ и создавать поток энергии в длинноволновую область спектра вторичных АГВ. Этот процесс важен для термосферы, где верхние панели на рис. 2 и рис. 4 показывают образование и увеличение спектральных максимумов в длинноволновой области спектра $k_h < k_{h0}$. Моды с большими горизонтальными длинами подвержены меньшей диссипации и могут распространяться на большие высоты в термосфере. Это согласуется с увеличением масштабов вторичных АГВ с высотой в термосфере, которое видно на верхних панелях на рис. 1 и рис. 3.

Активная генерация вторичных волн вблизи критических уровней в струйных течениях средней атмосферы, может увеличивать активность волновых возмущений в термосфере. Выполненное моделирование показывает, что спектр вторичных волн, генерируемых первичной АГВ в средней атмосфере, может содержать моды с большими вертикальными длинами, которые менее подвержены диссипации и могут создавать значительные волновые возмущения в термосфере. Амплитуды возмущений от таких длинных вторичных волн в термосфере могут превосходить амплитуды возмущений, создаваемых первичной АГВ, распространяющейся в тех же атмосферных условиях, но без критических уровней.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе с помощью численной модели высокого разрешения исследовано распространение акустико-гравитационных волн (АГВ) от земной поверхности до термосферы. В фоновом профиле ветра заданы критические уровни, на которых горизонтальная скорость ветра равна горизонтальной фазовой скорости первичных АГВ. Согласно традиционной теории атмосферных волн, вблизи этих уровней вертикальная длина волны стремится к нулю, поэтому распространяющиеся из тропосферы АГВ должны разрушаться, диссипировать и не достигать верхней атмосферы. При численном моделировании используется источник первичной АГВ в виде плоской монохроматической волны, распространяющейся вдоль поверхности Земли. Струйные течения в средней атмосфере аппроксимируются гауссовыми профилями среднего зонального ветра.

Моделирование показало, что часть энергии первичной АГВ может преодолевать критические уровни и распространяться в верхнюю атмосферу вследствие усиленной

генерации вторичных волн в областях критических уровней. В термосфере вторичные волны создают каскадный перенос энергии от коротких вторичных волн к более длинноволновым модам, подвергающимся меньшей диссипации. При наличии критических уровней в профиле среднего ветра в средней атмосфере амплитуды вторичных волн в термосфере могут превосходить амплитуды первичных АГВ, распространяющихся в аналогичных условиях при отсутствии фонового ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/ REFERENCES

- Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П. Численное моделирование распространения нелинейных акустико-гравитационных волн в средней и верхней атмосфере. // Изв. РАН. физ. атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 1. С. 76-83. / Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P. Numerical modeling of the propagation of nonlinear acoustic-gravity waves in the middle and upper atmosphere. *Izvestiya, Atmos. Oceanic Phys.* 2014. v. 50. No. 1. pp. 66-72. <https://doi.org/10.1134/S0001433813050046>
- Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П. Выделение спектра вторичных акустико-гравитационных волн в средней и верхней атмосфере в численной модели высокого разрешения. // Солн.-земная физ. 2023, Т. 9, № 3. С. 93–99. / Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P. Identification of spectrum of secondary acoustic-gravity waves in the middle and upper atmosphere in a high-resolution numerical model. *Solar-Terr. Phys.* 2023. V. 9. No. 3. P. 86-92. <https://doi.org/10.12737/stp-93202310>
- Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П., Коваль А.В., Курдяева Ю.А. Влияние критических уровней на спектры вторичных гравитационных волн в средней и верхней атмосфере. // Солн.-земная физ. 2026. Т. 12, № 1. С. 115–124. / Gavrilov N. M., Kshevetskii S. P., Koval A. V., Kurdyayeva Y. A. Critical level influence on spectra of secondary gravity waves in the middle and upper atmosphere. *Solar-Terr. Phys.* 2026. V. 12. No. 1. P. 115-124. <https://doi.org/10.12737/szf-121202612>
- Дубинина В.А., Куркин А.А., Пелиновский Е.Н., Полухина О.Е. Резонансные трехволновые взаимодействия краевых волн Стокса. // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 2. С. 254-261. / Dubinina V.A., Kurkin A.A., Pelinovsky E.N., Poluhina O.E. Resonant three-wave interactions of Stokes edge waves. *Izvestia. Atmos. Oceanic Phys.* 2006. Vol. 42. No. 2. P. 254-261. <https://doi.org/10.1134/S0001433806020125>

- Кикоин И.К. Таблицы физических величин. // М.: Атомиздат. 1976. С. 272-279. / Kikoin I.K. *Tables of Physical Quantities*. Moscow, Atomizdat Publ. 1976. p. 272–279. (In Russian).
- Didenko K.A., Koval A.V., Ermakova T.S., Sokolov A.V., Toptunova O.N. Analysis of a secondary 16-day planetary wave generation through nonlinear interactions in the atmosphere. *Earth Planets Space*. 2024. V. 76. P. 124. <https://doi.org/10.1186/s40623-024-02072-x>
- Franco-Diaz E., Gerding M., Holt L., Strelnikova I., Wing R., Baumgarten G., Lübken F.-J. Convective gravity wave events during summer near 54° N, present in both AIRS and Rayleigh–Mie–Raman (RMR) lidar observations. *Atmos. Chem. Phys.* 2024. V. 24. P. 1543–1558. <https://doi.org/10.5194/acp-24-1543-2024>
- Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P., Koval A.V. Verifications of the high-resolution numerical model and polarization relations of atmospheric acoustic-gravity waves. *Geosci. Model Dev.* 2015. V. 8. P. 1831–1838. <https://doi.org/10.5194/gmd-8-1831-2015>
- Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P., Koval A.V. Decay times of atmospheric acoustic–gravity waves after deactivation of wave forcing. *Atmos. Chem. Phys.* 2022. V. 22. P. 13713–13724. <https://doi.org/10.5194/acp-22-13713-2022>
- Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P., Koval A.V., Kurdyeva Yu.A. Tunneling of acoustic-gravity waves through critical levels to the upper atmosphere. *Adv. Space Res.* 2025. V. 75. No 4. P. 3661-3670. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2024.12.005>
- Gossard E.E., Hooke W.H. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves: Their Generation and Propagation*. Elsevier Sci. Publ. Co., (Developments in Atmos. Sci. 2).1975. 470 p.
- Heale C.J., Inchin P.A., Snively J.B. Primary versus secondary gravity wave responses at F-region heights generated by a convective source. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2022. Vol. 127. e2021JA029947. <https://doi.org/10.1029/2021JA029947>
- Holton, J. R. The influence of gravity wave breaking on the general circulation of the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 1983. V. 40. P. 2497-2507.
- Koval A.V., Gavrilov N.M., Zubov V.A., Rozanov E.V., Fadeev A.S. A New Version of parametrization of orographic waves: Dynamic and Thermal Effects in the SOCOL3 Model. *Russian Journal of Earth Sciences*. 2025. V. 25. ES5014. EDN: UGIGPG. <https://doi.org/10.2205/2025es001027>

- Li Q., Xu J., Liu H., Liu X., Yuan W. How do gravity waves triggered by a typhoon propagate from the troposphere to the upper atmosphere? *Atmos. Chem. Phys.* 2022. V. 22. P. 12077–12091. <https://doi.org/10.5194/acp-22-12077-2022>
- Lund T. S., Fritts D. C. Numerical simulation of gravity wave breaking in the lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. D21105. <https://doi.org/10.1029/2012JD017536>
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. No. A12. P. 1468. <https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- Townsend A.A. Excitation of internal waves by a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* 1965. V. 22. P. 241–252.
- Townsend A.A. Internal waves produced by a convective layer. *J. Fluid Mech.* 1966. V. 24. P. 307–319.
- Vadas S. L., Azeem I. Concentric secondary gravity waves in the thermosphere and ionosphere over the continental United States on 25-26 March 2015 from deep convection. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2021. V. 126. No. 2. e2020JA028275. <https://doi.org/10.1029/2020JA028275>
- Vadas S.L., Liu H.-L. Numerical modeling of the large-scale neutral and plasma responses to the body forces created by the dissipation of gravity waves from 6 h of deep convection in Brazil. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2013. V. 118. P. 2593–2617. <https://doi.org/10.1002/jgra.50249>
- Vadas S.L., Fritts D.C., Alexander M.J. Mechanism for the generation of secondary waves in wave breaking regions. *J. Atmos. Sci.* 2003. V. 60. No 1. P. 194-214. <https://doi.org/10.1029/2004JD005574>
- Vadas S.L., Becker E., Bossert K., Baumgarten G., Hoffmann L., Lynn Harvey V. Secondary gravity waves from the stratospheric polar vortex over ALOMAR observatory on 12-14 January 2016. *J. Geophys. Res. Atmos.* 2023a. V. 128. e2022JD036985. <https://doi.org/10.1029/2022JD036985>
- Vadas S.L., Becker E., Figueiredo C.A.O.B., Bossert K., Harding B., Gasque C. Primary and secondary gravity waves and global wind changes generated by the Tonga volcanic eruption on 15 January 2022: Modeling and comparison with ICON-MIGHTI winds. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2023b. V. 128. e2022JA031138. <https://doi.org/10.1029/2022JA031138>

- Vadas S. L., Becker E., Bossert K., Hozumi Y., Stober G., Harvey V.L., Baumgarten G., Hoffmann L. The role of the polar vortex jet for secondary and higher-order gravity waves in the northern mesosphere and thermosphere during 11-14 January 2016. *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2024. V. 129. No. 9. e2024JA032521.
<https://doi.org/10.1029/2024JA032521>
- Yiğit E., Medvedev A.S. Heating and cooling of the thermosphere by internal gravity waves. *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. P. L14807. <https://doi.org/10.1029/2009GL038507>

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Гаврилов Николай Михайлович– д-р физ.-мат. наук, профессор, Санкт-петербургский гос. университет, Санкт-Петербург, Российская Федерация, e-mail: n.gavrilov@spbu.ru,
<https://orcid.org/0000-0002-3944-9433>

Кшевецкий Сергей Петрович– д-р физ.-мат. наук, профессор, Балтийский федеральный университет, Калининград, Российская Федерация, e-mail: renger@mail.ru,
<https://orcid.org/0000-0002-2845-8342>

Коваль Андрей Владиславович– д-р физ.-мат. наук., профессор, Санкт-петербургский гос. университета, Санкт-Петербург, Российская Федерация, e-mail: a.v.koval@spbu.ru,
<https://orcid.org/0000-0001-6446-1808>

Курдяева Юлия Андреевна– канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (КФ ИЗМИРАН), Калининград, Российская Федерация, e-mail:
yakurdyaeva@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-6459-0642>

Поступила в редакцию???.2026

После доработки???.2026

Принята к публикации???.2026

ABOUT THE AUTHORS

Gavrilov, Nikolai M.– Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Professor, Saint-Petersburg State University, Saint Petersburg, Russian Federation, e-mail: n.gavrilov@spbu.ru,
<https://orcid.org/0000-0002-3944-9433>

Krshevetskii, Sergey P.– Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Professor, Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russian Federation, renger@mail.ru,
<https://orcid.org/0000-0002-2845-8342>

Koval, Andrey V.– Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, Professor, Saint-Petersburg State University, Saint Petersburg, Russian Federation, e-mail: a.v.koval@spbu.ru,
<https://orcid.org/0000-0001-6446-1808>

Kurdyeva, Yulia A.– Ph. D. in Physics and Mathematics, Senior researcher, Kaliningrad branch of the Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (WD IZMIRAN), Kaliningrad, Russian Federation, e-mail:
yakurdyeva@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-6459-0642>

Received ????, 2026

Revised ????, 2026

Accepted ????, 2026

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Сечение поля вертикальной скорости (в м/с) плоскостью XOZ в момент $t = 20\tau$ (~38ч). Контуры соответствуют нулевым значениям вертикальной скорости. Горизонтальные линии на нижней панели показывают расположение критических уровней.

Fig. 1. Cross-section of the vertical velocity field (in m/s) by the XOZ plane at the moment $t = 20\tau$ (~38h). The contours correspond to zero values of the vertical velocity. Horizontal lines in the bottom panel show locations of the critical levels.

Рис. 2. Спектральная плотность вариаций вертикальной скорости (в $\text{м}^3/\text{с}^2$) на горизонтальных плоскостях, расположенных на разных высотах z (указаны цифрами в км) в момент $t = 20\tau$ (~38ч) после включения волнового источника на земной поверхности. Пунктир показывает положение спектрального максимума, соответствующего первичной АГВ.

Fig. 2. Spectral density of vertical velocity variations (in $\text{м}^3/\text{с}^2$) on horizontal planes located at different heights z (indicated by numbers in km) at time $t = 20\tau$ (~38h) after the wave source activation on the Earth's surface. The dotted lines show the position of the spectral maximum corresponding to the primary AGW.

Рис. 3. То же, что на рис. 1, для момента $t = 50\tau$ (~95ч).

Fig. 3. Same as Fig. 1, for the moment $t = 50\tau$ (~95h).

Рис. 4. То же, что на рис. 2, для $t = 50\tau$ (~95ч).

Fig. 4. Same as Fig. 2, for $t = 50\tau$ (~95h).

Рис. 5. Изменение во времени стандартного отклонения d_w вариаций вертикальной скорости в см/с для горизонтальных плоскостей, расположенных на разных высотах z (указаны цифрами в км) при наличии критических уровней (1) и при отсутствии среднего ветра (2).

Fig. 5. Time variations of the standard deviation d_w of vertical velocity variations in cm/s on horizontal planes located at different heights z (indicated by numbers in km) with presence of critical levels (1) and without the mean wind (2).

Рис. 6. Изменения во времени волнового ускорения среднего потока a_x в см/с/сут на разных высотах z (указаны цифрами в км).

Fig. 6. Time variations in the wave acceleration of the mean flow a_x in cm/s/d at different heights z (indicated by numbers in km).

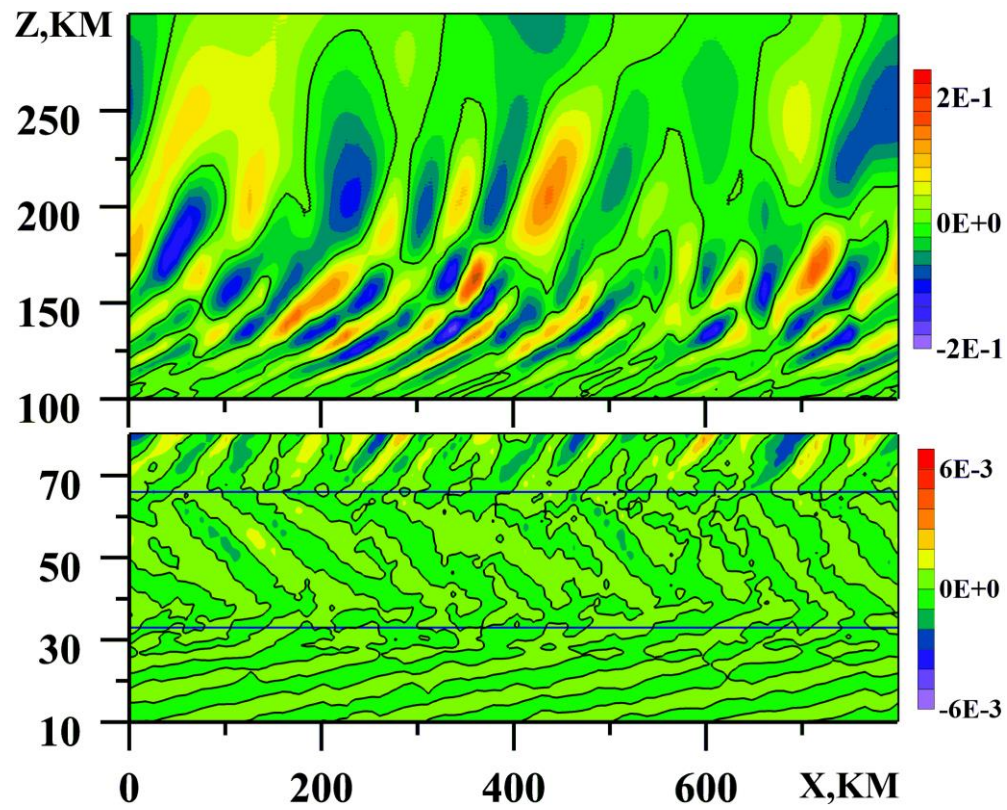


Рис. 1.

к ст. Гаврилов и др «Моделирование спектра вторичных мезомасштабных ...»

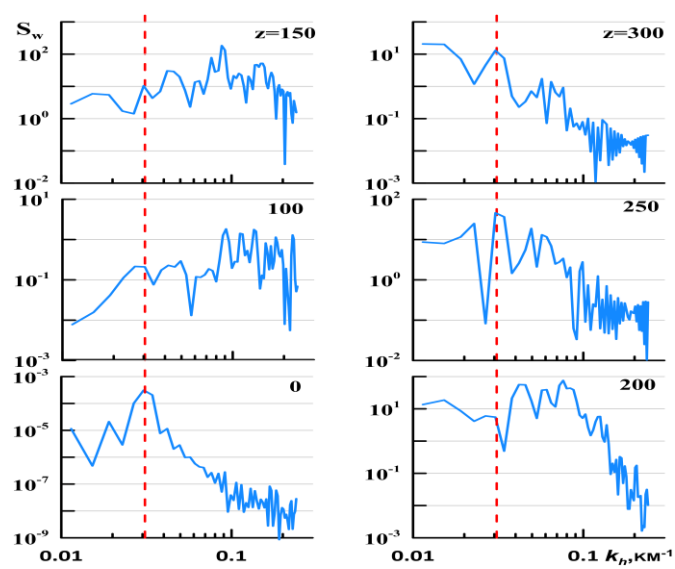


Рис. 2.

к ст. Гаврилов и др «Моделирование спектра вторичных мезомасштабных ...»

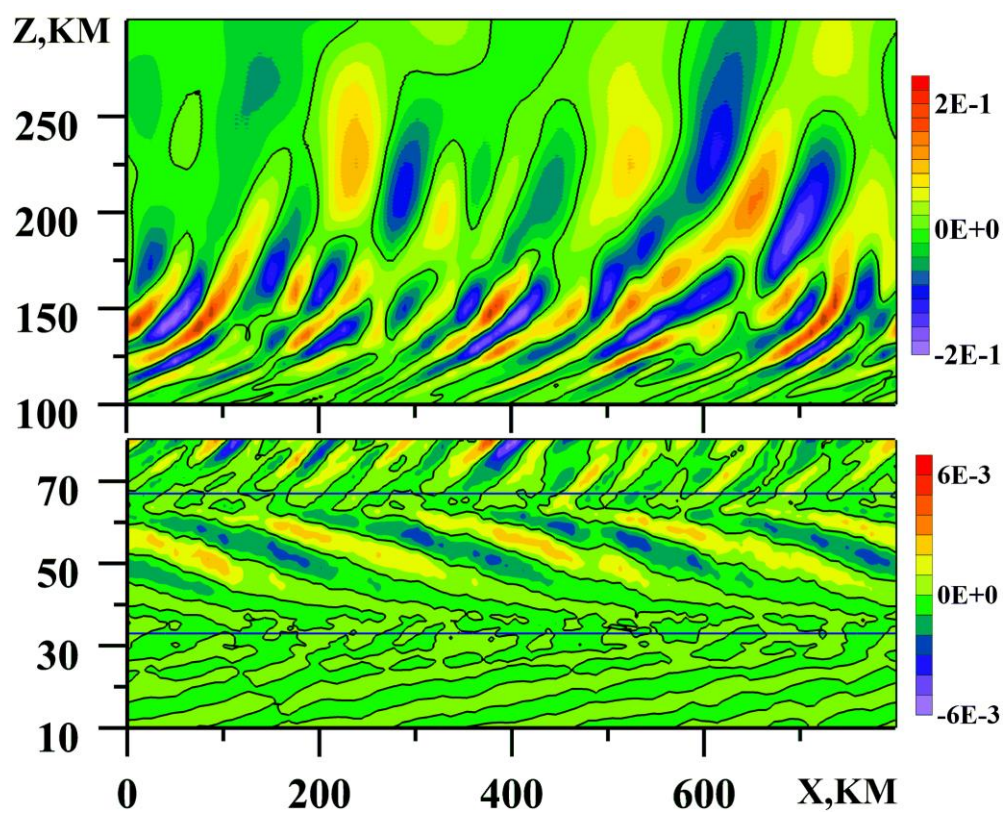


Рис. 3.

к ст. Гаврилов и др «Моделирование спектра вторичных мезомасштабных ...»

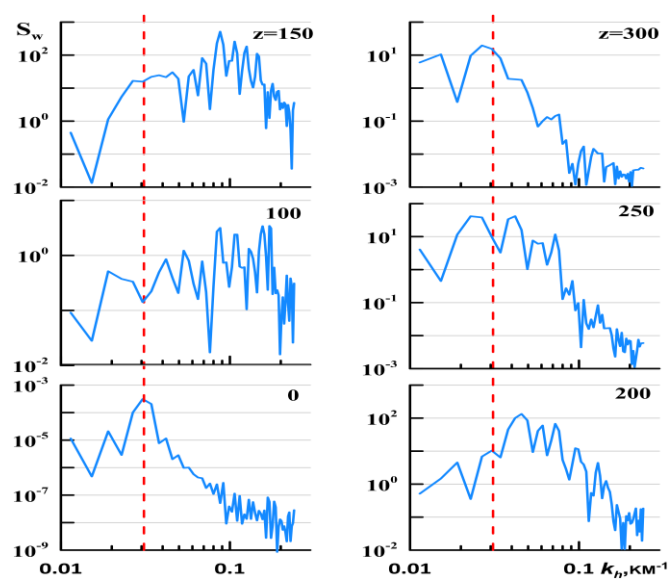


Рис. 4.

к ст. Гаврилов и др «Моделирование спектра вторичных мезомасштабных ...»

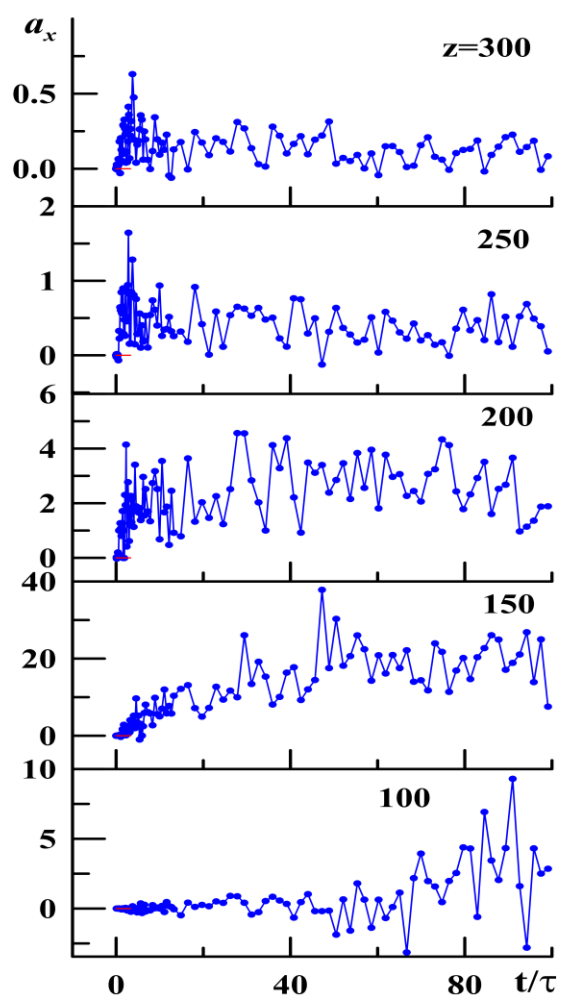


Рис. 5.

к ст. Гаврилов и др «Моделирование спектра вторичных мезомасштабных ...»

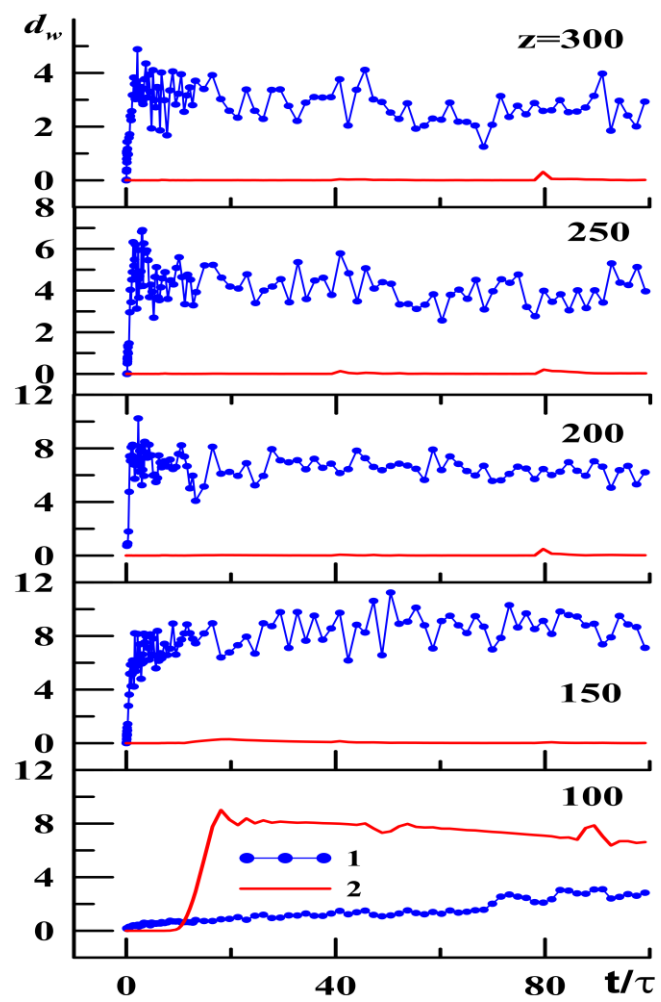


Рис. 6.

к ст. Гаврилов и др «Моделирование спектра вторичных мезомасштабных ...»