

УДК 551.511.3

БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЕ ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

© 2012 г. Н. С. Петрухин*, Е. Н. Пелиновский**, Т. Г. Талипова**

*Высшая школа экономики
603600 Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25
E-mail: npetruhin@hse.ru

**Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
E-mail: pelenovsky@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 04.10.2010 г., после доработки 11.01.2011 г.

В рамках линейной теории волн в сжимаемой атмосфере, находящейся в поле тяжести, найдено семейство профилей скорости звука, при котором волновое поле может быть представлено бегущей волной так, что отражение отсутствует. Вертикальный поток волновой энергии на таких безотражательных профилях сохраняется, что доказывает возможность переноса энергии на большие расстояния.

Ключевые слова: волны, атмосфера, энергия, скорость звука.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению акустико-гравитационных волн (АГВ) среди геофизиков и астрофизиков продолжает оставаться высоким [1–7]. В атмосферной геофизике он обусловлен, прежде всего, важной ролью АГВ в передаче энергии из тропосферы в верхние слои атмосферы. Особый интерес вызывает задача о распространении АГВ, возбуждаемых в нижней атмосфере взрывами, землетрясениями и т. п. [8–9]. В частности, акустико-гравитационные волны, достигая ионосферу, влияют на добротность магнитосферного резонатора для электромагнитных волн [10].

В солнечной астрофизике интерес к изучению АГВ инициируется все еще остающимся открытым вопросом о нагреве хромосфер и корон Солнца и других звезд. Исторически акустический шум, генерируемый подфотосферной конвекцией, определялся как основной кандидат – переносчик энергии в верхние слои солнечной атмосферы [11]. Однако расчеты показывали, что эти волны, в особенности длинные (с периодом порядка 300 с), испытывают сильное отражение от неоднородности температурного профиля [5–7]. А ведь только длинные волны способны достигать высот верхней хромосферы, не успевая диссипировать в более низких слоях на ударных разрывах [6]. В связи с этим в последнее время предпочтение отдается другим механизмам, способным поставлять энергию в корону [5].

Первой моделью, положившей начало в изучении АГВ, была так называемая изотермическая

атмосфера – плоскостроистая среда, находящаяся в постоянном поле тяжести, направленном перпендикулярно к этим слоям; невозмущенная температура которой всюду одинакова. Линейная теория АГВ в такой атмосфере развита достаточно полно [12, 13]. С помощью ряда преобразований исходная линеаризованная система газодинамических уравнений приводится к волновому уравнению с постоянными коэффициентами, что позволило получить дисперсионное соотношение, описывающее две ветви волн: акустическую и внутреннюю гравитационную. Акустические волны в такой атмосфере распространяются как в однородной среде без отражения на любую высоту, хотя их амплитуда, конечно же, зависит от высоты. Гравитационные волны, в отличие от акустических, могут распространяться только под углом к горизонту.

Простейшей неизотермической моделью для АГВ является политропная атмосфера, в которой температура изменяется с высотой по линейному закону. В работах [14, 15] показано, что хотя все основные невозмущенные физические параметры (температура, давление, плотность) изменяются монотонно, любой слой такой атмосферы является рефракционным волноводом для наклонных гармонических АГВ с определенными параметрами. В свою очередь, для любой волны существует “свой” слой, в котором эта волна “захвачена”. Это обусловлено тем, что на одной и той же глубине относительно короткие ($k > 1/H$) и относительно длинные ($k < 1/H$) волны отклоня-

ются вследствие рефракции в противоположных относительно вертикальной оси направлениях (здесь k — горизонтальное волновое число и $H(z)$ — высота эквивалентной однородной атмосферы на горизонте z). В результате этого одна и та же волна на разных высотах может отражаться в противоположных направлениях, в одних случаях как короткая, в других как длинная. В работе [16] показано, что подобными свойствами обладают АГВ в среде с экспоненциальным ходом изменения температуры. Прямые численные расчеты АГВ в атмосферах с более сложными температурными профилями также указывают на энергетические потери за счет отражения волн [17].

Как известно, волны в неоднородной среде, как правило, отражаются (см., например, [18]), поэтому общепринято мнение, что в неизотермической атмосфере акустико-гравитационные волны не могут распространяться на большие высоты, что и подтверждали результаты аналитических и численных расчетов [14–17]. Таким образом, все исследования, проводившиеся до настоящего времени, показывают, что в неизотермических атмосферах в той или иной степени происходит либо отражение, либо рефракция АГВ. Безусловно, этот фактор оказывает влияние на энергетический баланс среды. В связи с этим становится важным, на наш взгляд, поиск условий, при которых отражение волн минимально или отсутствует полностью.

Недавно было показано, что в сильно неоднородной среде при определенных профилях неоднородности возможно распространение волн на большие расстояния без отражения, и приведены конкретные примеры из динамики длинных поверхностных волн в мелководном океане [19–22] и внутренних гравитационных волн, распространяющихся в толщу океана [23–25]. Применяемый здесь подход, основанный на алгебре Ли и трансформационных преобразованиях, развит в математике для систем дифференциальных уравнений достаточно общего вида [26–31], хотя он никогда не интерпретировался с точки зрения безотражательного распространения волн. В настоящей работе этот подход используется для изучения вертикального распространения акустико-гравитационных волн в сильно неоднородной атмосфере. Основные уравнения модели кратко воспроизводятся в параграфе 2. Возможные профили скорости звука, обеспечивающие безотражательное распространение акустико-гравитационных волн, описаны в параграфе 3. Волновое поле и поток энергии в среде с “неотражающими” характеристиками обсуждается в параграфе 4. В заключении суммированы основные результаты.

2. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ СЖИМАЕМОЙ АТМОСФЕРЕ

Для анализа условий распространения акустико-гравитационных волн в плоскостной атмосфере, находящейся в постоянном поле тяжести, воспользуемся классической системой уравнений газодинамики для адиабатических возмущений, распространяющихся по вертикали. В линейном приближении волны, распространяющиеся в неоднородной атмосфере, описываются уравнением для $\chi(z, t) = \partial V / \partial z$ (V — вертикальная скорость частиц жидкости), приведенным в [13]

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = c^2(z) \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + \left[\frac{dc^2(z)}{dz} + \gamma g \right] \frac{\partial \chi}{\partial z} \quad (1)$$

с коэффициентами, зависящими от единственной переменной — скорости звука $c(z) = (\gamma p_0 / \rho_0)^{1/2}$. Здесь равновесные значения давления и плотности атмосферы определяются вертикальным распределением температуры в атмосфере $T_0(z)$

$$p_0(z) = p(0) \exp \left[- \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \right], \quad (2)$$

$$\rho_0(z) = \rho(0) \frac{T(0)}{T(z)} \exp \left[- \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \right],$$

где $p(0)$, $\rho(0)$ и $T(0)$ — давление, плотность и температура соответственно на некотором фиксированном уровне ($z = 0$), и $H(z) = c^2(z) / \gamma g$ — высота эквивалентной однородной атмосферы.

Уравнение (1) исследовалось ранее в ряде статей, упомянутых во введении, где делался вывод, что в неизотермической атмосфере акустико-гравитационные волны не могут распространяться на большие высоты.

Как будет показано ниже, существуют определенные профили температуры (скорости звука), при которых возможно безотражательное распространение акустико-гравитационных волн на большие расстояния.

3. БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ПРОФИЛИ СКОРОСТИ ЗВУКА

Поставим следующую задачу. Существуют ли такие преобразования переменных, при которых уравнение (1) с переменными коэффициентами сводится к волновому уравнению с постоянными коэффициентами? Если такие преобразования существуют, то тем самым мы найдем безотражательные волны в неоднородной среде, потому что в гиперболических уравнениях с постоянными коэффициентами такие волны всегда существуют. Идея преобразования вытекает из анализа

волновых процессов в плавно неоднородных средах, когда бегущая волна имеет переменные амплитуду и фазу, но сохраняет свою форму в пространстве. Здесь, однако, рассматривается случай, когда скорость звука не меняется медленно.

Будем искать решение уравнения (1) в виде

$$\chi(z, t) = A(z)W(Z, t), \quad Z = Z(z), \quad (3)$$

где все функции подлежат определению. После подстановки (3) в (1) получаем так называемое уравнение Клейна–Гордона с переменными коэффициентами

$$A(z) \left[\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} - c^2(z) \left(\frac{dZ}{dz} \right)^2 \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right] - \left[\frac{d}{dz} \left(c^2 A \frac{dZ}{dz} \right) + \left(c^2 \frac{dA}{dz} + \gamma g A \right) \frac{dZ}{dz} \right] \frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{d}{dz} \left(c^2 \frac{dA}{dz} + \gamma g A \right) W = 0. \quad (4)$$

Чтобы получить в этом уравнении постоянные коэффициенты, необходимо наложить несколько условий. Одно из них очевидно в даламбериане (в первой квадратной скобке) и приводит к нахождению функции $Z(z)$

$$Z(z) = \int \frac{dz}{c(z)}. \quad (5)$$

Естественно, что знак перед интегралом в (5) может быть любой, фактически он соответствует направлению волны, как это будет видно из дальнейшего. Физический смысл функции $Z(z)$ очевиден – это есть время распространения волны в неоднородной среде.

Второе условие – это равенство нулю второй квадратной скобки в (4), чтобы обеспечить не нарастание волнового поля на обоих концах:

$$A(z) \sim \frac{1}{\sqrt{c(z)}} \exp \left[- \int \frac{dz}{2H(z)} \right]. \quad (6)$$

Таким образом, амплитуда волнового поля определена. Обратим внимание, что если бы задача рассматривалась в приближении ВКБ для плавно меняющейся среды, то выражение для амплитуды (6) получалось бы таким же, давая дополнительные аргументы для обоснования получаемых решений в виде безотражательных волн.

После использования (5) и (6) уравнение (4) сводится к более простому виду

$$\frac{\partial^2 W}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} = Q(z)W, \quad (7)$$

где

$$Q = \frac{1}{A} \frac{d}{dz} \left[c^2(z) \frac{dA}{dz} + \gamma g A(z) \right]. \quad (8)$$

Потребуем, чтобы $Q = \text{const}$, что с учетом (6) приводит к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка для нахождения “безотражательных” профилей скорости звука

$$\frac{1}{4} \frac{d^2 c^2}{dz^2} - \frac{1}{16} \frac{(dc^2/dz)^2}{c^2} + \frac{\gamma^2 g^2}{4c^2} = -Q. \quad (9)$$

Это уравнение в силу его автономности один раз интегрируется и сводится окончательно к квадратурам

$$z + a_3 = \pm \frac{1}{\gamma g} \int \frac{cdc}{\sqrt{a_1 c^2 + a_2 c + 1}}, \quad (10)$$

где $a_1 = -4Q/\gamma^2 g^2$, a_2 и a_3 – произвольные размерные постоянные. Интеграл в (10) вычисляется при любых знаках этих коэффициентов. Естественно положить здесь $a_3 = 0$ без ограничения общности. Рассмотрим возможные профили скорости звука, обеспечивающие безотражательное распространение волн в неоднородной атмосфере.

В первую очередь, выделим класс решений, для которых $Q = a_1 = 0$. В этом случае уравнение (9) сводится к классическому волновому уравнению, описывающему бегущие волны $W(t \pm Z)$. В исходных переменных волна имеет переменную амплитуду и фазу, но ее временная форма остается неизменной в процессе распространения. Таких профилей существуют несколько. Первый из них ($a_2 = 0$) есть

$$c(z) = \sqrt{2\gamma g z}, \quad (11)$$

что соответствует политропной атмосфере. Функция $c(z)$ определена на полуоси $(0, \infty)$. Следующие профили при $a_2 = \pm(1/c_0)$ описываются обратными функциями

$$\frac{3\gamma g}{2c_0^2} z = \sqrt{1 \pm \frac{c}{c_0}} \left(\frac{c}{c_0} \pm 2 \right), \quad (12a)$$

$$\frac{3\gamma g}{2c_0^2} z = \sqrt{1 - \frac{c}{c_0}} \left(\frac{c}{c_0} + 2 \right), \quad (12b)$$

$$\frac{3\gamma g}{2c_0^2} z = \sqrt{1 + \frac{c}{c_0}} \left(2 - \frac{c}{c_0} \right). \quad (12в)$$

Профиль (12a) определен также на полуоси, он монотонный и начинается с $2c_0$. Два других профиля определены на всем интервале значений z . Они имеют ограничения по величине скорости звука: до c_0 в (12б) и до $2c_0$ в (12в). Все эти профили приведены на рис. 1 в безразмерных координатах c/c_0 , $Z = (3\gamma g/2c_0^2)z$. Поскольку для указанных профилей $Q = 0$ и волны распространяются вверх без дисперсии (как решения «чисто» волнового уравнения), то мы будем называть эти профили также “бездисперсионными”.

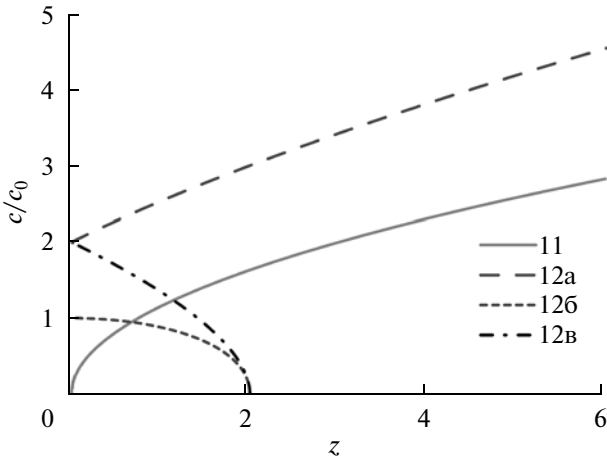


Рис. 1. Безотражательные профили скорости звука для случая $Q = 0$, цифрами даны номера формул.

Следующий класс решений может быть получен при не нулевом Q , когда уравнение (7) является уравнением Клейна–Гордона, решениями которого являются дисперсионные волны (см. следующий параграф). В частности, если $a_2 = 0$, то

$$\left(\frac{\gamma g z}{c_0^2}\right)^2 - \text{sign}(Q) \left(\frac{c}{c_0}\right)^2 = 1, \quad Q = -\frac{\gamma^2 g^2}{4c_0^2} \text{sign}(a_1), \quad (13)$$

и в зависимости от знака Q определяет гиперболу или эллипс. Общее решение, когда все константы не равны нулю, записывается в более громоздком виде

$$\pm 2\gamma g z = \frac{2\sqrt{M}}{a_1} - \frac{a_2}{a_1} \times \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a_1}} \ln(2\sqrt{a_1 M} + N), & a_1 > 0, \Delta \neq 0, \\ \frac{1}{\sqrt{a_1}} \ln N, & a_1 > 0, \Delta = 0, \\ -\frac{1}{\sqrt{-a_1}} \arcsin\left(\frac{N}{\sqrt{-\Delta}}\right), & a_1 < 0, \Delta < 0, \end{cases} \quad (14)$$

где

$$M = a_1 c^2 + a_2 c + 1, \quad N = 2a_1 c + a_2, \quad \Delta = 4a_1 - a_2^2.$$

Подчеркнем, что в семействе “дисперсионных” профилей (13) и (14) все, кроме последнего в [14], получаются при $Q < 0$. В целом, они описывают как монотонные, так и немонотонные профили, качественно похожие на приводимые в (11)–(13). Как увидим ниже, знак Q будет влиять на характер дисперсии акустико-гравитационных волн.

4. ВОЛНОВОЕ ПОЛЕ В БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

В общем случае элементарное волновое решение уравнения Клейна–Гордона (7) имеет вид

$$\chi(t, z) = A(z) \exp\left[i\left(\omega t - K \int \frac{dz}{c(z)}\right)\right] \quad (15)$$

с дисперсионным соотношением

$$K = \pm \sqrt{\omega^2 + Q}. \quad (16)$$

В зависимости от знака Q возможна как положительная, так и отрицательная дисперсия.

Используя элементарные решения (15), можно получить интегральные выражения для волны произвольной формы. В случае $Q = 0$ волна записывается в наиболее простом виде

$$\chi(t, z) = A(z) W[t - Z(z)] = \frac{G}{\sqrt{c(z)}} \times \exp\left(-\frac{\gamma g}{2} \int \frac{dz}{c^2(z)}\right) W\left[t - \int \frac{dz}{c(z)}\right]. \quad (17)$$

где G – произвольная константа и W – произвольная функция.

Используя (17), можно найти все компоненты волнового поля. Так, скорость частиц V , которая, конечно же, является интегралом от (17), выражается проще, если использовать [10]

$$V = -\frac{1}{\omega^2} \left[c(z)^2 \frac{\partial \chi}{\partial z} + \gamma g \chi \right]. \quad (18)$$

Волновое возмущение давления также однозначно определяется через χ

$$p' = \frac{i\rho_0}{\omega^3} \left[g c^2(z) \frac{\partial \chi}{\partial z} + (\gamma g^2 - \omega^2 c^2) \chi \right]. \quad (19)$$

Для исследования возможности сверхдальнего распространения волн в случае “безотражательных” профилей скорости звука вычислим плотность потока энергии по вертикали [10]

$$\Pi = \frac{1}{2} [p' V'^* + V p'^*], \quad (20)$$

где (*) означает комплексное сопряжение. Подставляя сюда (18) и (19), получаем

$$\Pi(z) = -\frac{1}{2} \frac{G^2}{\omega^3} \frac{\rho_0(z) c^2(z)}{\exp\left(\gamma g \int \frac{dz}{c^2}\right)}. \quad (21)$$

Учитывая, что $c^2(z) = \gamma p_0(z)/\rho_0(z)$, мы получаем, что поток энергии не зависит от z и, следовательно, сохраняется. В результате волна может распространяться на большие высоты без потери энергии.

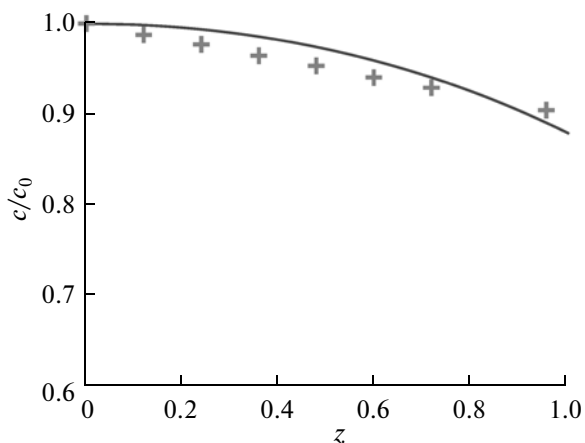


Рис. 2. Сопоставление безотражательного профиля скорости звука с реальным приземным профилем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вертикальное распространение волн в неоднородной атмосфере изучается в рамках линейной модели. Найдено семейство профилей скорости звука, при котором волновое поле может быть представлено бегущей волной, несмотря на неоднородность атмосферы. Поток волновой энергии на таких безотражательных профилях сохраняется, что и доказывает возможность переноса энергии на большие высоты. Число таких профилей достаточно велико (около 10), что позволяет аппроксимировать реальные вертикальные распределения скорости звука в земной и солнечной атмосферах кусочно безотражательными профилями. На рис. 2 показано, в частности, хорошее сопоставление “безотражательного” профиля скорости звука, рассчитанного по формуле (126), с реальным профилем стандартной атмосферы Земли (здесь скорость звука нормирована на скорость звука на поверхности Земли $c_0 = 330$ м/с и высота — на высоту стандартной атмосферы $H_0 = 80$ км). Более того, число таких профилей может быть расширено, если учесть случаи плавного изменения коэффициентов в уравнении Клейна–Гордона (этим замечанием мы обязаны рецензенту). Не исключено, что их вклад в энергетический баланс может существенно отличаться от принятого в настоящее время. Кроме того, аппроксимации реальных профилей в геофизике позволят упростить расчеты волновой динамики, сводя их к решению алгебраических уравнений на “стыке” безотражательных профилей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№№ 11-05-00216; 12-02-00235) и Гос. контракта № 02.740.11.0732.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голицын Г.С. Динамика природных явлений: климат, планетные атмосферы, конвекция. М.: Физматлит, 2004. 344 с.
2. Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли, Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. Вып. 1. С. 3–25.
3. Fritts D.C., Alexander M.J. Gravity wave dynamics and effects in the middle Atmosphere // Rev. Geophys. 2003. V. 41. № 1. P. 1003.
4. Романова Н.Н., Якушкин И.Г. Внутренние гравитационные волны в нижней атмосфере и источники их генерации // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1995. Т. 31. № 2. С. 163–186.
5. Stix M. The Sun. Berlin: Springer, 2002. 490 p.
6. Ulmschneider P. The Physics of Chromosphere and Corona, Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer, 2003. P. 232–280.
7. Dwivedi B.N. The solar corona, Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer, 2003. P. 281–298.
8. Гохберг М. Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука, 2008. 295 с.
9. Ахметов Р.Р., Куницын В.Е. Моделирование ионосферных возмущений, вызванных землетрясениями и взрывами // Геомагнетизм и аэрномия. 2004. Т. 44. Вып. 1. С. 1–8.
10. Bepalov P.A., Misonova V.G., Savina O.N. Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves // Adv. Space Res. 2003. V. 31. № 5. P. 1235–1240.
11. Гибсон Э. Спокойное солнце. М.: Мир, 1977. 408 с.
12. Эккарт К. Гидродинамика океана и атмосферы. Ижевск: Научно-издательский центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2004. 328 с.
13. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
14. Петрухин Н.С. О рефракционных волноводах для акустико-гравитационных волн // Астрон. журн. 1983. Т. 60. Вып. 1. С. 122–126.
15. Петрухин Н.С. Волноводные свойства атмосферы с монотонно изменяющейся температурой // Астрон. журн. 1983. Т. 60. Вып. 4. С. 703–708.
16. Петрухин Н.С. Захваченные волны в плоскопараллельной среде с экспоненциальным профилем температуры. Колебания и волны в жидкости. Горький: ГПИ, 1988. С. 5–11.
17. Malins C., Erdelye R. Direct propagation of photospheric acoustic p-modes into nonmagnetic solar atmosphere // Solar Phys. 2007. V. 246. P. 41–52.
18. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 341 с.
19. Диденкулова И.И., Заибо Н., Пелиновский Е.Н. Отражение длинных волн от “безотражательного” донного профиля // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2008. № 4. С. 101–107.
20. Пелиновский Е.Н., Диденкулова И.И. Распространение волн в сильно неоднородной среде. Нелинейные волны’2008. Нижний Новгород: ИПФ, 2009. С. 191–204.

21. *Didenkulova I., Pelinovsky E., Soomere T.* Long surface wave dynamics along a convex bottom // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2009. V. 114. C07006, doi:10.1029/2008JC005027.
22. *Didenkulova I., Pelinovsky E.* Non-dispersive traveling waves in strongly inhomogeneous water channels // *Phys. Lett. A.* 2009. V. 373. № 42. P. 3883–3887.
23. *Талипова Т.Г., Пелиновский Е.Н., Петрухин Н.С.* О проникновении длинной внутренней волны в толщу океана // *Океанология.* 2009. Т. 49. № 5. С. 673–680.
24. *Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T.* Non-reflecting internal wave beam propagation in the deep ocean // *J. Phys. Oceanography.* 2010. V. 40. № 4. P. 802–813.
25. *Pelinovsky E.N., Talipova T.G.* Non-reflected interfacial waves in coastal zone. Proc. IV Int. Conf. "Frontiers of nonlinear physics". Nizhny Novgorod: IAP, 2010. P. 108–109.
26. *Bluman G.* On mapping linear partial differential equations to constant coefficient equations // *SIAM J. Appl. Math.* 1983. V. 43. P. 1259–1273.
27. *Bluman G., Kumei S.* On invariance properties of the wave equation // *J. Math. Phys.* 1987. V. 28. P. 307–318.
28. *Seymour B., Varley E.* Exact representations for acoustical waves when the sound speed varies in space and time // *Stud. Appl. Math.* 1987. V. 76. P. 1–35.
29. *Varley E., Seymour B.* A method for obtaining exact solutions to partial differential equations with variable coefficients // *Stud. Appl. Math.* 1988. V. 78. P. 183–225.
30. *Ибрагимов Н.Х., Руденко О.В.* Принцип априорного использования симметрий в теории нелинейных волн // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. № 4. С. 1–15
31. *Grimshaw R., Pelinovsky D., Pelinovsky E.* Homogenization of the variable-speed wave equation // *Wave Motion.* 2010. V. 47. № 8. P. 468–480.

Nonreflected Vertical Propagation of Acoustic Waves in a Strongly Inhomogeneous Atmosphere

N. S. Petrukhin^a, E. N. Pelinovsky^b, and T. G. Talipova^b

^a Higher School of Economics, Bol'shaya Pecherskaya ul. 25/12, Nizhni Novgorod, 603600 Russia
e-mail: npetruhin@hse.ru

^b Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
e-mail: pelinovsky@gmail.com

Received October 4, 2010; in final form, January 11, 2011

Abstract—Using the linear theory of waves in a compressible atmosphere located in a gravitational field, we found a family of sound speed profiles for which the wave field can be represented by a traveling wave with no reflection. The vertical flux of wave energy on these nonreflected profiles is retained, which proves that the energy transfer may occur over long distances.

Keywords: waves, atmosphere, energy, sound speed, profile.