

ВЫДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ВТОРИЧНЫХ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В СРЕДНЕЙ И ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ В ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

IDENTIFICATION OF SPECTRUM OF SECONDARY ACOUSTIC-GRAVITY WAVES IN THE MIDDLE AND UPPER ATMOSPHERE IN A HIGH-RESOLUTION NUMERICAL MODEL

Н.М. Гаврилов

*Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия, n.gavrilov@spbu.ru*

С.П. Кшевецкий

*Балтийский федеральный университет им. И. Канта,
Калининград, Россия, renger@mail.ru
Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН,
Москва, Россия*

N.M. Gavrilov

*Saint-Petersburg State University,
Saint Petersburg, Russia, n.gavrilov@spbu.ru*

S.P. Kshevetskii

*I. Kant Baltic Federal University,
Kaliningrad, Russia, renger@mail.ru
A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS,
Moscow, Russia*

Аннотация. В последнее время значительное внимание уделяется исследованию так называемых вторичных акустико-гравитационных волн (АГВ), возникающих в результате неустойчивости и нелинейных взаимодействий первичных волновых мод, распространяющихся от атмосферных источников, между собой и со средним потоком. В данной работе впервые выполнено разделение горизонтальных пространственных спектров первичных и вторичных АГВ на фиксированных высотных уровнях в средней и верхней атмосфере в различные моменты времени, которые рассчитываются с помощью трехмерной нелинейной модели высокого разрешения AtmoSym. Показано, что через небольшое время после включения источника плоских волн на нижней границе модели спектр состоит из пика, соответствующего первичной АГВ, и квазибелого шума, образуемого случайными возмущениями атмосферы и шумами численной модели. Позднее в спектрах появляются пики вторичных волн на горизонтальных волновых числах, кратных волновым числам первичной АГВ. Предлагаемое разделение спектров первичных и вторичных АГВ позволяет оценивать относительный вклад вторичных АГВ на различных высотах, в разное время и при разной устойчивости фоновых профилей температуры и ветра в атмосфере.

Ключевые слова: акустико-гравитационные волны, спектр, вторичные волны, численное моделирование, верхняя атмосфера, средняя атмосфера.

Abstract. Considerable attention has recently been paid to the study of so-called “secondary” acoustic-gravity waves (AGWs) that arise as a result of instability and nonlinear interactions of “primary” wave modes propagating from atmospheric sources, among themselves, and with the mean flow. In this paper, for the first time, the horizontal spatial spectra of primary and secondary AGWs are separated at fixed altitude levels in the middle and upper atmosphere at different time moments, which are simulated using a three-dimensional nonlinear high-resolution model AtmoSym. It is shown that in a short time after switching on the plane wave source at the lower boundary of the model, the spectrum consists of a peak corresponding to primary AGW and quasi-white noise generated by random atmospheric disturbances and the numerical model. Later, secondary peaks appear in the spectra at horizontal wave numbers, which are multiples of the wave numbers of primary AGW. The proposed separation of the spectra of primary and secondary AGWs makes it possible to estimate the relative contribution of secondary AGW at different altitudes, at different times, and with different stability of background temperature and wind profiles in the atmosphere.

Keywords: acoustic-gravity waves, spectrum, secondary waves, numerical simulation, upper atmosphere, middle atmosphere.

ВВЕДЕНИЕ

Акустико-гравитационные волны (АГВ) играют важную роль в динамике средних и верхних слоев атмосферы. Генерируемые в нижних слоях атмосферы АГВ распространяются вверх, в мезосферу и термосферу, перенося импульс и энергию в более высокие слои атмосферы. Благодаря диссипации и передаче импульса к среднему потоку, они могут формировать развороты зональной циркуляции

в мезосфере/нижней термосфере (МНТ) и влиять на общую циркуляцию средней и верхней атмосферы. Исследования [Yigit, Medvedev, 2009; Yigit et al., 2009; Miyoshi et al., 2014] показали, что волновые ускорения среднего потока, вызванные диссипацией идущих из тропосферы АГВ, играют важную роль в поддержании баланса импульса в термосфере. Таким образом, для понимания динамики атмосферы в целом и ее частей требуются адекватные знания об АГВ.

Для учета эффектов АГВ в моделях глобальной циркуляции мезомасштабные волны и их взаимодействие со средним потоком должны быть параметризованы, и эти параметризации должны сравниваться с экспериментальными данными [Alexander et al., 2010; Geller et al., 2013]. В настоящее время численные модели глобальной циркуляции с высоким разрешением [Miyoshi, Fujiwara, 2008; Becker et al., 2015], во-первых, позволяют моделировать только АГВ больших масштабов, а во-вторых, являются относительно дорогостоящими. Поэтому для климатических моделей или сложных моделей системы атмосфера–ионосфера сохраняется необходимость в эффективных параметризациях тепловых и динамических эффектов АГВ. Существует ряд таких параметризаций, причем источники АГВ либо также параметризуются, либо задаются на основе наблюдений или климатологических исследований АГВ в нижних слоях атмосферы.

В последние годы быстрыми темпами развивается численное моделирование нелинейных мелкомасштабных волн и турбулентности в атмосфере. Fritts et al. [2009, 2014] моделировали разрушение атмосферных внутренних волн и неустойчивости Кельвина—Гельмгольца. Их модели трехмерны и описывают распространение и разрушение АГВ в прямоугольных областях атмосферы с ограниченными горизонтальными и вертикальными размерами. Двумерные численные модели атмосферных АГВ были разработаны Yu et al. [2009] и Liu et al. [2008]. Двумерная версия модели ICON в настоящее время используется в Институте физики атмосферы (Кюльн-Сборн, Германии) [Gassmann, Herzog, 2015].

Гаврилов и Кшевецкий [2014] разработали трехмерную численную модель высокого разрешения, описывающую распространение нелинейных АГВ через атмосферу от земной поверхности до термосферы. Численная схема корректно учитывает фундаментальные законы сохранения массы, импульса и энергии, а также закон неубывания энтропии. Эта модель позволяет получить физически правильные обобщенные решения гидродинамических уравнений, а также обеспечить устойчивость численной схемы в области разрушения нелинейных волн и перехода в турбулентность, где многие вычислительные алгоритмы становятся неприменимыми. В сочетании с большим диапазоном исследуемых высот этот стабильный алгоритм делает указанную численную модель пригодной для моделирования АГВ и их неустойчивости на высотах от земной поверхности до термосферы. Численное моделирование позволяет лучше понять механизмы динамического взаимодействия разных слоев атмосферы.

При разрушении АГВ в средней и верхней атмосфере возникают сильная нелинейность и каскадный перенос энергии к волнам меньших масштабов. Мелкомасштабные вторичные волновые моды АГВ имеют длины меньшие, чем первичные разрушающиеся АГВ. Эти вторичные АГВ могут активизировать процесс перехода волновой энергии к турбулентности, а также могут создавать значительные волновые потоки импульса. Кроме того, вторичные

АГВ могут формировать неоднородности фоновых полей с размерами, сравнимыми с горизонтальными размерами волновых пакетов [Vadas, Fritts, 2002]. Эти неоднородности могут, в свою очередь, возбуждать вторичные волновые моды с горизонтальными длинами большими, чем длины первичных волн. Длинные вторичные волны имеют большие горизонтальные фазовые скорости и вертикальные длины. Они могут более эффективно переносить энергию и импульс и распространяться до больших высот в верхней атмосфере.

Первичные АГВ, которые распространяются из тропосферы, могут создавать локализованные области повышенных и пониженных потоков импульса и энергии в средней и верхней атмосфере [Fritts et al., 2006; Smith et al., 2016]. Неоднородность связанных с этим волновых ускорений может приводить к генерации распространяющихся вверх и вниз вторичных АГВ с горизонтальными длинами порядка размеров неоднородностей. Вторичные АГВ могут также генерироваться при разрушении первичных АГВ, сопровождающемся сильной нелинейностью. Такие вторичные АГВ возникают как высокие гармоники и обычно имеют длины и периоды короче, чем первичные волновые моды [Bacmeister, Schoeberl, 1989; Franke, Robinson, 1999]. Поскольку первый механизм создает более длинные вторичные волны с большими фазовыми скоростями, они могут распространяться до больших высот. Интенсивные вторичные волны могут, в свою очередь, разрушаться и создавать дополнительные ускорения на больших высотах.

Моделирование показало, что первичные АГВ, возбуждаемые глубокой конвекцией, могут достигать термосферы, где они разрушаются и диссипируют [Vadas, Liu, 2013; Vadas, Crowley, 2010]. Этот процесс создает неоднородные, локализованные ускорения, которые возбуждают вторичные АГВ с большими длинами [Vadas, Crowley, 2010]. Такие вторичные АГВ могут затем распространяться на гораздо большие высоты, приводя к значительной изменчивости нейтрального ветра [Vadas, Crowley, 2017]. Кроме того, эти вторичные АГВ усиливают изменчивость ионосферы, создавая средне- и крупномасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения [Azeem et al., 2017; Vadas, Crowley, 2017]. Последние экспериментальные данные свидетельствуют, что вторичные АГВ могут формироваться в зимней полярной стратосфере и наблюдаться затем в области мезосферы и нижней термосферы [Chen et al., 2016; Zhao et al., 2017].

Анализ литературных источников показывает, что генерация вторичных АГВ является важным процессом, сильно модифицирующим механизмы переноса и трансформации волновой энергии и импульса. Более глубокое изучение вторичных АГВ требует разработки численных моделей высокого разрешения и методов разделения спектров первичных и вторичных волновых мод.

В этой статье описаны постановка задачи моделирования плоских волн в модели высокого разрешения AtmoSym и алгоритм, позволяющий разде-

лить спектры первичных АГВ, генерируемых волновым источником на нижней границе модели, и вторичных АГВ, которые порождаются этими первичными волнами на разных уровнях средней и верхней атмосферы. Приведены примеры, показывающие постепенное формирование спектра вторичных волн после включения волнового источника в модели.

1. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Мы использовали AtmoSym — трехмерную численную модель высокого разрешения, разработанную Гавриловым и Кшевецким [2014], которая бесплатно доступна онлайн [http://atmos.kantiana.ru/language/ru]. Модель основана на плоской геометрии и полных гидродинамических трехмерных уравнениях [Гаврилов, Кшевецкий, 2014]. AtmoSym учитывает диссипативные и нелинейные процессы, влияющие на распространение АГВ, и способна описывать такие сложные процессы, как неустойчивость АГВ, их разрушение и генерацию турбулентности.

Профили фоновой температуры $T_0(z)$ для моделирования берутся из полуэмпирической атмосферной модели NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]. Фоновые динамические коэффициенты динамической молекулярной вязкости и теплопроводности оцениваются с использованием формулы Сазерленда [Кикоин, 1976]. Модель AtmoSym также включает фоновую турбулентную вязкость и температуропроводность, достигающие максимумов около $10 \text{ м}^2/\text{с}$ в пограничном слое и нижней термосфере и минимума $0.1 \text{ м}^2/\text{с}$ в стратосфере [Гаврилов, Кшевецкий, 2014]. На верхней границе заданы нулевые значения вертикальных градиентов температуры и горизонтальной скорости, а также нулевая вертикальная скорость [Гаврилов, Кшевецкий, 2014]. При таких верхних граничных условиях возможно отражение АГВ, идущих из нижележащих слоев атмосферы. Верхняя граница в настоящем исследовании установлена на высоте 600 км, где молекулярная вязкость и теплопроводность очень высоки и отраженные волны подвержены сильному затуханию. Численные тесты показывают, что влияние верхних граничных условий пренебрежимо мало на расстояниях от верхней границы, которые превышают удвоенную высоту однородной атмосферы. Следовательно, на высотах до 200 км, анализируемых в этой статье, влияние верхних граничных условий незначительно. Нижние граничные условия на поверхности Земли имеют следующий вид (см. [Гаврилов, Кшевецкий, 2014]):

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

где T' , u , v , w — волновые возмущения температуры и компонент скорости вдоль горизонтальных осей X , Y и вертикальной оси Z соответственно. Последнее соотношение для вертикальной скорости на земной поверхности в (1) служит источником плоских АГВ в модели AtmoSym, причем W_0 и σ — амплитуда и частота возбуждения волны; $\vec{k}_h(k_x, k_y)$ и

$\vec{r}_h(x, y)$ — горизонтальные волновой вектор и радиус-вектор, а k_x и k_y — волновые числа вдоль горизонтальных осей X и Y . Плоские волновые моды можно рассматривать как спектральные компоненты тропосферных конвективных, турбулентных и метеорологических процессов. Эти процессы могут быть параметризованы соответствующими наборами эффективных спектральных составляющих вертикальной скорости на нижней границе атмосферы [Townsend, 1965, 1966]. Вдоль горизонтальных осей X и Y можно предположить периодичность волновых полей.

Численное моделирование начинается с безветренного состояния невозмущенной атмосферы с вертикальными профилями фоновой температуры, плотности, молекулярной массы и молекулярно-кинематической вязкости, соответствующими январю на широте 50° N при средней солнечной активности согласно модели NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]. Предыдущие исследования с использованием модели AtmoSym показали, что резкая активация источника поверхностных волн (1) может создать интенсивный начальный импульс АГВ, который способен достичь больших высот за несколько минут. Чтобы замедлить скорость активации источника волн, мы умножаем амплитуду вертикальной скорости на нижней границе (1) на гауссову функцию, возрастающую от нуля при $t=0$ до единицы при $t=t_a$ (см. подробности в статье [Gavrilov et al., 2022]). Момент t_a считается временем активации волнового источника в модели, причем при $t > t_a$ амплитуда источника W_0 в (1) не изменяется.

Следует ожидать, что при малых амплитудах источника волны в уравнении (1) численное решение в нижней и средней атмосфере должно стремиться при $t \gg t_a$ к установившимся плоским АГВ, соответствующим стандартной линейной теории (например, [Госсард, Хук, 1978]). Gavrilov et al. [2015] показали хорошее соответствие между моделируемыми амплитудами различных волновых полей и поляризациями соотношениями линейной теории АГВ [Госсард, Хук, 1978] при $t \gg t_a$ на высотах до 100 км.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ВТОРИЧНЫХ АГВ

В настоящем исследовании, аналогично Gavrilov et al. [2022], мы рассматриваем моды АГВ, распространяющиеся вдоль оси X , направленной на восток, и предполагаем, что горизонтальный размер рассматриваемой атмосферной области равен длине широтного круга на широте 50° N , что составляет $L_h \approx 27\,000$ км. На горизонтальных границах этого круга широты мы используем периодические граничные условия (см. [Гаврилов, Кшевецкий, 2014]). Моделирование проводилось с использованием источника волн (1) с амплитудами АГВ в пределах $W_0 = 0.01 - 0.1$ мм/с. Наименьшие амплитуды соответствуют слабым АГВ, для которых нелинейные эффекты малы на всех рассматриваемых высотах. При $W_0 \sim 0.1$ мм/с возбуждаются интенсивные АГВ, подверженные значительным нелинейным взаимодействиям в мезосфере и нижней термосфере.

Используемый диапазон горизонтальных фазовых скоростей $c_h \sim 50\text{--}200$ м/с соответствует АГВ с относительно большими вертикальными длинами волн, которые могут распространяться от земной поверхности до верхних слоев атмосферы. Число длин волн вдоль круга широты $n=32$, что соответствует горизонтальной длине волны $\lambda_h=L_h/n \approx 840$ км и периодам АГВ $\tau=\lambda_h/c_h \sim 4.7\text{--}1.2$ ч для диапазона значений c_h , указанного выше. Шаг между узлами горизонтальной сетки численной модели $\Delta x=\lambda_h/16$, а временной шаг вычислений $\Delta t \approx 2.9$ с. Вертикальная сетка модели охватывает высоты от земной поверхности до 600 км и содержит 1024 неравноотстоящих узла. Шаг вертикальной сетки изменяется от 12 м внизу до 3 км около верхней границы, поэтому около 70 % узлов сетки расположены в нижних и средних слоях атмосферы.

Пространственные спектры моделируемых гидродинамических полей по горизонтальному волновому числу рассчитываются для горизонтальных плоскостей, расположенных на заданных высотах в фиксированные моменты времени. На такой плоскости значения моделируемой гидродинамической переменной f_i заданы в узлах горизонтальной сетки с координатами x_i , $i=1, 2, \dots, N$. Для любого $k_h=k_x$ эти значения можно аппроксимировать суммой косинус- и синус-преобразования Фурье

$$f_c = X(k_h)\cos(k_h x) + Y(k_h)\sin(k_h x). \quad (2)$$

После определения методом наименьших квадратов $X(k_h)$ и $Y(k_h)$ амплитуда $A_f(k_h)$ и спектральная плотность $S_f(k_h)$ вычисляются по формулам

$$A_f(k_h) = \sqrt{X^2 + Y^2}, \quad S_f(k_h) = \frac{L_h A_f^2}{2\pi}. \quad (3)$$

Такие вычисления эквивалентны распространённому методу спектрального анализа Ломба—Скаргла [Lomb, 1976; Scargle, 1982]. При равноотстоящих узлах сетки x_i применение (2), (3) дает такие же результаты, как быстрое преобразование Фурье, однако процедуры (2), (3) применимы также к сеткам с неравноотстоящими узлами.

На левом графике рис. 1 показана пространственная спектральная плотность $S_w(k_h)$ вертикальной скорости на высоте 0.1 км вблизи волнового источника на нижней границе атмосферы в момент модельного времени $t=t_a+40$ ч. В спектре на левом графике рис. 1 доминирует спектральная составляющая с $k_{h1}=2\pi/\lambda_{h1}$, соответствующая первичной АГВ с горизонтальной длиной $\lambda_{h1}=840$ км, которая генерируется поверхностным волновым источником (1). Кроме этого, в спектре на левом графике рис. 1 присутствует континуум, образованный вторичными АГВ и математическими погрешностями, возникающими в численной модели.

Первичная АГВ имеет вид плоской волны одинаковой амплитуды на всей горизонтальной плоскости, что позволяет разделить спектры первичной и вторичных АГВ. Наличие неоднородностей горизонтальной скорости в численной модели может приводить к локальным изменениям горизонтального волнового числа. Поэтому пик, соответствующий

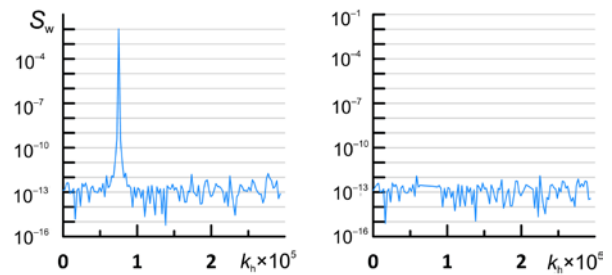


Рис. 1. Спектральная плотность модельных вариаций вертикальной скорости (в $\text{м}^3/\text{с}^2$) в зависимости от k_h (м^{-1}) на горизонтальной плоскости, расположенной на высоте 0.1 км, в момент модельного времени $t=t_a+40$ ч (слева) и результат исключения первичной АГВ (справа) для волнового источника (1) на земной поверхности с $W_0=0.1$ мм/с и горизонтальной фазовой скоростью $c_h=100$ м/с

первичной АГВ на левом графике рис. 1, уширен и занимает некоторую полосу волновых чисел $k_h \in [k_{h1}-\varepsilon, k_{h1}+\varepsilon]$ вблизи главного максимума при $k_h=k_{h1}$. На правом графике рис. 1 показана спектральная плотность $S'_f(k_h)$ после исключения спектральных составляющих в ε -окрестности главного максимума. В этой области спектр на правом графике рис. 1 в диапазоне $k_h \in [k_{h1}-\varepsilon, k_{h1}+\varepsilon]$ заменен линейной интерполяцией между значениями на границах интервала.

Такое разделение спектров позволяет определить дисперсии вариаций функции f , создаваемые первичной (δ_{f1}^2) и вторичными (δ_{f2}^2) модами АГВ:

$$\delta_{f1}^2 = \int_{k_{h1}-\varepsilon}^{k_{h1}+\varepsilon} S_f(k_h) dk_h, \quad (4)$$

$$\delta_{f2}^2 = \int_{k_{h0}}^{k_{hm}} S'_f(k_h) dk_h,$$

где k_{h0} и k_{hm} — минимальное и максимальное граничные значения анализируемой области спектра.

Спектр на правом графике рис. 1 содержит информацию о вторичных АГВ, возникающих в процессе эволюции и взаимодействия первичной волны, генерируемой в модели поверхностным волновым источником. Это открывает перспективы исследований появления вторичных волн при различных атмосферных условиях.

3. ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА ВТОРИЧНЫХ АГВ

Рисунок 1 показывает, что на очень малой высоте в непосредственной близости от источника доминирует первичная волна, поэтому целесообразно рассмотреть аналогичные спектры на других высотах и в другие моменты времени. На рис. 2 представлены спектры модельных вариаций вертикальной скорости на разных высотах в средней и верхней атмосфере. Видно, что на высотах мезосферы и термосферы в спектрах на рис. 2 кроме основного пика первичной АГВ с $k_h=k_{h1}$ имеются пики на кратных волновых числах $k_{h2}=2k_{h1}$ и $k_{h3}=3k_{h1}$. Эти пики соответствуют вторичным волновым модам, которые возникают из-за нелинейности уравнений гидродинамики.

Таблица 1

Амплитуда первичной АГВ W_1 (главный спектральный пик на рис. 2) и относительные амплитуды вторичных волн W_2, W_3 , соответствующих двум последующим спектральным пикам в момент модельного времени $t=t_a+40$ ч

| z , км | $c_h=50$ м/с | | | $c_h=100$ м/с | | |
|----------|--------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | W_1 , мм/с | W_2/W_1 , % | W_3/W_1 , % | W_1 , мм/с | W_2/W_1 , % | W_3/W_1 , % |
| 0.1 | 0.10 | 0.009 | 0.013 | 0.10 | 0.001 | 0.001 |
| 60 | 4.18 | 0.206 | 0.006 | 4.76 | 0.129 | 0.008 |
| 100 | 84.8 | 2.404 | 0.123 | 90.2 | 1.200 | 0.020 |
| 120 | 72.4 | 0.929 | 0.044 | 31.4 | 2.574 | 0.085 |
| 150 | 30.6 | 0.327 | 0.043 | 34.0 | 2.499 | 0.077 |
| 200 | 13.7 | 0.372 | 0.121 | 23.6 | 2.202 | 0.165 |

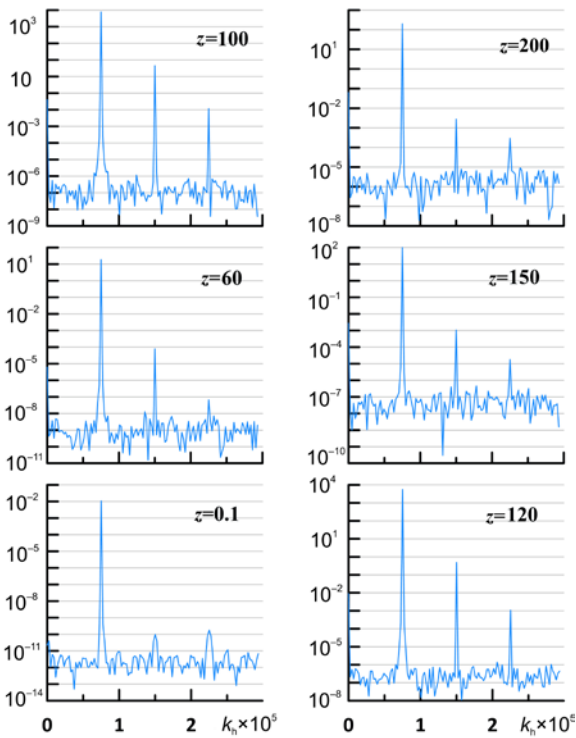


Рис. 2. Спектральная плотность модельных вариаций вертикальной скорости (в $\text{м}^3/\text{с}^2$) в зависимости от k_n (в м^{-1}) на горизонтальных плоскостях, расположенных на различных высотах (указаны цифрами в км), в момент модельного времени $t=t_a+40$ ч для волнового источника (1) на земной поверхности с $W_0=0.1$ мм/с и горизонтальной фазовой скоростью $c_h=50$ м/с

В табл. 1 приведены значения амплитуд, соответствующих спектральным пикам первичных и вторичных мод АГВ, показанных на рис. 2. Видно, что амплитуда первичной АГВ достигает максимума на высотах около 100 км и несколько уменьшается на больших высотах. Это можно объяснить возрастанием молекулярной вязкости и теплопроводности на больших высотах, а также переходом части волновой энергии от АГВ к среднему течению, индуцируемому волнами выше 100 км (см. [Gavrilov et al., 2022]).

Рисунок 3 и табл. 1 показывают, что на высотах 150–200 км амплитуда первичной АГВ W_1 выше для волны с горизонтальной фазовой скоростью $c_h=100$ м/с по сравнению с АГВ, имеющей $c_h=50$ м/с. Согласно дисперсионному уравнению

теории атмосферных АГВ, более быстрая волна имеет большую вертикальную длину и подвергается более слабой диссипации в верхней атмосфере. Рисунки 2 и 3 относятся к фиксированному моменту модельного времени после активации поверхностного источника АГВ (1).

Эволюция волновых спектров во времени на фиксированной высоте $z=100$ км проиллюстрирована рис. 4, а соответствующие значения амплитуд первичной и вторичных АГВ представлены в табл. 2. Таблица 1 показывает, что в проведенном численном эксперименте $W_2/W_1 \approx \delta_{w2}/\delta_{w1} \sim 2.5\%$ на высотах 120–150 км для АГВ с $c_h=100$ м/с. В табл. 1 для более медленной моды с $c_h=50$ м/с отношения $(W_2/W_1)_{50}$ и $(W_3/W_1)_{50}$ превышают соответствующие значения $(W_2/W_1)_{100}$ и $(W_3/W_1)_{100}$ для волны с $c_h=100$ м/с на высоте 100 км, в то время как на больших высотах $(W_2/W_1)_{50} < (W_2/W_1)_{100}$ и $(W_3/W_1)_{50} < (W_3/W_1)_{100}$. Это, по-видимому, связано с меньшей вертикальной длиной более медленной АГВ, что приводит к более

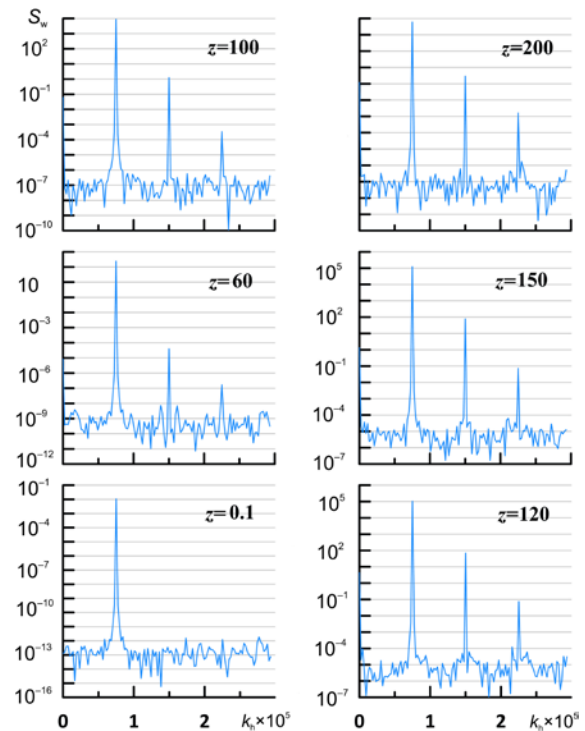


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для волнового источника с $c_h=100$ м/с

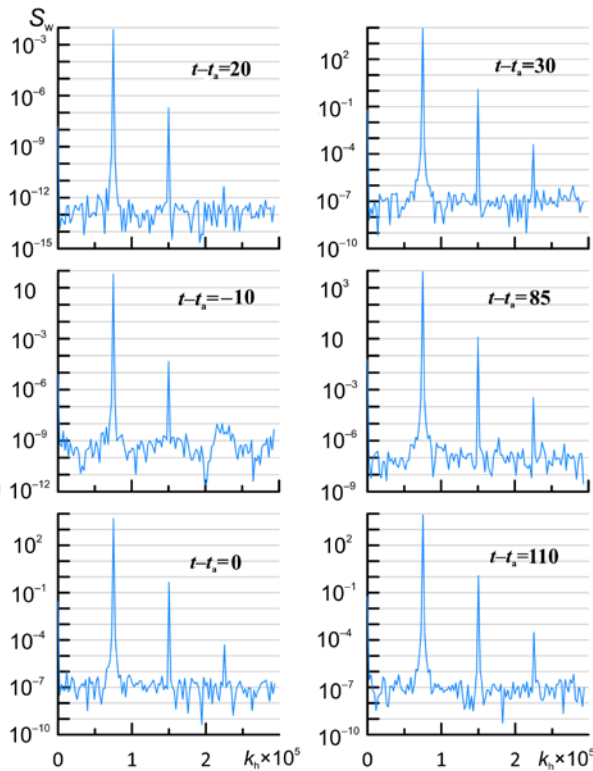


Рис. 4. Спектральная плотность модельных вариаций вертикальной скорости (в $\text{м}^3/\text{с}^2$) в зависимости от k_n (в м^{-1}) на горизонтальной плоскости $z=100$ км в различные моменты модельного времени $t-t_a$ (указаны цифрами в часах) для волнового источника (1) на земной поверхности с $W_0=0.1$ мм/с и $c_h=100$ м/с

Таблица 2

То же, что в табл. 1, для высоты 100 км и разных значений времени $t-t_a$.

| $t-t_a$, ч | $c_h=100$ м/с | | |
|-------------|---------------|---------------|---------------|
| | W_1 , мм/с | W_2/W_1 , % | W_3/W_1 , % |
| -20 | 0.09 | 0.497 | 0.002 |
| -10 | 2.44 | 0.272 | 0.002 |
| 0 | 67.5 | 0.958 | 0.010 |
| 30 | 90.2 | 1.197 | 0.021 |
| 55 | 89.6 | 1.201 | 0.020 |
| 80 | 88.4 | 1.199 | 0.019 |

сильной неустойчивости и нелинейности моды с $c_h=50$ м/с вблизи высоты 100 км и к более сильному затуханию этой волны на больших высотах под действием молекулярной вязкости и теплопроводности.

Малые значения отношений W_2/W_1 и W_3/W_1 в табл. 1 и 2 показывают, что в анализируемых случаях амплитуды и потоки импульса и энергии вторичных волн малы по сравнению с первичной АГВ. Это связано со сравнительно слабыми нелинейными взаимодействиями при распространении АГВ малой амплитуды в фоновых полях температуры и ветра, которые не содержат конвективных и сдвиговых неустойчивостей и критических уровней. При увеличении амплитуды волновых источников и при наличии неустойчивостей и критических уровней относительная доля вторичных АГВ может возрастать. Кроме того, в спектре вторичных АГВ могут

появляться составляющие с большими вертикальными длинами волны, которые подвержены меньшей диссипации и могут легче проходить в верхнюю атмосферу. Для исследования указанных процессов требуется дальнейшее моделирование и наблюдение вторичных АГВ в атмосфере.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование плоских АГВ в нелинейной модели высокого разрешения AtmoSym и выполнено разделение спектров первичных волн, генерируемых волновым источником на нижней границе модели, и вторичных мод, которые порождаются этими первичными волнами на разных высотах средней и верхней атмосферы. Приведены примеры, показывающие постепенное формирование спектра вторичных волн после включения волнового источника в модели. Показано, что через небольшое время после включения источника плоских волн на нижней границе модели спектр состоит из пика, соответствующего первичной АГВ, и белого шума, образуемого случайными возмущениями атмосферы и шумами численной модели. Позднее в спектрах появляются пики вторичных волновых мод с горизонтальными волновыми числами, кратными волновым числам первичной АГВ. Разделение спектров первичных и вторичных АГВ позволяет оценивать относительный вклад вторичных АГВ на различных высотах, в разное время и при разной устойчивости фоновых профилей температуры и ветра в атмосфере.

Из-за ограниченных вычислительных мощностей в данной работе проведено моделирование с достаточно большим шагом горизонтальной сетки и проанализированы только первичная волна и два первых спектральных пика вторичных мод. Требуется проведение аналогичного моделирования с более мелким шагом, чтобы изучить особенности формирования спектра вторичных АГВ в более широкой области волновых чисел. Дальнейшее моделирование требуется также для исследования относительного вклада вторичных АГВ в волновые потоки импульса и энергии при увеличении амплитуды волновых источников и при наличии неустойчивостей и критических уровней, создаваемых фоновыми полями температуры и ветра.

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-27-00171).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П. Численное моделирование распространения нелинейных акустико-гравитационных волн в средней и верхней атмосфере. *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2014. Т. 50, № 1. С. 76–83.
 Госсард Э.Э., Хук У.Х. *Волны в атмосфере. Инфразвук и гравитационные волны в атмосфере — их возникновение и распространение*. М.: Мир, 1978. 532 с.
 Кикоин И.К. *Таблицы физических величин*. М.: Атомиздат, 1976. С. 272–279.
 Alexander M.J., Geller M., McLandress C., et al. Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from

observations and models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. Part A*. 2010. Vol. 136, iss. 650. P. 1103–1124. DOI: [10.1002/qj.637](https://doi.org/10.1002/qj.637).

Azeem I., Vadas S.L., Crowley G., Makela J.J. Traveling ionospheric disturbances over the United States induced by gravity waves from the 2011 Tohoku tsunami and comparison with gravity wave dissipative theory. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122, iss. 3. P. 3430–3447. DOI: [10.1002/2016JA023659](https://doi.org/10.1002/2016JA023659).

Bacmeister J.T., Schoeberl M.R. Breakdown of vertically propagating two dimensional gravity waves forced by orography. *J. Atmos. Sci.* 1989. Vol. 46. P. 2109–2134.

Becker E., Knopfel R., Lubken F.-J. Dynamically induced hemispheric differences in the seasonal cycle of the summer polar mesopause. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2015. Vol. 129. P. 128–141. DOI: [10.1016/j.jastp.2015.04.014](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.04.014).

Chen C., Chu X., Zhao J., et al. Lidar observations of persistent gravity waves with periods of 3–10^h in the Antarctic middle and upper atmosphere at McMurdo (77.83° S, 166.67° E). *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. Vol. 121. P. 1483–1502. DOI: [10.1002/2015JA022127](https://doi.org/10.1002/2015JA022127).

Franke P.M., Robinson W.A. Nonlinear behavior in the propagation of atmospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.* 1999. Vol. 56. P. 3010–3027.

Fritts D.C., Vadas S.L., Wan K., Werne J.A. Mean and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2006. Vol. 68, no. 3–5. P. 247–265. DOI: [10.1016/j.jastp.2005.04.010](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.04.010).

Fritts D.C., Wang L., Werne J. Gravity wave–fine structure interactions: A reservoir of small-scale and large-scale turbulence energy. *Geophys. Res. Lett.* 2009. Vol. 36, no. 19. L19805. DOI: [10.1029/2009GL039501](https://doi.org/10.1029/2009GL039501).

Fritts D.C., Wan K., Werne J., et al. Modeling the implications of Kelvin–Helmholtz instability dynamics for airglow observations. *J. Geophys. Res: Atmos.* 2014. Vol. 119. P. 8858–8871. DOI: [10.1002/2014JD021737](https://doi.org/10.1002/2014JD021737).

Gassmann A., Herzog H.-J. How is local material entropy production represented in a numerical model? *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2015. Vol. 141. P. 854–869. DOI: [10.1002/qj.2404](https://doi.org/10.1002/qj.2404).

Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P., Koval A.V. Verifications of the high-resolution numerical model and polarization relations of atmospheric acoustic-gravity waves. *Geoscientific Model Development*. 2015. Vol. 8. P. 1831–1838. DOI: [10.5194/gmd-8-1831-2015](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. Vol. 22. P. 3713–3724. DOI: [10.5194/acp-22-13713-2022](https://doi.org/10.5194/acp-22-13713-2022).

Geller M.A., Alexander M.J., Love P.T., et al. A comparison between gravity wave momentum fluxes in observations and climate models. *J. Climate*. 2013. Vol. 26, iss. 17. P. 6383–6405. DOI: [10.1175/JCLI-D-12-00545.1](https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00545.1).

Liu X., Xu J., Liu H., Ma R. Nonlinear interactions between gravity waves with different wavelengths and diurnal tide. *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2008. Vol. 1139, no. D8, D08112. DOI: [10.1029/2007JD009136](https://doi.org/10.1029/2007JD009136).

Lomb N. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophys. Space Sci.* 1976. Vol. 39, no. 2. P. 447–462.

Miyoshi Y., Fujiwara H. Gravity waves in the thermosphere simulated by a general circulation model. *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113, no. D1, D01101. DOI: [10.1029/2007JD008874](https://doi.org/10.1029/2007JD008874).

Miyoshi Y., Fujiwara H., Jin H., Shinagawa H. A global view of gravity waves in the thermosphere simulated by a general circulation model. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2014. Vol. 119. P. 5807–5820. DOI: [10.1002/2014JA019848](https://doi.org/10.1002/2014JA019848).

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. Vol. 107, iss. A12, 1468. DOI: [10.1029/2002JA009430](https://doi.org/10.1029/2002JA009430).

Scargle J.D. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *Astrophys. J. Part I*. 1982. Vol. 263. P. 835–853.

Smith R.B., Nugent A.D., Kruse C.G., et al. Stratospheric gravity wave fluxes and scales during DEEPWAVE. *J. Atmos. Sci.* 2016. Vol. 73, iss. 7. P. 2581–2869. DOI: [10.1175/JAS-D-15-0324.1](https://doi.org/10.1175/JAS-D-15-0324.1).

Townsend A.A. Excitation of internal waves by a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*. 1965. Vol. 22. P. 241–252.

Townsend A.A. Internal waves produced by a convective layer. *Journal of Fluid Mechanics*. 1966. Vol. 24. P. 307–319.

Vadas S.L., Fritts D.C. The importance of spatial variability in the generation of secondary gravity waves from local body forces. *Geophys. Res. Lett.* 2002. Vol. 29, no. 20, 1984. DOI: [10.1029/2002GL015574](https://doi.org/10.1029/2002GL015574).

Vadas S.L., Crowley G. Sources of the traveling ionospheric disturbances observed by the ionospheric TIDDBIT sounder near Wallops Island on 30 October 2007. *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115, A07324. DOI: [10.1029/2009JA015053](https://doi.org/10.1029/2009JA015053).

Vadas S.L., Crowley G. Neutral wind and density perturbations in the thermosphere created by gravity waves observed by the TIDDBIT sounder. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. Vol. 122. P. 6652–6678. DOI: [10.1002/2016JA023828](https://doi.org/10.1002/2016JA023828).

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. Vol. 118. P. 2593–2617. DOI: [10.1002/jgra.50249](https://doi.org/10.1002/jgra.50249).

Yiğit E., Medvedev A.S. Heating and cooling of the thermosphere by internal gravity waves. *Geophys. Res. Lett.* 2009. Vol. 36, L14807. DOI: [10.1029/2009GL038507](https://doi.org/10.1029/2009GL038507).

Yiğit E., Medvedev A.S., Aylward A.D., et al. Modeling the effects of gravity wave momentum deposition on the general circulation above the turbopause. *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114, iss. D7, D07101. DOI: [10.1029/2008JD011132](https://doi.org/10.1029/2008JD011132).

Yu Y., Hickey M.P., Liu Y. A numerical model characterising internal gravity wave propagation into the upper atmosphere. *Adv. Space Res.* 2009. Vol. 44. P. 836–846. DOI: [10.1016/j.asr.2009.05.014](https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.05.014).

Zhao J., Chu X., Chen C., et al. Lidar observations of stratospheric gravity waves from 2011 to 2015 at McMurdo (77.84° S, 166.69° E), Antarctica: 1. Vertical wavelengths, periods, and frequency and vertical wave number spectra. *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2017. Vol. 122. P. 5041–5062. DOI: [10.1002/2016JD026368](https://doi.org/10.1002/2016JD026368).

URL: <http://atmos.kantiana.ru/language/ru> (дата обращения 15 февраля 2023 г.).

Как цитировать эту статью:

Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П. Выделение спектра вторичных акустико-гравитационных волн в средней и верхней атмосфере в численной модели высокого разрешения. *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 3. С. 93–99. DOI: [10.12737/szf-93202310](https://doi.org/10.12737/szf-93202310).