

20, №8 с. 749-753.

4. Kadygrov E., Viazankin A., Shur G. Investigations of atmospheric boundary layer temperature turbulence and wind parameters on the basis of passive microwave remote sensing. Radio Science, 2003, v. 38. № 3, p. 13.1-13.12.

5. Перепелкин В.Г., Куличков С.Н., Чунчужов И.П., Кузнецов Р.Д. Об опыте применения дистанционного акустического метода частичных отражений для исследования нижней тропосферы // Известия РАН, Физика атмосферы и океана, 2011, том 47, № 1, с. 1–15.

6. Chunchuzov, I., Kulichkov, S., Otrezov, A., Perepelkin, V. Acoustic pulse propagation through a fluctuating stably stratified atmospheric boundary layer. J. Acoust. Soc. Am., 2005, v. 117, № 4, Part 1, p. 1868-1879.

7. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Издательство АН СССР, 1957, 502 с.

УДК 534.222

В.А.Гусев, Р.А. Жостков

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Физический факультет, кафедра акустики.

Россия, 119992, Москва, Ленинские горы;

Тел.: (495) 939-2943; E-mail: vgusev@bk.ru, shageraxcom@yandex.ru

В рамках обобщенного уравнения Бюргера для стратифицированной атмосферы построены аналитические решения для периодического и импульсного сигналов. Проанализировано влияние изменения температуры атмосферы от высоты на характер распространения интенсивных сигналов. Показано, что в условиях реальной атмосферы и для характерных параметров акустических сигналов возникают благоприятные условия для проявления эффекта «замораживания» профиля – резкое увеличение температуры приводит к заметному замедлению темпов эволюции волны и проявления как нелинейных, так и диссипативных эффектов, и, в итоге, к распространению импульса на большие высоты по сравнению с изотермическим случаем. Получено аналитическое решение для дифрагирующих пучков в паракиральном приближении. Развита методика нелинейной геометрической акустики применительно к пространственно-модулированным волнам в стратифицированной атмосфере.

В данной работе исследовано искажение профилей интенсивных акустических сигналов, распространяющихся в атмосфере. Эта задача интересна, например, в связи с воздействием на ионосферу акустических возмущений, возникающих при различных сейсмических и мощных техногенных процессах, в основном, землетрясениях и взрывах. Этой проблеме посвящено достаточно большое число работ. Отметим работу [1], где приведено обобщенное уравнение Бюргера для вязкой стратифицированной среды, а так же [2], содержащую достаточно полный обзор по данной тематике.

Как показано в работе [1,3], систему одномерных уравнений гидродинамики, в которых введены стандартные обозначения: ρ_0 — равновесная плотность, η — коэффициент вязкости, c — скорость звука, координата z направлена вверх, W — вертикальная компонента колебательной скорости, можно свести к обобщенному уравнению Бюргера:

$$\frac{\partial V}{\partial s} - V \frac{\partial V}{\partial \theta} = \Gamma \left(1 + \frac{s}{s_0} \right) \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2}, \quad (1)$$

где $V = w \exp(-z/2H)/w_0$ — безразмерная скорость, $s = 2H(\exp(z/2H) - 1)/\sigma_{nl}$ — безразмерная координата, $\theta = (t - \int dz/c)/\tau_0$, $s_0 = 2H/\sigma_{nl}$, $\Gamma = \eta/2\varepsilon\rho_0 c_0^3 \tau_0^2$, а $\sigma_{nl} = c_0^2 \tau_0 / \varepsilon w_0$ — характерная нелинейная длина.

При этом w_0 и τ_0 характеризуют начальный сигнал, а ρ_0 и c_0 обозначают равновесную плотность и скорость звука на уровне моря.

С помощью сшивания внутреннего и внешнего решений, а так же с помощью использования автомодельного решения [4] были получены решения этого уравнения для периодического сигнала:

$$V = \frac{\pi}{1+s} \operatorname{th} \left(\frac{\pi \theta}{2\Gamma(1+s)\Delta} \Xi \right) - \frac{\theta}{1+s} \quad (2a)$$

и для импульсного:

$$V = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{1+s}} \left(1 + \operatorname{th} \left[\frac{\Xi}{4\Gamma\sqrt{1+s}} \frac{\theta + \sqrt{1+s}}{\Delta} \right] \right), & \text{при } \theta < -\sqrt{1+s} \\ -\frac{\theta}{1+s} + \frac{1}{2\sqrt{1+s}} \left(-1 + \operatorname{th} \left[\frac{\Xi}{4\Gamma\sqrt{1+s}} \frac{\theta + \sqrt{1+s}}{\Delta} \right] \right), & \text{при } -\sqrt{1+s} < \theta < 0 \end{cases}, \quad (2б)$$

где введено обозначение $\Delta = (1 + s/s_0)$. Отметим, что множитель $\Xi = (1 + \sqrt{1 + 8\Gamma/(1+s)s_0})/2$ появляется при использовании автомодельного решения в качестве внутреннего и значительно уточняет профиль. Из-за особенностей процедуры сшивания решений величина и скорость смещения импульсного сигнала оказываются завышенными. Это можно скорректировать, сместив точку сшивания из середины ударного фронта на его полуширину $\delta\theta = \Gamma\Delta/D$. В этом случае аргумент тангенса в (2б) принимает вид: $D\Xi(\theta + \int Dds)/2\Gamma\Delta$.

Теперь учтем неоднородность распределения температуры. Она влияет, прежде всего, на высоту стандартной атмосферы, которая теперь зависит от координаты, это приводит к более сложному распределению плотности. Кроме того, от температуры зависит скорость звука и коэффициент вязкости. С учетом этого обобщенное уравнение Бюргера принимает вид:

$$\frac{\partial V'}{\partial \sigma'} - \frac{\varepsilon u_0}{c_0^2 \tau_0} \frac{1}{\left(\frac{1}{H_0} - \frac{1}{2T_0} \frac{\partial T}{\partial z}\right)} V' \frac{\partial V'}{\partial \theta} = \frac{\eta}{2\rho_{00} c_0^3 \tau_0} \frac{\sqrt{T/T_0}}{\left(\frac{1}{H_0} - \frac{1}{2T_0} \frac{\partial T}{\partial z}\right)} (\sigma' + 1) \frac{\partial^2 V'}{\partial \theta^2}, \quad (3)$$

где $V' = w \exp[\int (dT/T dz - 2T_0/H_0 T) dz / 4] / w_0$, $\sigma' = \exp\left[-\frac{1}{2} \int \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} \frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial z}\right) dz\right] - 1$.

Для анализа этого уравнения необходимо вводить конкретный вид зависимости температуры от высоты. В случае линейной зависимости $T(z) = T_0(1 + z/z_0)$ это уравнение удастся свести к такому:

$$\frac{\partial V'}{\partial s'} - V' \frac{\partial V'}{\partial \theta} = \Gamma'(s'/s'_0 + 1)^{(2z_0+H)/(2z_0-H)} \frac{\partial^2 V'}{\partial \theta^2}, \quad (4)$$

где $s' = s_0 z'$, $\Gamma' = \Gamma T_0^{(H_0/2H_0 - 4z_0 + 1)}$, $s'_0 = s_0/(1 - H/2z_0)$. Вид этого уравнения совпадает с (1) за исключением степени при множителе в правой части, однако, решения вида (2а) и (2б) могут быть записаны для произвольной функции Δ , поэтому заменив в (2а) и (2б) переменные без штриха на штрихованные и приняв $\Delta = (s'/s'_0 + 1)^{(2z_0+H)/(2z_0-H)}$ мы получаем решения уравнения (4).

На малых высотах до образования разрыва приемлемо пренебречь вязкостью. Тогда уравнение простых волн для неизотермической стратифицированной атмосферы имеет неявное решение:

$$V = \Phi\left(\theta + \frac{\varepsilon u_0}{c_0^2 \tau_0} V \int \frac{T_0 \exp\left(\int T_0 dz / 2H_0 T\right)}{T^4 \sqrt{T/T_0}} dz\right). \quad (5)$$

В сравнении с изотермическим случаем на рис.1 видно, что темпы как нелинейного искажения, так и роста из-за стратификации ускоряются. Это связано с тем, что при уменьшении температуры, что характерно для приземного слоя, все эффекты усиливаются. Напротив, при увеличении температуры, что наблюдается в верхних слоях атмосферы, эффекты будут ослабевать, что приведет к «замораживанию» профиля.

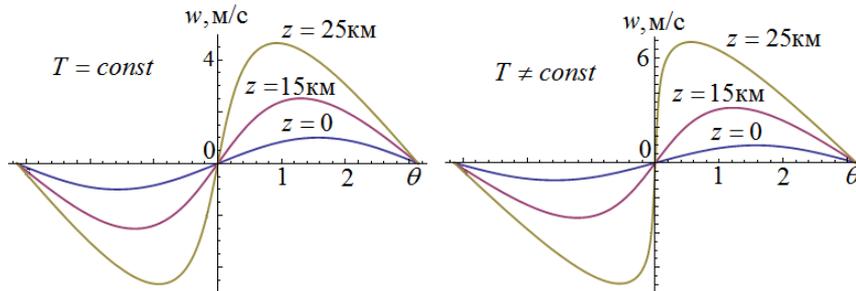


Рис. 1. Один период изначально синусоидального сигнала на разных высотах для случаев изотермической и реальной атмосферы с распределением температуры, описываемой с большой точностью до высот порядка 50 км формулой: $T(z)/T_0 = (-1.35 \times 10^{-12} z^3 + 1.8 \times 10^{-7} z^2 - 6 \times 10^{-3} z)/280 + 1$

Для анализа эффекта «замораживания» уравнение (3) удобно переписать в виде:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{T_0}{T} \left(\frac{\varepsilon}{c_0^2} w \frac{\partial w}{\partial \tau} + \frac{w}{2H_0} - \frac{w}{4T_0} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\eta_0}{2c_0^3 \rho_{00}} \exp\left[\int \frac{T_0 dz}{H_0 T}\right] \frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2} \right) \quad (6)$$

Сравним на рис. 2 поведение профилей для разных моделей роста температуры: плавного $T/T_0 = 3 + 2 \operatorname{th}[2(z - 135000)]$ и скачкообразного $T/T_0 = 3 + 2 \operatorname{th}[32(z - 135000)]$.

Отметим, что при постоянной температуре затухание сигнала происходит на гораздо меньших высотах, чем в неизотермических случаях. Это связано с тем, что перед всей правой частью уравнения (6) стоит множитель $1/T$, т.е. при увеличении температуры действие всех эффектов уменьшается и профиль «замораживается», становясь квазистационарным. Для температуры реальной атмосферы характерен значительный рост на высотах больших 100 км, по сравнению с которым можно пренебречь колебаниями температуры в более низких слоях.

Кроме того, при росте температуры амплитуда сигнала уменьшается, что видно на рис. 2, это связано с наличием в уравнении члена, содержащего градиент температуры. Интересно, что если этот градиент меньше критического (случай плавного роста), то стратификация будет частично компенсировать убыль амплитуды, и она останется порядка предельной, но при большом градиенте (случай скачкообразного роста) произойдет значительное уменьшение амплитуды, которая не успеет опять выйти на предельный уровень из-за эффекта «замораживания» и вязкостного затухания. Для реальной атмосферы критический градиент $\partial T/\partial z = 2T_0/H_0 \approx 1/13 \text{ К/м}$.

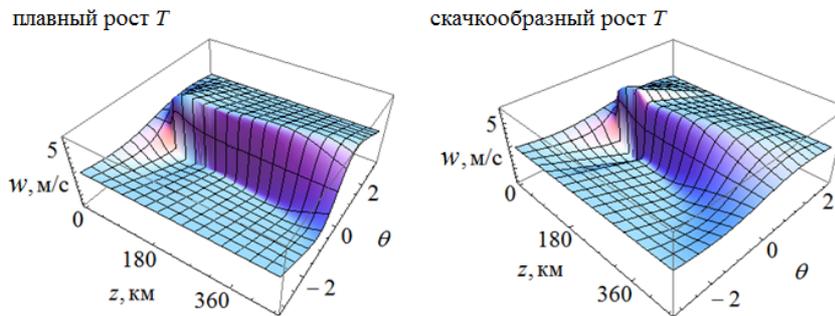


Рис. 2. Эволюция одного периода изначально синусоидального сигнала для разных моделей температурной неоднородности

Для учета дифракции выведем из системы гидродинамических уравнений нелинейное трехмерное уравнение для вертикальной компоненты колебательной скорости для идеальной неоднородной среды и перейдем к $\tau = t - z/c_0$:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\zeta}{c_0} \frac{\partial w}{\partial \tau} + \frac{\partial w}{\partial z} - \left(\mu \frac{\partial \zeta}{\partial z} + \frac{1}{2H} \right) w - \frac{\varepsilon}{\mu c_0^2} w \frac{\partial w}{\partial \tau} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} w. \quad (7)$$

Это уравнение типа Хохлова-Заболотской, в котором мы учли и физическую и геометрическую нелинейность, введя коэффициент ε . Здесь $1/c^2 = 1/c_0^2 (1 + 2\mu\zeta(z))$.

В приближении нелинейной геометрической акустики можно получить решение этого уравнения, аддитивно добавив вязкость в уравнение переноса:

$$\begin{cases} \psi = r^2/2(z - R_0) + \int \zeta dz \\ V = A \frac{(-(\tau - \psi(z, r)/c_0)/\tau_0 + \pi \operatorname{th}(\pi A((\tau - \psi(z, r)/c_0)/\tau_0)/2\Gamma\sqrt{\Delta'}))}{(1 - z/R_0) \exp(-z/2H_0)}, \end{cases} \quad (8)$$

где $A = \frac{1}{(1 - s''\sigma_{nl}/R_0)} \varphi \left[\frac{r^2}{a^2(1 - s''\sigma_{nl}/R_0)^2} \right]$ — распределение амплитуды по r ,

$$\left(1 - \frac{\varepsilon w_0}{\tau_0 c_0^2} r R_0 \ln[1 - s''\sigma_{nl}/R_0] \varphi \left[\frac{r^2}{a^2(1 - s''\sigma_{nl}/R_0)^2} \right] \right)$$

R_0 — фокусное расстояние, $\sqrt{\Delta'} = \exp[z/2H_0](1 - z/R_0)$, a — начальный поперечный размер пучка.

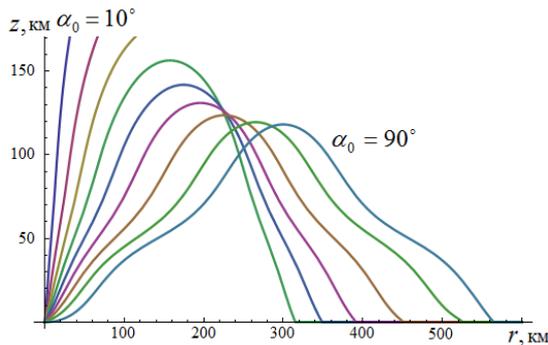


Рис. 3. Лучевая картина для реального распределения температуры в атмосфере
 где $R = r/a$, $T = \theta + sV_0 - s^2 \Phi_2(T)/2$.

Отметим, что в случае однородной среды решение переходит в полученное в книге [5], но при конечном значении s_0 коэффициент перед Φ_2 растет значительно медленнее, чем в однородной среде, поэтому дифракционные эффекты проявляются слабее, чем, например, нелинейные. Это отображено на рис. 4, т.о. фокусировка в стратифицированной среде слабее, чем в однородной.

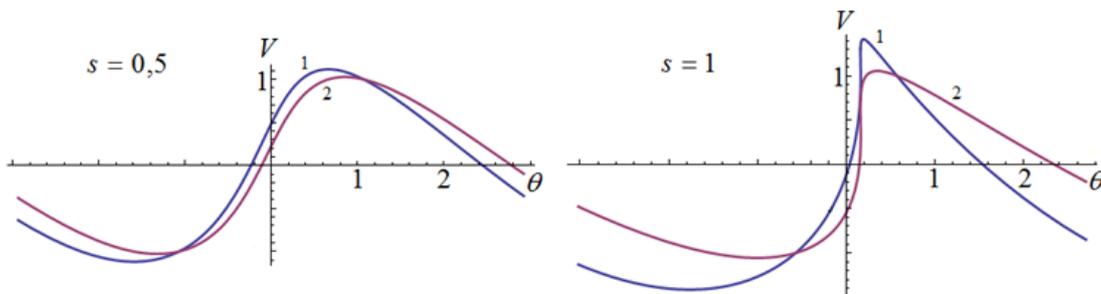


Рис. 4. Искажение профиля на оси из-за дифракции и стратификации при $N = 1$. Кривая 1 соответствует нестратифицированной среде $s_0 \rightarrow \infty$, кривая 2 — стратифицированной $s_0 = 0,18$.

Работа поддержана грантами программы Президента РФ поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4590.2010.2) и РФФИ (грант 09-02-00925-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Романова Н.Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в атмосфере // Изв. АН СССР. 1970. Т.6. №2.
2. Гохберг Л.М., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. М.: Наука, 2008.
3. Гусев В.А., Жостков Р.А. Профили интенсивных сигналов, распространяющихся вертикально вверх в стратифицированной атмосфере // Сборник трудов 22 сессии российского акустического общества. Москва, 2010.
4. Гусев В.А., Собисевич А.Л. Низкочастотные волновые процессы в геосферах, предшествующие сильным сейсмическим событиям // Коллективная монография Экстремальные природные явления и катастрофы. Т.1. Оценка и пути снижения негативных последствий экстремальных природных явлений. М.: ИФЗ РАН, 2010.
5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П., Теория волн, М.: Наука, 1990.

УДК 534.874.1

Н.П. Красненко, А.С. Раков, Д.С. Раков, Ц.Д. Сандуков

АКУСТИЧЕСКИЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН

634055, г. Томск, пр. Академический 10/3,

Тел. (3822) 492-418; Факс: (3822) 491-950

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

E-mail: krasnenko@imces.ru, dipol@ngs.ru, rakov@imces.ru, tsyden@ngs.ru

В докладе рассмотрены вопросы создания и использования направленных акустических антенн в виде антенных решеток в системах звукового вещания и оповещения, а также в акустических локаторах для дистанционного зондирования атмосферы. Приведен краткий обзор и описание антенных решеток для существующих систем. Сформулированы предъявляемые к ним требования и реализуемые возможности. Приведены расчеты характеристик антенных решеток различной конфигурации и результаты их испытаний.